



ESTADUAL DA PARAÍBA
UNIVERSIDADE ESTADUAL DA PARAÍBA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA

FELIX SILVA DE LIMA

O UNIVERSO: DA DESACELERAÇÃO À ACELERAÇÃO

CAMPINA GRANDE – PB
2015

FELIX SILVA DE LIMA

O UNIVERSO: DA DESACELERAÇÃO À ACELERAÇÃO

Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) apresentado ao Curso de Licenciatura em Física da Universidade Estadual da Paraíba – UEPB, como requisito para a obtenção do título de Licenciado em Física.

Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Holanda.

CAMPINA GRANDE – PB

2015

É expressamente proibida a comercialização deste documento, tanto na forma impressa como eletrônica. Sua reprodução total ou parcial é permitida exclusivamente para fins acadêmicos e científicos, desde que na reprodução figure a identificação do autor, título, instituição e ano da dissertação.

L732u Felix Silva De Lima

O universo [manuscrito] : da desaceleração à aceleração /
Felix Silva de Lima. - 2015.

65 p. : il. color.

Digitado.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) -
Universidade Estadual da Paraíba, Centro de Ciências e
Tecnologia, 2015.

"Orientação: Prof. Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda,
Departamento de Física".

1. Cosmologia moderna. 2. Expansão do universo. 3.
Supernovas. I. Título.

21. ed. CDD 523.12

FELIX SILVA DE LIMA

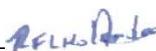
O UNIVERSO: DA DESACELERAÇÃO À ACELERAÇÃO

Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) apresentado ao Curso de Licenciatura em Física da Universidade Estadual da Paraíba – UEPB, como requisito para a obtenção do título de Licenciado em Física.

Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda.

Aprovado em: 22/06/2015.

Banca Examinadora:



Professor Dr. RODRIGO FERNANDES LIRA DE HOLANDA
ORIENTADOR



Professor Me. JARDEL LUCENA
EXAMINADOR



Professora Dr. MORGANA LIGIA
EXAMINADOR

À minha querida avó, Joana (*in memoriam*), com
muito carinho e gratidão.

Agradecimentos

Sou extremamente grato a Deus, por me proporcionar saúde e dedicação nesta empreitada; por me apoiar nos momentos mais difíceis e me conceder mais esta conquista.

Agradeço à minha família por me apoiarem e prestarem o incentivo que sem ele certamente não haveria conseguido. Em especial à minha esposa, Josiane, por todo o incentivo e paciência, e à minha mãe, Rosa, pela força a mim concedida e pelos esforços para me proporcionar uma boa educação.

Agradeço a Maxwellton Ferreira (Elto), Márcio Ferreira, Magno Ferreira e os seus demais familiares por todo o incentivo e participação nos momentos mais decisivos durante o meu ingresso na Universidade, assim como também as preciosas orientações que me concederam.

Agradeço ao meu orientador, Rodrigo Fernandes Lira de Holanda, por toda a sabedoria compartilhada, assim como também, a paciência e disponibilidade no decorrer desta pesquisa.

Agradeço a Elialdo Andriola Machado, pela orientação nos dois anos de iniciação científica do qual participei (assim como também à nossa preciosa amizade), e à Juliana Di Pace pelo incentivo e amizade.

Agradeço aos meus amigos do curso de Física, os quais contribuíram muito durante a minha graduação.

Tenho muito a agradecer, também, à equipe de professores que passaram pela minha formação, em especial: Jean Spinelly, Alex Silva, José Carlos Justino (Justos), Robson Batista, Maria Ângela, Morgana Lígia, Maria Amélia, Roberto Martins, Ana Raquel, Ernesto, Falcão, Aldo Trajano, José de Arimatéia, Írio, Tâmara, Mará, Alessandro, Alyson e muitos outros (não menos importantes).

Agradeço ao incentivo financeiro fornecido pelo CNPq e pela UEPB, pois foram cruciais para a minha formação acadêmica.

Agradeço à minha prima Antônia (Tonha) por todo o incentivo a mim dedicado no decorrer da minha graduação.

Enfim, agradeço a todos que participaram desta minha jornada acadêmica direta ou indiretamente.

Mantenho o tema constantemente diante de mim e espero que os clarões da alvorada, pouco a pouco, se transformem em plena luz.

Sir Isaac Newton (1642-1727)

RESUMO

Este trabalho de conclusão de curso é resultado de uma pesquisa bibliográfica a qual analisa como o estudo com Supernovas Tipo Ia levaram os pesquisadores a concluir que o Universo está se expandindo aceleradamente. Para isto, foi indispensável revisarmos alguns conceitos relevantes no estudo da Cosmologia Moderna, a saber: o Modelo Padrão da Cosmologia e as técnicas de estimativas de distância que permitiram inúmeras descobertas a respeito da evolução do Universo. Neste sentido, buscamos compreender como Hubble e outros obtiveram resultados importantes acerca da expansão do Universo, em 1929, como foram levados a crer que a expansão desacelerava, assim como também, a descoberta da expansão acelerada do Universo, em 1998, por dois grupos, o *Supernova Cosmology Project* e o *High - Z Supernova Search Team*.

Palavras-chave: Cosmologia Moderna. Expansão acelerada do Universo. Supernovas Tipo Ia.

ABSTRAT

In this work we performed a literature search which analyzes how the observations of Supernovae Type Ia observations led the researchers to conclude that the Universe is expanding rapidly. For this, it was essential to revise some relevant concepts in the Modern Cosmology study, namely: the standard cosmological model and the techniques of distance estimates that enabled numerous discoveries about the evolution. In this sense, we describe how E. Hubble and others obtained important results about the Universe in 1929, as they were led to believe that expansion was slowed, as well as the discovery of the accelerating expansion of the universe in 1998 by two groups, the Supernova Cosmology Project and High-z Supernova Search Team.

Keywords: Modern Cosmology. Accelerating expansion of the Universe. Supernovae Type Ia.

Lista de Figuras

Figura 01: Soluções das Equações de Friedmann para os casos (a) $k=0$; (b) $k=-1$ e (c) $k=+1$. Adaptado de Delbem (2010).....	26
Figura 02: Valores para o parâmetro de desaceleração quando (a) $\ddot{a} = 0$; (b) $\ddot{a} > 0$ e (c) $\ddot{a} < 0$	28
Figura 03: Universo cíclico proposto por Friedmann: tal Universo é alternado por expansões e contrações. Adaptado de Henrique e Silva (2007).....	32
Figura 04: Universo dominado por matéria, no qual a curvatura pode assumir três valores distintos, $k=0$ e $k=\pm 1$. Adaptado de Delbem (2010).....	33
Figura 05: Modelo do átomo primordial proposto por Lemaître. Henrique e Silva (2007)...	34
Figura 06: Determinação da distância por meio do método da triangulação. Adaptado de Nussenveig (2002).....	37
Figura 07: Determinação da distância d pelo método da paralaxe trigonométrica. Adaptado de Busti (2009).....	38
Figura 08: componentes da velocidade no movimento estelar. Kepler (2011).....	40
Figura 09: Diagrama HR. Kepler (2011).....	42
Figura 10: Brilho <i>versus</i> período. Damineli e Steiner (2010).....	44
Figura 11: Esquema do processo de formação de Supernovas.....	46
Figura 12: A previsão não-relativística e a relativística para o raio da estrela <i>versus</i> a sua massa.....	47
Figura 13: O brilho de uma supernova é comparável ao de uma galáxia. Damineli e Steiner (2010).....	48
Figura 14: Determinação da distância de diâmetro angular.....	50
Figura 15: Relação linear entre velocidade e distância obtida por Hubble. Soares (2014)....	55
Figura 16: Resultado obtido pelo <i>Supernova Cosmology Project</i> . Adaptado de Perlmutter <i>et al</i> (1999).....	58
Figura 17: Resultados oriundos de SN Ia. Adaptado de Souza (2004).....	58

Figura 18: Resultados obtidos pelo <i>High-Z Supernova Search Team</i> . Souza (2004).....	59
Figura19: Genealogia da energia escura. Lima (2004).....	60
Figura 20: Possibilidades para a expansão do Universo. Daminieli e Steiner (2010).....	60

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	14
2 A COSMOLOGIA MODERNA.....	16
2.1 O MODELO PADRÃO DA COSMOLOGIA.....	16
2.2 TEORIA DA RELATIVIDADE GERAL.....	17
2.3 EQUAÇÕES DE FRIEDMANN.....	22
2.4 ALGUNS PARÂMETROS COSMOLÓGICOS.....	24
2.4.1 O PARÂMETRO DE HUBBLE.....	24
2.4.2 DENSIDADE CRÍTICA.....	25
2.4.3 PARÂMETRO DE DENSIDADE.....	25
2.4.4 PARÂMETRO DE DESACELERAÇÃO.....	27
2.5 O MODELO DE FRIEDMANN-LEMAÎTRE-ROBERTSON-WALKER.....	30
2.6 O ÁTOMO PRIMORDIAL DE LEMAÎTRE.....	33
2.7 DESVIO PARA O VERMELHO (<i>REDSHIFT</i>).....	34
3 ESCADA DE DISTÂNCIA CÓSMICA.....	37
3.1 INDICADORES PRIMÁRIOS DE DISTÂNCIA.....	37
3.1.1 O MÉTODO DA TRIANGULAÇÃO.....	37
3.1.2 PARALAXE ESTELAR.....	38
3.1.3 MÉTODO DE CORRENTES DE ESTRELAS E MOVIMENTO PRÓPRIO.....	39
3.1.4 LUMINOSIDADE APARENTE.....	40
3.1.5 O DIAGRAMA HR E A RELAÇÃO PERÍODO-LUMINOSIDADE DE ESTRELAS VARIÁVEIS PULSANTES: CEFIDAS E RR LYRAE.....	42
3.2 INDICADORES SECUNDÁRIOS DE DISTÂNCIA.....	45
3.2.1 RELAÇÃO FABER-JACKSON E TULLY-FISHER.....	45
3.2.2 SUPERNOVAS TIPO Ia.....	46
3.2.3 DISTÂNCIA DE LUMINOSIDADE.....	49

3.2.4 DISTÂNCIA DE DIÂMETRO ANGULAR.....	50
4 A EXPANSÃO DO UNIVERSO: DA DESACELERAÇÃO À ACELERAÇÃO.....	52
4.1 A LEI EMPÍRICA DE HUBBLE E ALGUMAS EVIDÊNCIAS OBSERVACIONAIS.....	52
4.2 A DESACELERAÇÃO E A ACELERAÇÃO DA EXPANSÃO DO UNIVERSO.....	55
5 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	61
REFERÊNCIAS.....	63

1 INTRODUÇÃO

Até meados da década de 1920 a expansão do Universo era desconhecida. Na verdade, acreditava-se até o início do século XX que este era estático¹. O cientista alemão, Albert Einstein (1879-1955), propôs o primeiro modelo cosmológico relativista que, segundo este, o Universo deveria se comportar desta forma (WAGA, 2005, p. 158).

No entanto, quando ele percebeu que suas equações de campo da Teoria da Relatividade Geral (TRG) sugeriam que o Universo deveria se expandir ou colapsar, ele introduziu nestas um termo, a constante cosmológica, de ação repulsiva à gravidade, com a finalidade de sempre estabilizar o seu modelo.

Contudo, o físico russo, A. A. Friedmann (1922 e 1924) obteve um conjunto de soluções para as equações de Einstein, no qual havia a possibilidade de um Universo em expansão (BUSTI, 2009; DELBEM, 2010; KEPLER, 2011; WAGA, 2005). Independentemente de Friedmann, o astrônomo belga, George Lemaître obteve em 1927 soluções para as equações da TRG que eram equivalentes às deste primeiro. Entretanto, ele buscou uma interpretação física para os seus resultados e seu trabalho foi mais bem recebido. Algo equivalente à Lei de Hubble já se encontrava neste trabalho (HENRIQUE e SILVA, 2007, p. 19). Ele chegou, inclusive, a estimar a constante equivalente a de Hubble, obtendo um valor aproximadamente igual ao que Hubble descobriria posteriormente.

Além de Friedmann e Lemaître, o holandês Willem de Sitter (1872-1935) propôs, a partir da TRG em 1917, um modelo alternativo ao de Einstein: este possuía geometria euclidiana, isto é, era plano, e em expansão (COSTA, 2008, p. 233). Conforme indica Delbem (2010), os modelos de Einstein e de Sitter diferiam da seguinte forma: enquanto o do primeiro era matéria sem movimento, o do segundo era movimento sem matéria.

Paralelamente às descobertas teóricas que vinham acontecendo, um conjunto de observações importantes estavam sendo realizadas por astrônomos como Vesto Slipher, Milton Humanson, Edwin Hubble e outros que reforçariam a dinâmica expansionista do Universo.

Para que a expansão do Universo fosse detectada foi necessário o desenvolvimento de métodos de determinação de distâncias consistentes. Para isso os astrônomos buscaram observar objetos extremamente luminosos que servissem como indicadores de distância, como as Cefeidas por exemplo. Sendo assim, a presente pesquisa busca descobrir como as

¹ Com estático nos referimos ao Universo em grande escala, assim podem existir movimentos locais.

Supernovas Tipo Ia (SN Ia), Velas-Padrão, possibilitaram a descoberta da expansão acelerada do Universo.

2 A COSMOLOGIA MODERNA

A Cosmologia Moderna surge após a publicação da TRG em 1915, a qual possibilitou obter resultados indispensáveis para o entendimento atual do Universo. Ela foi o estopim para desenvolvimento do modelo do *Big Bang*, o qual é o que melhor descreve a dinâmica cosmológica atual, sendo conhecido como Modelo Padrão da Cosmologia² (MPC), com alicerces teóricos ancorados no Princípio Cosmológico e na Teoria da Relatividade Geral (TRG), estando observacionalmente, sustentado na expansão do Universo (Hubble, 1929), nucleossíntese primordial, Radiação Cósmica de Fundo (RCF) e formação de grandes estruturas no Universo, tal como galáxias (VELÁSQUEZ-TORIBIO, 2007, p. 7).

O princípio cosmológico – o qual é uma interpretação do Princípio Copernicano³ –, afirma que em uma determinada época o Universo não muda de aspecto seja qual for o ponto de observação, assim quaisquer que forem os observadores verão as mesmas quantidades cosmológicas (BUSTI, 2009; RIBEIRO, 1994).

Logo o Universo é, em larga escala, homogêneo (apresenta as mesmas características, como densidade e temperatura, em qualquer ponto) e isotrópico (igual em todas as direções). Este princípio foi utilizado por Einstein em sua TRG, mas foi em meados de 1930 com Edward A. Milne que este teve a sua definição atual (DELBEM, 2010, p. 48). Hoje acredita-se que em escalas acima de maiores que $\approx 100\text{Mpc}$ é uma excelente aproximação considerar que o Universo é isotrópico e homogêneo (VELÁSQUEZ-TORIBIO, 2007, p. 8).

2.1 O MODELO PADRÃO DA COSMOLOGIA

O MPC encontra-se fundamentado na física atômica, quântica, nuclear, de partículas elementares e gravitacional. Este modelo é o cenário do *Big Bang* (ou grande explosão), nome pejorativo concebido por Fred Hoyle, defensor de uma teoria alternativa ao *Big Bang* que sugeria o Modelo do Estado Estacionário (WAGA, 2005, p. 162)..

A teoria do *Big Bang* teve muitas contribuições de físicos nucleares, como George Antonovich Gamow, Asher Alpher e Robert Herman, que centraram suas pesquisas no

² A Cosmologia é a ciência que estuda a origem, estrutura, composição e evolução do Universo (ou *Cosmos*, Universo em grego).

³ O Princípio Copernicano foi proposto por Nicolau Copérnico (1473-1543) e afirma não haverem pontos privilegiados no Universo.

Universo primordial. Para Henrique e Silva (2009), o modelo do *Big Bang* passou a ser denominado de Modelo Padrão da Cosmologia, o qual possui dados observacionais importantes.

Com o tempo a teoria de Gamow recebeu contribuições de muitos outros cientistas, e passou a ser conhecida como o Modelo Padrão da Cosmologia, que hoje é o mais aceito na comunidade científica. É embasado por vários dados observacionais, sendo que os mais importantes, os chamados “pilares da cosmologia moderna” seriam: a expansão do Universo, a abundância de elementos leves (hidrogênio, hélio, deutério e lítio), e a Radiação Cósmica de Fundo (HENRIQUE e SILVA, 2009, p. 8).

O Universo primordial foi dominado por radiação (fótons, neutrinos etc.), logo em seus primórdios este seria quente, esfriando devido à expansão. Antes que este esfriasse até cerca de 3.000 K, os fótons, que possuíam um livre caminho médio muito curto, impediam os elétrons de combinar-se com os prótons para formar o átomo de hidrogênio, pois possuíam energia superior a de ligação do átomo de hidrogênio, a saber: 13,6 eV (WAGA, 2005, p. 165).

Ao atingir tal temperatura, há cerca de 380.000 anos, os fótons não possuíam mais energia suficiente para impedir a formação dos átomos de hidrogênio de modo que começaram a vagar livremente pelo Universo, sem interagir com a matéria, de forma homogênea e isotrópica. Esta fase é denominada recombinação ou desacoplamento (KEPLER, 2011, p. 631). A partir de então, estes fótons constituem a RCF, prevista pelo modelo do *Big Bang*.

A temperatura que esta radiação teria hoje foi calculada em 1948 por Alpher e Herman, os quais obtiveram o valor de 5K (o valor aceito atualmente é algo próximo: $\approx 3K$). Em 1964 a RCF foi detectada por Penzias e Wilson (MARQUES, 2012, p. 46).

2. 2 TEORIA DA RELATIVIDADE GERAL

Cerca de dez anos após a publicação de sua Teoria da Relatividade Especial (TRE) em 1905, que unificou os conceitos de espaço e tempo,⁴ massa e energia, Einstein desenvolveu uma teoria ainda mais inusitada, a qual incorporava os efeitos gravitacionais à sua teoria anterior.

A teoria da gravitação de Einstein consistia numa teoria totalmente nova da gravitação, no qual a gravidade era um efeito geométrico do espaço-tempo ocasionado pela matéria e energia nele presentes.

⁴Esta unificação é denominada contínuo espaço-tempo.

Nela o princípio da relatividade é generalizado para todos os observadores, independentemente de seu estado de movimento: as equações que descrevem o movimento dos corpos sob a influência de um campo gravitacional são idênticas para todos os referenciais, inclusive aqueles cujos eixos são curvos ou torcidos (BEM-DOV, 1996, p. 125).

Esta teoria inaugurou um novo cenário na física, uma vez que:

Com a publicação, em 1916, das equações de campo gravitacional, e como consequência a TRG, Albert Einstein não só construiu [...] uma nova teoria física para o tratamento de fenômenos gravitacionais, como também estabeleceu as bases de uma nova disciplina física, a cosmologia, a qual se propõe a estudar a física do Universo [...] uma entidade física única [...] (RIBEIRO e VIDEIRA, 2004, p. 520).

Todavia, a motivação de Einstein para desenvolver a TRG foi o fato de haver um desacordo entre a interação instantânea da gravitação newtoniana e a TRE, pois até então a teoria clássica da gravitação não havia tido conflitos entre as previsões e as observações (CATTANI, 1998, p. 28), exceto o fato de esta ter falhado ao explicar as irregularidades na órbita do planeta Mercúrio⁵ e outras falhas aparentemente corriqueiras. No entanto, anos antes um episódio semelhante havia permitido a Urban Le Verrier descobrir o planeta Netuno, utilizando para isto, a teoria clássica da gravitação e por isso o problema da precessão do periélio de Mercúrio foi atribuída à existência do hipotético planeta Vulcano (MATSAS e VANZELLA, 2008, p. 41), o qual nunca foi descoberto.

Por outro lado, a TRG obteve êxito no tratamento da órbita de Mercúrio (ARTHURY e PEDUZZI, 2013, p. 5), assim como também em outros testes clássicos, consolidando-se finalmente como teoria física mais consistente que a newtoniana da gravitação.

A TRE de Einstein possui elemento de linha descrito pela métrica de Minkowski:

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (2.1)$$

a qual pode ser reescrita compactamente como (BUSTI, 2009, p.34):

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.2)$$

em que $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ é a métrica do espaço-tempo plano e x^μ são as coordenadas espaço-temporais. A quantidade ds^2 é um invariante para qualquer sistema de referência inercial.

Galileu no seu estudo sobre o movimento de queda dos corpos já havia mostrado que a massa do objeto sujeito à ação de um campo gravitacional não tinha influência sobre sua trajetória, logo todos os corpos sujeitos às influências de um campo gravitacional se deslocam

⁵ O planeta Mercúrio avança cerca de 43'' de arco por século, nunca completando totalmente a elipse de sua órbita.

da mesma maneira, desde que, como aponta Landau e Lifchitz (2004), as condições iniciais sejam as mesmas. Segundo Cattani (1998), a partir deste resultado Newton inferiu a equivalência entre massa inercial e gravitacional. Além disso,

Esta propriedade dos campos gravitacionais permite estabelecer uma analogia essencial entre o movimento dos corpos num campo gravitacional e o movimento dos corpos que, apesar de não estarem sujeitos à ação de um campo externo qualquer, estão referidos a um sistema de referência não-inercial (LANDAU e LIFCHITZ, 2004, p. 294).

Tal propriedade de que o movimento em referenciais não-inerciais ocorre da mesma maneira que em referenciais sob influência de campos gravitacionais é denominada Princípio da Equivalência, o qual resulta de uma experiência mental realizada por Einstein em 1907, que o levou à TRG (HALLIDAY, 2009, p. 45).

Por definição, um referencial não-inercial (ou acelerado) é aquele no qual existem forças fictícias⁶ (BARCELOS NETO, 2004, p. 10) ou, por outro lado, segundo Falciano (2009), um referencial inercial é aquele no qual não existe nenhum tipo de força, ou seja, são referenciais que estão parados ou em movimento retilíneo uniforme em relação a um outro referencial inercial. Para Resnick (1971), do princípio da equivalência,

Einstein assinalou que segue-se que não podemos falar de aceleração absoluta de um sistema de referência, e sim somente da relativa, exatamente seguiu da teoria especial da Relatividade que não podemos falar da velocidade absoluta de um sistema de referência, e sim somente da relativa (RESNICK, Robert, 1971, p. 228).

Portanto, para admitir-se os efeitos gravitacionais para a métrica, se faz necessário empregar-se uma métrica que forneça as propriedades intrínsecas do espaço-tempo, e este foi um dos pontos de partida de Einstein, o qual assumiu que o espaço-tempo – considerando os efeitos gravitacionais –, é curvo quadridimensional riemanniano, de modo que o elemento de linha para o espaço-tempo pode ser expresso por (CATTANI, 1998; FABRIS e VELTEN, 2012):

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.3)$$

sendo $g_{\mu\nu}$ o tensor métrico.

Note-se que quando o espaço-tempo em questão é chato, o tensor métrico assume os valores diagonais $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$ (JACKSON, 1983, p. 412), mas para espaços-tempo curvos, este tensor assume outros valores, como será visto posteriormente.

⁶ Forças fictícias são forças que existem apenas no referencial acelerado em questão, como a força centrífuga, de Coriolis, etc.

A Equação (2.3) é também chamada de *métrica de Riemann*, e os índices μ e ν variam de 0 a 3 (uma coordenada temporal e três espaciais), sendo (2.2) um caso particular de (2.3).

A partir das considerações citadas e do princípio da covariância, que propõe a equivalência entre a forma das leis físicas diferentes sistemas de coordenadas (DELBEM, 2010, p. 116), Einstein chegou à Equação de campo que relaciona a geometria do espaço-tempo com o conteúdo de matéria-energia:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein; $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Riemann; $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico, que pode representar o espaço-tempo; R é o escalar de Ricci; $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento e a razão $\frac{8\pi G}{c^4}$ é a constante de Einstein.

O lado esquerdo de (2.4) está relacionado à geometria do espaço-tempo, enquanto o lado direito ao conteúdo de matéria e energia, desta forma é possível concluir que a geometria do espaço-tempo é modificada na presença de matéria-energia.

A partir de suas Equações de campo, e considerando também o princípio cosmológico, Einstein obteve um modelo cosmológico⁷ inusitado: o Universo não poderia ser estático, isto é, haveria um colapso gravitacional ou uma expansão.

Segundo Delbem (2010), o problema de um modelo de Universo estático era devido ao fato de que a TRG mostrava que modelos contendo matéria não poderiam ser estáticos. Desta forma, por não haver até então evidências observacionais que sugerissem um Universo não-estático, ele adicionou em suas equações de campo um termo que teria ação oposta à gravidade, denominado constante cosmológica (Λ), anulando os efeitos gravitacionais que afetassem a estabilidade do Universo.

Se esta constante fosse diferente de zero, o Universo estático contendo matéria não colapsaria sob sua própria gravidade (DELBEM, 2010, p. 44). Como destaca Costa (2008), Einstein introduziu uma força artificial em suas equações de campo para conservar a visão do Universo de sua época:

Para adequar seu modelo à visão da época anterior às descobertas de Hubble sobre a expansão, o modelo era estacionário, sem expansão e com a introdução de uma força artificial representada por Λ e denominada constante cosmológica, cuja finalidade era contrabalancear a força da gravidade que tenderia a atrair o Universo como um todo (COSTA, 2008, p. 233).

Assim seu Universo seria homogêneo e isotrópico, com curvatura espacial positiva, finito (todavia sem fronteiras⁸) e estático (BEM-DOV, 1996, p. 126). Conforme Waga (2005):

⁷ O modelo proposto por Einstein é considerado o primeiro modelo cosmológico relativista.

Einstein acreditava que seu modelo possuía as seguintes virtudes: 1) podia relacionar a massa do Universo com a constante cosmológica, o que estava de acordo com o princípio de Mach⁹; 2) mostrou ser possível construir um modelo cosmológico consistente com a relatividade geral; 3) acreditava ser este o *único* modelo com essas características (WAGA, 2005, p. 158).

Com o emprego da constante cosmológica, (2.4) resulta em:

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

A constante cosmológica, ou “o maior erro” de Einstein, pode ter um papel importante na história do Universo, sendo uma forte candidata à componente exótica denominada energia escura, responsável pela expansão acelerada do Universo, como veremos de maneira mais aprofundada no Capítulo 4.

Contudo, desde o final da década de 1920, sabe-se que o Universo está em expansão, e que esta ocorre de forma homogênea e isotrópica, concordando com o princípio cosmológico. Neste sentido, para construir-se um modelo cosmológico consistente é necessário adotar-se que o Universo deva ser espacialmente homogêneo, isotrópico e em expansão.

Assim, para aplicar-se a Equação de campo na maior escala possível, isto é, na descrição do Universo como um todo, devemos utilizar a métrica de FLRW, que satisfaz este princípio, pois a geometria que descreve um Universo com estas características e que se expande é definida por essa métrica (FABRIS e VELTEN, 2012, p. 2), em que o elemento de linha é dado, genericamente, por:

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right]. \quad (2.6)$$

Em que r , θ e ϕ são coordenadas esféricas comoveis e $a(t)$ é o fator de escala, quantidade que mede distâncias físicas no Universo. Além disso, k é constante de curvatura que pode ser: $k = 0$ (Universo plano) ou $k = +1$ (Universo fechado) ou $k = -1$ (Universo hiperbólico).

Por outro lado,

$$dx^0 = dt; dx^1 = dr; dx^2 = d\theta; dx^3 = d\phi. \quad (2.7)$$

Logo, comparando (2.3) com (2.6), e adotando que $g_{\mu\nu} = 0$ para $\mu \neq \nu$ e $g_{\mu\nu} \neq 0$ para $\mu = \nu$, percebemos que $g_{\mu\nu}$ é a seguinte matriz 4x4:

⁸Se um raio de luz fosse emitido por alguém e um longo tempo transcorresse, o emissor veria esse raio retornar porque o Universo é fechado, mas não existem fronteiras, de modo que esse raio de luz não encontraria obstáculo algum como sendo o limite do Universo.

⁹O princípio de Mach propõe que o movimento tem relação com a matéria total do Universo.

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -a^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-a^2}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a^2r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a^2r^2\text{sen}^2\theta \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Note-se que o tensor métrico não assume os mesmos valores para quando o espaço-tempo é chato, e que este depende do fator de escala e da curvatura.

2.3 EQUAÇÕES DE FRIEDMANN

Para descrever a dinâmica do Universo é fundamental saber como o fator de escala $a(t)$ e outras quantidades variam com o tempo. As equações de Friedmann são obtidas da Equação de Einstein, (2.5), para a métrica de FLRW, tendo em vista um fluido perfeito para o tensor de energia-momento, sendo dadas por:

$$8\pi G\rho + \Lambda = 3\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{3k}{a^2}, \quad (2.9)$$

e

$$8\pi GP - \Lambda = -2\frac{\ddot{a}}{a} - \frac{\dot{a}^2}{a^2} - \frac{k}{a^2}, \quad (2.10)$$

em que o ponto representa a derivada com relação ao tempo.

É possível manipular as Equações (2.9) e (2.10) para obter-se a Equação de conservação local de energia, diferenciando a primeira com respeito ao tempo e combinando-a com a segunda, o que nos fornece, portanto:

$$\dot{\rho} + 3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a} = 0. \quad (2.11)$$

Para solucionarmos (2.11), obtendo a densidade de energia como função do fator de escala, é necessário descobrir como a densidade de energia ρ e a pressão p relacionam-se. Logo, precisamos de uma Equação de estado que relacione densidade e pressão, $p = p(\rho)$, a partir das distribuições e outras características de um gás. Geralmente em Cosmologia a matéria e a radiação têm condições físicas nas quais a pressão e a densidade estão relacionadas pela seguinte relação linear:

$$p = \omega\rho, \quad (2.12)$$

sendo ω uma constante que assume valores distintos para fluidos conforme as características conforme as suas características.

Como a Equação de estado, para a maioria dos fluidos de interesse cosmológico, assume a forma de (2.12), é possível integrar (2.11) sem problema algum, fornecendo a solução genérica:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3(1+\omega)}. \quad (2.13)$$

A Equação (2.13), conhecida como Equação do Fluido, permite compreender como se comporta a densidade de alguns fluidos de interesse em cosmologia, e o termo ω permite-nos obter como a densidade de energia relaciona-se com a pressão. A matéria, por exemplo, comporta-se como poeira, tendo pressão nula, o que implica em $\omega = 0$, e desta forma temos que a densidade de energia da matéria ρ_M é dada por:

$$\rho_M = \rho_{M0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3, \quad (2.14)$$

em que ρ_{M0} é a densidade de energia da matéria medida atualmente.

O índice zero representa as quantidades medidas na atualidade. Além disso, volume é proporcional ao cubo do fator de escala e, desta forma, a densidade diminui na mesma proporção, ou seja, o volume e a densidade são inversamente proporcionais.

Para um Universo dominado por radiação ($\omega = 1/3$), (2.13) fornece:

$$\rho_R = \rho_{R0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4. \quad (2.15)$$

Perceba que além de a densidade de energia da radiação diminuir com o aumento do volume, a expansão do Universo afeta ainda os comprimentos de onda, razão para que $\rho_R \propto a(t)^{-4}$.

Por último, se a constante cosmológica dominar a expansão, tem-se:

$$\rho_\Lambda = \rho_{\Lambda 0} = \frac{\Lambda}{8\pi G}, \quad (2.16)$$

sendo $\rho_\Lambda = \text{constante}$, isto é, a contribuição da constante cosmológica durante a evolução do Universo não varia.

2.4 ALGUNS PARÂMETROS COSMOLÓGICOS

Nesta Seção trataremos de alguns parâmetros cosmológicos indispensáveis para o estudo da evolução do Universo.

2.4.1 O PARÂMETRO DE HUBBLE

A partir das considerações feitas acerca das densidades das distintas componentes do Universo, é possível definir alguns parâmetros observáveis relevantes para o estudo da cosmologia.

O volume do Universo é diretamente proporcional ao fator de escala, ou seja:

$$V \propto a(t)^3. \quad (2.17)$$

Diferenciando (2.17) com respeito ao tempo, temos:

$$\dot{V} \propto 3a(t)^2 \dot{a}. \quad (2.18)$$

Portanto, dividindo (2.18) por (2.17), obtém-se:

$$\frac{1}{3} \frac{\dot{V}}{V} = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} = H(t). \quad (2.19)$$

A relação entre o volume V e o fator de escala $a(t)$, conforme (2.19), fornecem o parâmetro de Hubble, $H(t)$, o qual permite obter quantidades de interesse em cosmologia.

O valor atual para este parâmetro é denominado constante de Hubble, denotado por H_0 , e aproxima-se de $65 - 75 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (VELÁSQUEZ-TORIBIO, 2007, p. 15).

2.4.2 DENSIDADE CRÍTICA

Podemos obter um parâmetro importante para a densidade de matéria do Universo, denominado “densidade crítica”, ρ_c , por meio de (2.9). Para isso é conveniente reescrevê-la da seguinte forma:

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = H^2 + \frac{k}{a^2}, \quad (2.20)$$

onde $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$.

Multiplicando ambos os membros de (2.20) por H^{-2} , temos:

$$\frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} - 1. \quad (2.20)$$

Quando $k=0$ (Universo plano), o parâmetro de densidade assume o seguinte valor:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.21)$$

Podemos tomar a Equação para o tempo atual, donde obtemos o parâmetro de densidade crítica hoje $\rho_{0,c}$:

$$\rho_{0,c} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,878 \cdot 10^{-29} h^2 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}, \quad (2.22)$$

em que h é a constante de Hubble em unidades de $100\text{kms}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

Portanto, conhecendo-se a densidade de matéria do Universo, é possível a partir de (2.22), inferir se o Universo é hiperbólico, fechado ou plano¹⁰.

2.4.3 PARÂMETRO DE DENSIDADE

A razão entre a densidade de energia, ρ_i , e a densidade crítica, ρ_{cr} , define o parâmetro de densidade Ω_i , correspondente:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_{cr}}. \quad (2.23)$$

¹⁰ As observações implicam em um Universo plano.

A partir das definições apresentadas, é possível reescrever a Equação (2.9) da seguinte forma:

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_{M0} \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^3 + \Omega_{R0} \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^4 + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k0} \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^2 \right], \quad (2.24)$$

sendo o termo $\Omega_{k0} = -\frac{k}{a_0^2 H_0^2}$ o parâmetro de curvatura (medido atualmente). A Equação para o tempo atual, ou seja para $H(t=t_0)$ e $a_0 = a(t = t_0)$, é dada por:

$$\Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k0} = 1, \quad (2.25)$$

onde podemos notar que parâmetros dominam a expansão ao longo da evolução do Universo: quando o fator de escala é pequeno, quem domina a expansão é a radiação; após a radiação, quem domina a expansão é a matéria, curvatura e constante cosmológica, respectivamente.

A curvatura do espaço relaciona-se com o conteúdo matéria e energia da seguinte forma:

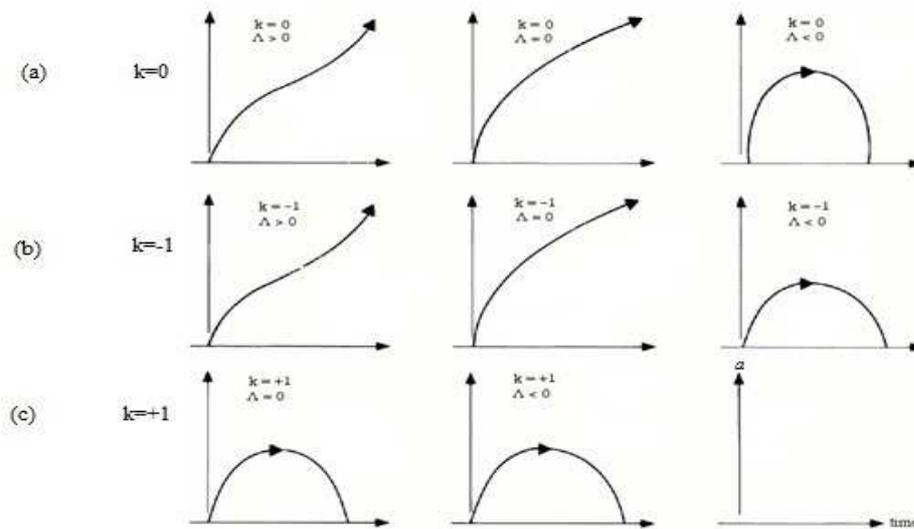
$$k = 0 \quad \Rightarrow \quad \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k0} = 1, \quad (\text{Universo plano})$$

$$k = 1 \quad \Rightarrow \quad \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k0} > 1, \quad (\text{Universo fechado})$$

$$k = -1 \quad \Rightarrow \quad \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k0} < 1. \quad (\text{Universo hiperbólico})$$

A Figura 01 que se segue representa a evolução do fator de escala com o tempo para um conjunto de soluções das Equações Friedmannianas para os casos $k=0$, $k=+1$ e $k=-1$.

Figura 01: Soluções das Equações de Friedmann para os casos (a) $k=0$; (b) $k=-1$ e (c) $k=+1$.



Fonte: Adaptado de Delbem (2010)

Note que os eixos das ordenadas e abscissas não coincidem na origem, uma vez que o fator de escala a representa o quanto o Universo aumentou entre dois instantes distintos e não o raio deste.

2.4.4 PARÂMETRO DE DESACELERAÇÃO

Determinar como o fator de escala varia com o tempo é uma questão fundamental da cosmologia. No entanto, para isto é necessário conhecer todas as componentes do Universo, bem como suas respectivas densidades, já que ele não é uma quantidade observável. Desta forma, por meio das Equações de Friedmann saberíamos exatamente como é $a(t)$. Todavia, conhecer de forma acurada e precisa a contribuição de cada componente do Universo é muito difícil (VELÁSQUEZ-TORIBIO, 2007, p. 25).

Empiricamente, entretanto, podemos obter informações importantes acerca do fator de escala através do fator de escala medido hoje ($a_0 = a(t=t_0)$), expandindo-o em série de potências em torno do tempo atual. Logo:

$$a(t) = a(t_0) + \left. \frac{da}{dt} \right|_{t=t_0} (t - t_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2a}{dt^2} \right|_{t=t_0} (t - t_0)^2 + \dots \quad (2.26)$$

A expansão em série de Taylor acima dá conta (exatamente) de reproduzir $a(t)$ se os infinitos termos forem considerados. Todavia, não é conveniente escrever todos os termos da série, uma vez que ela na forma aproximada fornece valores bem próximos da realidade, pois à medida que se precise (2.26), acrescentando mais termos, estes vão se tornando cada vez menores, de modo que podemos desprezá-los.

A maioria dos modelos cosmológicos propõe que o fator de escala não muda bruscamente com o tempo, desta forma podemos considerar apenas os dois primeiros termos da série, assim:

$$a(t) \cong a(t_0) + \left. \frac{da}{dt} \right|_{t=t_0} (t - t_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2a}{dt^2} \right|_{t=t_0} (t - t_0)^2. \quad (2.27)$$

Note que não usamos mais o símbolo de igualdade, porque o resultado obtido é aproximado.

Utilizando a normalização $a(t_0) = 1$ e a definição do parâmetro de H para o tempo atual, temos:

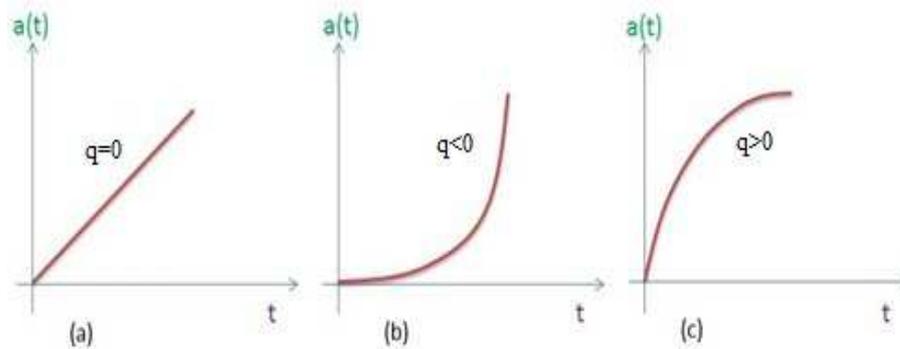
$$a(t) \cong 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0H_0^2(t - t_0)^2, \quad (2.28)$$

em que q_0 é o parâmetro de desaceleração medido atualmente, sendo definido, para um tempo t qualquer, por:

$$q(t) \equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}. \quad (2.29)$$

Note da Equação que a expansão pode ser constante, acelerada ou desacelerada conforme os valores de \ddot{a} . A Figura 02 que se segue representa o parâmetro q para distintos valores de a , isto é, como se comporta para $\ddot{a} = 0$, $\ddot{a} > 0$ e $\ddot{a} < 0$:

Figura 02: O parâmetro q para (a) $\ddot{a} = 0$; (b) $\ddot{a} > 0$ e (c) $\ddot{a} < 0$.



Fonte: Acervo pessoal, maio de 2015.

A Equação (2.27) independe das equações de Friedmann, sendo um resultado cinemático da expansão em série de potências do fator de escala para $t \rightarrow t_0$.

Estamos, portanto, em condições de definir a Equação da aceleração ou desaceleração da expansão. Ao combinar-se a Equação de Fluido com (2.6), é possível obter a Equação da aceleração ou desaceleração da expansão.

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (2.30)$$

Ao analisar-se (2.30), é possível perceber que a aceleração só é positiva e não-nula ($\ddot{a} > 0$) para $P < -\frac{\rho}{3}$.

Podemos ainda reescrever (2.30) da seguinte forma:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\rho(1 + 3\omega), \quad (2.31)$$

onde $P = \omega\rho$. Para um Universo com várias componentes, temos:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i \rho_i (1 + 3\omega_i). \quad (2.32)$$

Dividindo (2.32) por H^2 , temos:

$$\frac{\ddot{a}}{aH^2} = -\frac{1}{2} \frac{8\pi G}{3H^2} \sum_i \rho_i (1 + 3\omega_i) = -\frac{1}{2} \sum_i \Omega_i (1 + 3\omega_i), \quad (2.33)$$

onde Ω_i é dado por (2.23).

Sendo $H = \frac{\dot{a}}{a}$, temos:

$$\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = -\frac{1}{2} \frac{8\pi G}{3H^2} \sum_i \rho_i (1 + 3\omega_i) = -\frac{1}{2} \sum_i \Omega_i (1 + 3\omega_i). \quad (2.34)$$

Finalmente, de (2.29), temos:

$$q = \frac{1}{2} \sum_i \Omega_i (1 + 3\omega_i). \quad (2.35)$$

Quando tomada para o tempo atual, (2.35) fornece:

$$q_0 = \frac{1}{2} \sum_i \Omega_{0,i} (1 + 3\omega_{0,i}). \quad (2.36)$$

Desta forma, podemos analisar (2.36) para o MPC, onde:

- A matéria não-relativista representa $\Omega_{0,m} = 0,3$ (isto é, 30% da composição do Universo) e $\omega = 0$;
- A constante cosmológica representa $\Omega_{0,\Lambda} = 0,7$ e $\omega = -1$;
- A radiação representa $\Omega_{0,r} \cong 0$ e $\omega = -\frac{1}{3}$.

Logo para este modelo, temos que:

$$q_0 \cong \frac{1}{2} (0,3 - 2 \cdot 0,7 + 0) \cong -0,55. \quad (2.36)$$

Como $q_0 < 0$, a expansão é acelerada. Como destaca Velásquez-Toribio (2007), este resultado está de acordo com testes cosmológicos atuais.

2.5 O MODELO DE FRIEDMANN-LEMAÎTRE-ROBERTSON-WALKER

A cosmologia estudada a partir das Equações da TRG tem a curvatura do espaço dada por (DELBEM, 2010, p. 46):

$$K = \frac{k}{a^2}. \quad (2.37)$$

Como já fora comentado k pode ser 0,+1 ou -1.

Se admitirmos que o Universo é preenchido por matéria e que a constante cosmológica é nula, os modelos dividem-se em três classes (KEPLER, 2011; HOLANDA, 2007), e (2.6) torna-se:

$$8\pi G\rho = 3\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 3\frac{k}{a^2}. \quad (2.38)$$

Cada um destes casos serão agora discutidos.

Caso 1: Universo plano ($k = 0$).

Esse caso é o mais simples, conhecido como Universo de Friedmann de curvatura zero ou Modelo de Einstein-De Sitter. Ao isolarmos \dot{a}^2 de (2.38), obtemos:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - k. \quad (2.39)$$

Para o Universo é preenchido por matéria, temos que $\omega = 0$ e, portanto, a Equação (2.11) combinada com (2.39) nos fornece

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G\rho_0 a_0^3}{3a} - k = \frac{\alpha}{a} - k, \quad (2.40)$$

com $\alpha = \frac{8\pi G\rho_0 a_0^3}{3}$.

Logo, para o caso $k=0$, temos:

$$\dot{a}^2 = \frac{\alpha}{a}. \quad (2.41)$$

De (2.41), concluímos que o espaço-tempo que se expande é plano (euclidiano), infinito e ilimitado. Esse modelo é chamado de Universo de Friedmann de curvatura nula, e é equivalente ao modelo de Einstein-de Sitter. Sendo assim, a velocidade das galáxias diminui gradativamente, sendo nula no infinito. Para Delbem (2010) uma analogia newtoniana da configuração deste Universo seria:

Considerando uma descrição newtoniana do Universo, esse modelo de Friedmann corresponderia a uma bola que se expande continuamente. Neste Universo as partículas presentes seguem órbitas parabólicas e têm velocidades iguais às suas velocidades de escape (DELBEM, 2010, p. 46).

A partir de (2.41) é possível determinar a idade do Universo para este caso. Após extrair a raiz quadrada de ambos os membros desta Equação e isolar $\alpha^{1/2}$, integrando-os com respeito ao tempo, adquirimos:

$$a = \left(\frac{2}{3} \alpha^{1/2}\right)^{2/3} t^{2/3}. \quad (2.42)$$

É fácil verificar de (2.42) que:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3t}. \quad (2.43)$$

A Equação (2.43) nos fornece a idade do Universo (plano) quando o valor de um parâmetro, chamado parâmetro de Hubble H , é conhecido. Esse parâmetro é definido da seguinte forma:

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a}. \quad (2.44)$$

Logo a idade do Universo atual é dada por:

$$t_0 = \frac{2}{3H_0}. \quad (2.45)$$

Caso 2: Universo fechado ($k = +1$).

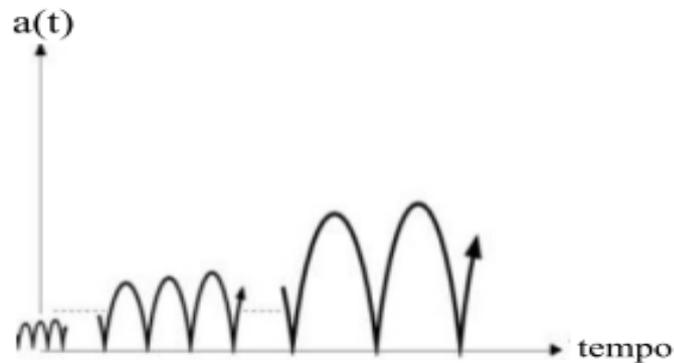
Vamos analisar agora o comportamento da evolução do fator de escala com respeito ao tempo. Por meio de (2.39), temos:

$$\dot{a}^2 = \frac{\alpha}{a} - 1. \quad (2.46)$$

Logo deve existir um ponto para o qual (2.46) se anula, isto é, $\dot{a}^2 = 0$, que é o valor de retorno. Esse ponto é $\alpha = a$. Neste ponto o Universo começa a se contrair, indo em direção a um *Big Crunch*.

Note que a Equação acima descreve um cicloide, o que sugere que o Universo, segundo o próprio Friedmann, seria cíclico (Figura 03).

Figura 03: Universo cíclico proposto por Friedmann: tal Universo é alternado por expansões e contrações.



Fonte: Adaptado de Henrique e Silva (2007).

O espaço-tempo que se expande é esférico, finito e ilimitado, isto é, seria sem fronteiras, de modo que se alguém acendesse uma lanterna em direção ao horizonte do espaço a veria retornar depois de um tempo suficientemente longo, ou se é, se uma nave se deslocasse em linha reta por um longo tempo, retornaria ao ponto de partida depois de uma longa jornada. Ao se expandir ao máximo, este Universo colapsa.

Em uma descrição newtoniana do Universo, esse modelo de Friedmann corresponderia a uma bola que se expande e em seguida colapsa. Neste Universo, as partículas presentes seguem órbitas elípticas e têm velocidades menores do que suas velocidades de escape (DELBEM, 2010, p.46).

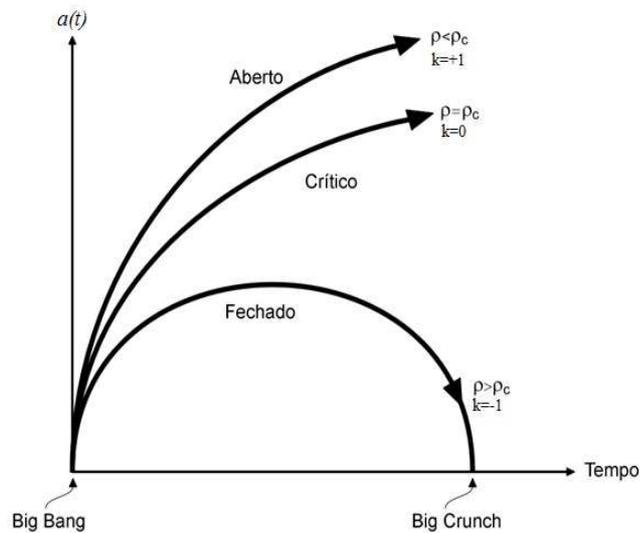
Caso 3: Universo hiperbólico ($k = -1$).

O comportamento do fator de escala para este último caso estudado será obtido analogamente. Usando novamente (2.39), temos:

$$\dot{a}^2 = \frac{\alpha}{a} + 1. \quad (2.47)$$

Note que (2.47) nunca se anula, isto é, esta Equação é não-nula ($\dot{a}^2 \neq 0$) sempre. Neste caso, o espaço-tempo que se expande é hiperbólico, infinito e ilimitado. Uma característica notória é que não há ponto de retorno. Logo, o Universo se expandirá para sempre. A partir da Figura 04 é possível o comportamento do fator de escala *versus* o tempo para os três casos acima citados.

Figura 04: Universo dominado por matéria, no qual a curvatura pode assumir três valores distintos, $k=0$ e $k=\pm 1$.



Fonte: Adaptado de Delbem (2010).

2.6 O ÁTOMO PRIMORDIAL DE LEMAÎTRE

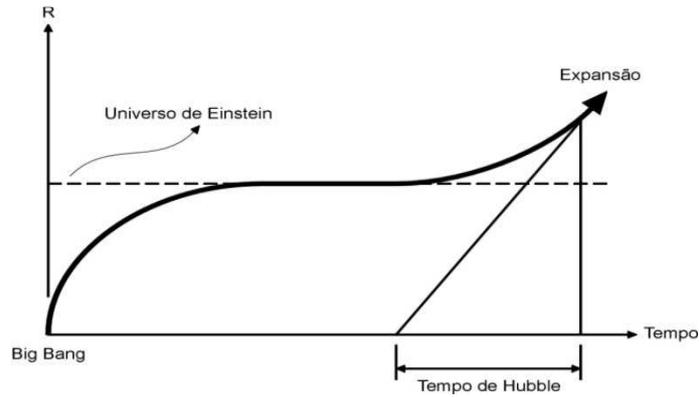
Alguns anos após a publicação dos trabalhos de Friedmann, o físico belga Georges Henri Édouard Lemaître (1894-1966) ao analisar e resolver as equações de Einstein chegou aos mesmos resultados que Friedmann. Diferentemente deste último, Lemaître teve seu trabalho bem recebido (de Sitter e Einstein elogiaram-no).

Posteriormente, ele aprofundou-se ainda mais em suas pesquisas e chegou à conclusão de que outrora todo o Universo, matéria e espaço-tempo, estavam confinados numa espécie de ovo, que ele chamou de “átomo primordial”. A partir desse átomo primordial, houve uma gigantesca explosão, o qual fragmentou-se em partículas cada vez menores, numa enorme fissão nuclear, dando origem aos elementos químicos que existem atualmente.

Em seu modelo, o Universo proposto por Lemaître possuía um início no tempo¹¹ ($t=0$), em que o raio de curvatura é nulo ($R=0$) (HENRIQUE e SILVA, 2007, p. 15).

¹¹É o famoso “dia sem ontem”.

Figura 05: Modelo do átomo primordial proposto por Lemaître.



Fonte: Henrique e Silva (2007).

Como aponta Henrique e Silva (2007) este é o primeiro modelo específico para o *Big Bang* (grande explosão), proposto em 1927. Tal modelo, porém, não pode estar correto, pois viola as leis da relatividade e a estrutura da matéria (quântica), todavia serviu de inspiração para os modelos modernos (KEPLER, 2011, p. 630).

2.7 DESVIO PARA O VERMELHO (*REDSHIFT*)

É possível conhecer o comportamento do fator de escala por meio dos deslocamentos na frequência de luz emitida por fontes distantes, em outras palavras, a partir do *redshift* pode-se obter a razão entre o fator de escala entre dois instantes distintos (BUSTI, 2009, p. 36).

Suponhamos que um fóton seja emitido, num instante t_1 , por uma fonte cuja localização é (r_1, θ, ϕ) , e que este mesmo fóton seja detectado num instante t_0 , por um observador comóvel $\mathbf{O}(r_0, \theta_0, \phi_0)$, isto é, o observador encontra-se na origem do sistema de coordenadas. Sem perda de generalidade, devido à homogeneidade do espaço, é permitido escolher $r_0 = 0$. Assim, o fóton viajará sobre geodésicas radiais nulas ($ds^2 = 0$) em direção da origem \mathbf{O} ao longo de $-r$, sendo θ e ϕ fixos ($d\theta = d\phi = 0$).

Usando (2.6), temos que:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \frac{dr^2}{1 - kr^2} \equiv 0, \quad (2.48)$$

assim,

$$cdt = \frac{\pm adr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (2.49)$$

Em que os sinais de positivo (+) e de negativo (-), na Equação (2.49), representam a luz afastando-se da origem e aproximando-se, respectivamente.

Se a luz foi emitida em $t = t_1$ e detectada em $t = t_0$, ao integrarmos (2.49), levando em conta os casos já citados, temos:

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = - \int_{r_1}^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = f(r_1), \quad (2.50)$$

donde obtemos a solução para $f(r_1)$ os casos $k = \pm 1$ e $k = 0$:

$$f(r_1) = \frac{\arcsen(\sqrt{k}r_1)}{\sqrt{k}} = \begin{cases} \arcsen(r_1), & k = +1 \\ r_1, & k = 0 \\ \operatorname{arcsenh}(r_1), & k = -1 \end{cases}$$

Perceba que $f(r_1)$ independe do tempo.

Por outro lado, se considerarmos uma crista de onda emitida no instante $t_1 + \delta t_1$ e que esta foi detectada pelo observador comóvel em $t_0 + \delta t_0$, teremos, analogamente à situação anterior:

$$\int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{cdt}{a(t)} = - \int_{r_1}^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = f(r_1), \quad (2.51)$$

logo, comparando (2.51) com (2.50), verificamos que

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{cdt}{a(t)}, \quad (2.52)$$

e se rearranjarmos os limites de integração em (2.52), obtemos:

$$\int_{t_1}^{t_1 + \delta t_1} \frac{cdt}{a(t_1)} = \int_{t_0}^{t_0 + \delta t_0} \frac{cdt}{a(t_0)}. \quad (2.53)$$

Quando δt é pequeno implica que $a(t)$ é constante, de modo que teremos:

$$\frac{c\delta t_1}{a(t_1)} = \frac{c\delta t_0}{a(t_0)}. \quad (2.54)$$

Todavia,

$$\lambda_0 = c\delta t_0, \quad (2.55)$$

e

$$\lambda_1 = c\delta t_1. \quad (2.56)$$

A partir disto, temos:

$$\frac{\lambda_0}{a(t_0)} = \frac{\lambda_1}{a(t_1)}. \quad (2.57)$$

Mas o *redshift* é definido por:

$$z \equiv \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_0} = 1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_0}, \quad (2.58)$$

e desta forma, combinando (2.58) com (2.57), obtemos:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}. \quad (2.59)$$

Portanto, o *redshift* medido da fonte relaciona o fator de escala hoje com o do instante no qual a luz foi emitida. A Equação (2.59) é de suma importância para a Cosmologia, e muitas vezes substitui-se o tempo pelo *redshift*, pois, além de simplificar diversas vezes as equações, é uma quantidade observável (VELÁSQUEZ-TORIBIO, 2007, p. 11) que fornece uma maneira de saber o quanto o Universo aumentou desde que a luz foi emitida em relação aos valores atuais (HORVATH, 2008; HORVATH et al., 2007).

3 A ESCADA DE DISTÂNCIA CÓSMICA

Neste Capítulo, serão tratadas algumas técnicas de medição de distâncias, os indicadores primários de distância e os indicadores secundários.

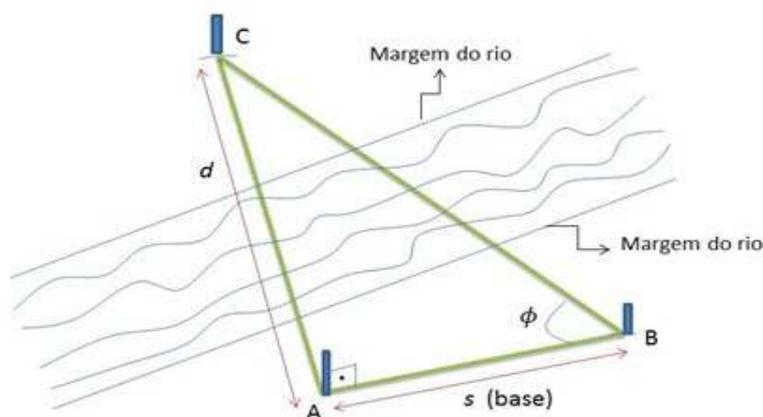
3.1 INDICADORES PRIMÁRIOS DE DISTÂNCIA

Nesta Seção, trataremos dos indicadores primários de distância, os quais são obtidos a partir de métodos cinemáticos. Além disso, podem ser obtidos de combinações com outros indicadores de distância que utilizam métodos cinemáticos. Os indicadores primários permitem a obtenção de pequenas à grandes distâncias, as quais não se notam os efeitos cosmológicos de curvatura ou expansão.

3.1.1 O MÉTODO DA TRIANGULAÇÃO

A triangulação é um método bastante simples na medição de distâncias, consistindo em obter distâncias a partir de uma distância conhecida, que serve de base, e um instrumento (o teodolito, por exemplo, é um instrumento que permite medir ângulos horizontais e verticais) o qual fornece o ângulo entre a direção da mira e a base, conforme a Figura 06:

Figura 06: Determinação da distância por meio do método da triangulação.



Fonte: Adaptado de *Nussenveig* (2002).

Da Figura 06, notamos que o ponto C está à distância d em relação ao ponto A, e o ponto B à distância s deste mesmo ponto. Esta última distância serve de base para o cálculo da primeira. Daí percebe-se que para determinar uma distância qualquer pelo método da triangulação é preciso conhecer outra distância (s , neste caso) que servirá como base para a medição do ângulo ϕ formado entre os pontos A e C. Então, a partir das relações trigonométricas do triângulo retângulo ABC, é possível determinar a distância d .

$$d = stg\phi. \quad (3.1)$$

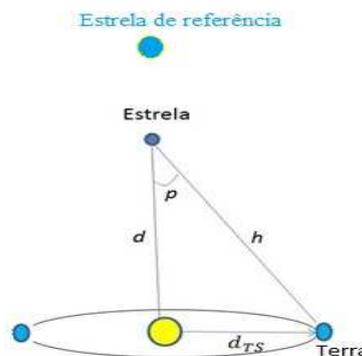
Este método é útil na medição de distâncias não muito grandes, uma vez que para distâncias grandes o instrumento de medida de ϕ fornece valores com discrepâncias entre o valor observado e o real, de modo que pequenos erros de ângulos podem desencadear erros grandes nas distâncias medidas.

Por volta do século III a.C., Eratóstenes utilizou um variante deste método da medição do raio da Terra e, conseqüentemente, sua circunferência, obtendo um valor equivalente a 39.250km para esta última, cujo erro percentual é da ordem de 2% em relação ao valor medido atualmente (BOCZKO e LEISTER, 2008; NUSSENVEIG, 2002).

3.1.2 PARALAXE ESTELAR

O método da paralaxe estelar é análogo ao método da triangulação. Entretanto, é a partir do movimento orbital da Terra durante um intervalo de tempo de seis meses que será obtido a distância ao objeto observado. Para isso, o diâmetro orbital terrestre é tomado como base.

Figura 07: Determinação da distância d pelo método da paralaxe trigonométrica.



Fonte: Adaptado de Busti (2009).

A paralaxe é, portanto, o ângulo subtendido pela Terra em sua órbita ao redor do Sol, e se d_{TS} é a distância média entre a Terra e o Sol, isto é 1UA, p é dada, matematicamente, por:

$$p = \frac{d_{TS}}{d}, \quad (3.2)$$

sendo p medida em segundos de arco.

Pelo fato de ser muito difícil medir ângulos pequenos com precisão, e devido ao efeito combinado de extinção e *seeing* da atmosfera terrestre, este método só é empregado na medição de distâncias às estrelas próximas (≈ 30 pc para telescópios terrestres). No entanto, ele é indispensável na calibração de magnitudes para determinados tipos espectrais e cores, para posteriormente, utilizarem-se outros métodos (HORVATH et al., 2007, p. 83). A partir desta calibração, podemos utilizar estrelas de determinados tipos como Velas-Padrão.

3.1.3 MÉTODO DE CORRENTES DE ESTRELAS E MOVIMENTO PRÓPRIO

O método de correntes de estrelas consiste em analisar o deslocamento do Sol em relação a certas estrelas. Sendo assim, para cada corrente de estrelas, se faz necessário determinar a velocidade de aproximação (ou afastamento) e a direção para a qual esta corrente dirige-se.

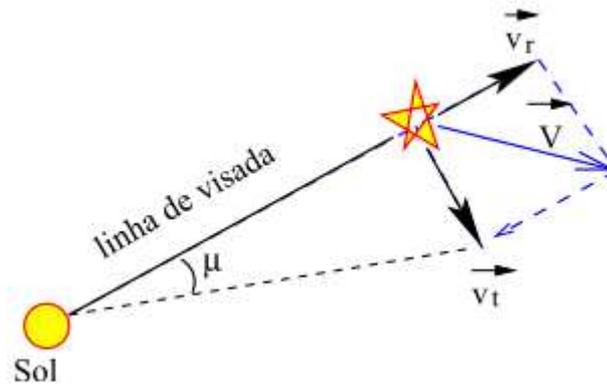
Segundo Verdet (1991), com este método foi possível determinar a distância das estrelas das Híades (45pc). As estrelas desse aglomerado têm um movimento de conjunto ao qual se acrescentam o seu movimento próprio μ , que é definido como sendo a razão entre a velocidade perpendicular do objeto v_p e sua distância d , ou seja:

$$\mu = \frac{v_p}{d}, \quad (3.3)$$

sendo μ medido em segundos/ano.

O movimento próprio é devido aos movimentos relativos entre a estrela e o Sol. Como indica Kepler (2011), estrelas que têm movimento ao longo da linha de visada não apresentam movimento próprio, apenas velocidade radial. Em contra partida, as estrelas que possuem movimento perpendicular à linha de visada, não possuem velocidade radial, mas apenas movimento próprio, conforme a Figura 08.

Figura 08: componentes da velocidade no movimento estelar.



Fonte: Kepler (2011).

Todavia, não é possível medir diretamente a velocidade perpendicular, de modo que sua medição ocorre de forma indireta com o auxílio do efeito Doppler-Fizeau, que fornece a velocidade radial através do deslocamento das linhas espectrais. Além disso, este método só fornece distâncias quando a interferência ocorre. Logo, para medirmos distâncias maiores, precisamos recorrer a outros métodos.

3.1.4 LUMINOSIDADE APARENTE

A luminosidade aparente l , ou fluxo¹² f medido na Terra, permite determinarmos a distância d a um objeto, quando sua luminosidade intrínseca (absoluta) L , emitida por uma fonte, é conhecida (as fontes que têm suas luminosidades intrínsecas conhecidas são denominadas “Velas Padrão”, como por exemplo: Cefeidas; SN Ia etc., que servem como indicadores de distâncias). A luminosidade aparente é facilmente mensurável, mas a luminosidade absoluta requer o conhecimento de alguma propriedade física do objeto (LIMA, 2004, p. 140). A distância luminosidade é definida por (HOGG, 2000, p. 6):

$$d \equiv \left(\frac{L}{4\pi l} \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

onde (3.4) é válida do espaço-tempo de Minkowski, no qual os efeitos de curvatura são desprezíveis.

¹² A luminosidade aparente que medimos na Terra oriunda do Sol é a constante solar.

Perceba, ainda, que a luminosidade (ou brilho) aparente é inversamente proporcional ao quadrado da distância, de modo que para obter a distância ao objeto, devemos conhecer a luminosidade absoluta.

No entanto, por motivos históricos, é usual definirmos a luminosidade de um objeto em termos de magnitude. Há cerca de 2000 anos, Hipparcos (160-125 a.C) classificou as estrelas visíveis a olho nu de acordo com o seu brilho aparente. Ele atribuiu magnitude 1 às mais brilhantes e 6 às menos brilhantes. Posteriormente, por volta de 1856, Norman R. Pogson propôs que a percepção do olho humano é logarítmica (KEPLER, 2011, p. 192), de modo que o fluxo correspondente à magnitude $m=1$ é 100 vezes mais brilhante que uma estrela de magnitude $m=6$. Quando ele o descobriu, imediatamente propôs um sistema de magnitudes que estivesse de acordo com o de Hipparcos (NETO, 2008, p. 144). A Equação a seguir relaciona a luminosidade aparente à magnitude aparente m :

$$m = -2,5 \log f + \text{constante.} \quad (3.5)$$

Através da luminosidade aparente l , ou magnitude aparente m , é possível conhecer a distância d a um objeto, uma vez que esta luminosidade, que é uma espécie de fluxo, permite conhecer a luminosidade absoluta L , ou magnitude absoluta M .

A magnitude aparente de uma estrela depende de sua distância. Desta forma é comum definir-se magnitude absoluta M , como sendo a magnitude teórica que a estrela teria se estivesse a uma distância de 10pc da Terra, conforme a Equação:

$$M = -2,5 \log[F(10pc)] + \text{constante.} \quad (3.6)$$

O Sol, por exemplo, tem uma magnitude visual absoluta de +4,83, enquanto Sirius tem +1,41 (23 vezes mais brilhante que o Sol).

Por outro lado, a diferença entre a magnitude aparente m e a magnitude absoluta M , denominada Módulo de Distância, fornecesse a distância à estrela do qual foram determinadas estas magnitudes:

$$m - M + 5 = 5. \log d, \quad (3.7)$$

onde a distância d , medida em *parsecs*, é dada, explicitamente, por:

$$d = 10^{1 + \frac{m-M}{5}} \text{pc.} \quad (3.8)$$

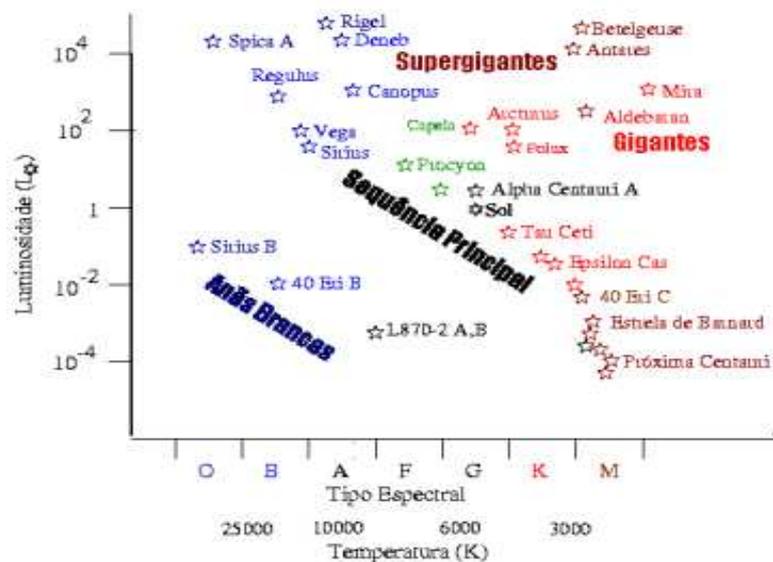
Portanto, conhecendo-se m e M é possível obter a distância d . Em outras palavras, a medida do brilho aparente de uma estrela, permitirá conhecer sua distância, contanto que se chegue ao seu brilho absoluto (VERDET, 1991, p. 222).

O diagrama HR é um diagrama de luminosidade e cor, que classifica as estrelas de acordo com sua massa. As estrelas que estão no estágio de queima de hidrogênio em seu núcleo ocupam a faixa denominada Sequência Principal (ver Figura 09), a qual é composta pela maior parte das estrelas. As estrelas ocupantes desta faixa têm luminosidade e cor relacionadas, os quais dependem da sua massa. Observando-se várias estrelas que estão na sequência principal de aglomerados, é possível calibrar a relação (para isso, deve-se supor que as estrelas estão à mesma distância). O lançamento do satélite Hipparcos melhorou esta calibração pela utilização de paralaxes trigonométricas de estrelas na sequência principal em inúmeros aglomerados, permitindo medir-se distâncias da ordem de 10^5 pc (BUSTI, 2009, p. 46).

3.1.5 O DIAGRAMA HR E A RELAÇÃO PERÍODO-LUMINOSIDADE DE ESTRELAS VARIÁVEIS PULSANTES: CEFEIDAS E RR LYRAE

O diagrama Hertzsprung-Russel (ou diagrama HR, como é mais conhecido) foi descoberto em 1911, independentemente, por Ejnar Hertzsprung (1873-1967), físico dinamarquês, e em 1913 por Henry Norris Russel (1877-1957), físico estadunidense. Este diagrama é extremamente relevante para o estudo das estrelas, uma vez que permite que elas sejam classificadas em luminosidade, tipo espectral, cor e temperatura.

Figura 09: Diagrama HR.



Fonte: Kepler (2011).

O diagrama HR representa o ciclo de vida de uma estrela que relaciona a luminosidade de uma estrela com a temperatura superficial (ou tipo espectral). Essas duas grandezas são quantidades determináveis, a primeira a partir da magnitude absoluta e a segunda a partir da cor espectral.

Neste diagrama, a temperatura aumenta da esquerda para a direita, e as estrelas com maiores temperaturas estão a esquerda. Como pode ser facilmente notado, a distribuição de estrelas pelo gráfico não é homogênea, contudo, cada estrela pertence a um grupo, sendo que aproximadamente 80% destas estrelas da vizinhança solar pertencem à denominada Sequência Principal.

Em 1912, Henrietta Swan Leavitt (1868-1921), a partir do estudo de 25 variáveis, publicou um artigo no qual apresentava a relação matemática período-luminosidade para um grupo de Cefeidas – que são estrelas massivas evoluídas que pulsam por estarem na faixa de instabilidade do diagrama HR –, na Grande Nuvem de Magalhães. Ela notou ainda que quanto maior era o período, mais brilhantes se tornavam as variáveis.

Como as Cefeidas da Pequena Nuvem de Magalhães podem ser consideradas como estando à mesma distância da Terra, *miss* Leavitt descobriu, portanto, um novo meio de se passar da magnitude aparente à absoluta e, desta forma, à distância. Bastava, para isso, calibrar a relação a partir de uma cefeída próxima, a qual fosse possível calcular sua magnitude absoluta. Logo, segundo Verdet (2011), conhecendo-se a magnitude absoluta de uma cefeida, seria possível, a partir desta relação, determinar a de qualquer outra.

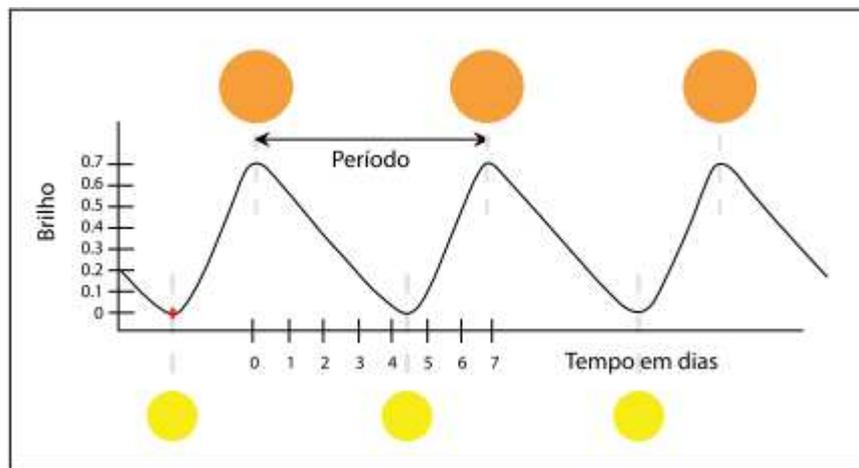
Entretanto, *miss* Leavitt fora encarregada de outras funções¹³, deixando a tarefa a outros. Foi Hertzsprung quem de certa forma deu andamento ao seu trabalho. Ele tinha conhecimento de seu artigo e acreditava que um estudo estatístico do movimento próprio poderia fornecer as distâncias a certas variáveis próximas. Treze Cefeidas no centro da Via Láctea permitia estabelecer a proporção e, portanto, a distância à Pequena Nuvem de Magalhães. O resultado por ele obtido fora de 3.000 AL devido a um erro tipográfico. Todavia, por via de outro tipo de estrela variável, as RR Lyrae, foi possível determinar esta distância, que é cerca de 190.000 AL.

¹³ Edward Pickering, para quem *miss* Leavitt trabalhava, a encarregou de outras tarefas o que impediu o andamento de seu trabalho acerca destas estrelas.

As Cefeidas possuem variação de luminosidade muito regular, que ocorre com o tempo devido à mudança de tamanho (ver Figura 10), servindo, portanto, como indicadoras de distâncias.

Sua massa está entre 3 e 18 massas solares ($18M_{\odot}$) e o seu tipo espectral entre F e K, podendo possuir períodos entre 1 e 100 dias. Além disso, sua pulsação situa-se entre 0,3 e 3,5 magnitudes, de modo que seu grande brilho permite determinar distâncias de até $3 \cdot 10^7$ pc.

Figura 10: Brilho *versus* período das Cefeidas.



Fonte: Damineli e Steiner (2010).

A partir de observações foi possível obter a relação matemática entre a magnitude bolométrica absoluta M_{bol} e o período P (KEPLER, 2011, p. 569):

$$M_{bol} = -3,125 \log P - 1,525, \quad (3.9)$$

em que P é medido em dias.

Existe outro tipo de estrelas variável que é utilizado como indicador de distâncias: as RR Lyrae. Estas são estrelas evoluídas com massa entre $0,5$ e $0,7M_{\odot}$, tipo espectral B8 e F2, cuja magnitude absoluta tem variação menor que uma magnitude. Além disso, seu período de pulsação está compreendido entre $0,5$ e 1 dia. Elas podem ser encontradas no halo e no bojo galáctico. Como as RR Lyrae têm magnitudes conhecidas, são úteis como indicadoras de distâncias.

3.2 INDICADORES SECUNDÁRIOS DE DISTÂNCIA

Os indicadores secundários de distância permitem determinar distâncias em *redshifts* onde a velocidade de expansão não é desprezível. Para isso devemos nos dispor de objetos muito luminosos. Com o lançamento do Telescópio Espacial Hubble, foi possível observar Cefeidas até distâncias da ordem de 30Mpc (BUSTI, 2009; SOUZA, 2004).

3.2.1 RELAÇÃO FABER-JACKSON E TULLY-FISHER

Por volta de 1976, Sandra Moore Faber (1944-) e Robert E. Jackson (1949-) mostraram que a luminosidade absoluta de galáxias elípticas é proporcional à quarta potência da velocidade média $L \propto V^4$ (KEPLER, 2011, p. 600). Sendo assim, uma galáxia que tem o triplo da velocidade média de outra, tende a ser 81 vezes mais luminosa. Esta relação provém da correlação da dispersão de velocidades, σ , com a luminosidade absoluta, dada por (BUSTI, 2009, p. 48):

$$L = k\sigma^4, \quad (3.10)$$

em que k é uma constante de proporcionalidade.

Por outro lado, o Plano Fundamental é um método que melhora a relação de Faber-Jackson, o qual leva em consideração o brilho superficial $\langle SB \rangle$ da seguinte forma:

$$L \sim \sigma^{3,45} \langle SB \rangle^{-0,86}, \quad (3.11)$$

Conhecendo-se a magnitude aparente m , a dispersão de velocidades σ e o brilho superficial $\langle SB \rangle$, é possível determinar a distância (BUSTI, 2009, p. 48).

Por outro lado, os astrônomos Richard Brent Tully e J. Richard Fisher descobriram uma relação análoga para as galáxias espirais. Eles perceberam que a luminosidade cresce proporcionalmente à quarta potência da velocidade média de rotação $L \propto V^4$.

A rotação das galáxias espirais produz um alargamento das linhas de absorção em 21 cm, e este alargamento permite-nos obter a velocidade máxima de rotação da galáxia. A relação de Tully-Fisher é a relação entre luminosidade e a largura da linha ΔV , expressa por:

$$L = k\Delta V^\alpha, \quad (3.12)$$

onde k é uma constante de proporcionalidade e $\alpha \sim 4$.

A partir de galáxias espirais próximas, as quais são conhecidas suas distâncias, calibra-se a relação Tully-Fisher. Após esta calibração, mede-se a velocidade de rotação da galáxia através da linha em 21 cm, e infere-se sua luminosidade por esta relação. Daí, a partir da luminosidade, e da comparação com a magnitude aparente, podemos conhecer a distância à galáxia espiral.

3. 2. 2 SUPERNOVAS TIPO IA

Nos últimos anos, os astrônomos encontraram um indicador de distância bastante preciso e capaz de ser utilizado a grandes distâncias e que ao mesmo tempo está relativamente livre de efeitos sistemáticos: as Supernovas tipo Ia (SOUZA, 2004, p. 263).

Uma supernova¹⁴ é a explosão de uma estrela inteira em sua fase final de evolução. Estes eventos são bem raros, no entanto sua observação é crucial para o entendimento da evolução do Universo. Até então, as Supernovas constituem um dos melhores recursos na obtenção de quantidades cosmológicas importantes a compreensão da evolução do Universo.

A Supernovas são classificadas de acordo com o seu espectro e existem dois tipos de Supernovas: Tipo I e Tipo II. A primeira é extremamente usual na determinação de distâncias no Universo, porque é resultado da acreção de massa de uma anã branca¹⁵ em um sistema binário (Figura 11), devido ao seu alto brilho durante a queima de carbono e oxigênio em níquel, gerando uma explosão colossal que tem um brilho capaz de superar o de sua própria galáxia.

Figura 11: Esquematisação do processo de formação de Supernovas.



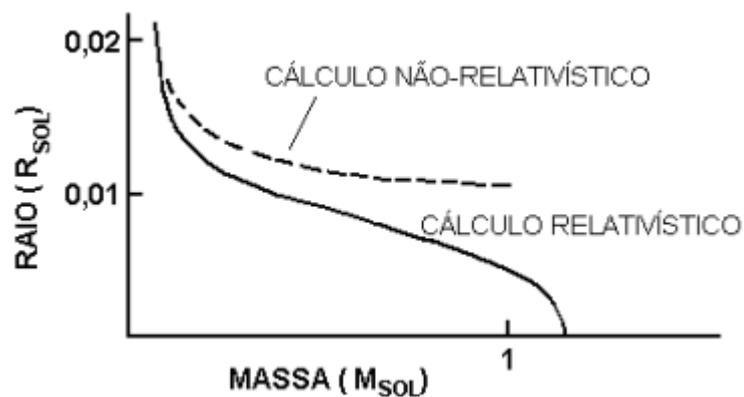
¹⁴ Em 1987, por exemplo, uma supernova (SN1987A) foi observada a olho nu, pelo astrônomo Ian Shelton, a 170.000 anos-luz da Terra.

¹⁵ Uma anã branca é uma estrela extremamente densa. É como se toda a massa do Sol estivesse confinada em uma região do tamanho da Terra.

O indiano Subramanyan Chandrasekhar descobriu que nem todas as estrelas terminavam como anãs brancas, pois para isso seria necessário estas conterem uma massa igual ou inferior a 1,44 massas solares, denominado “limite de Chandrasekhar”. Ele fez correções relativísticas no cálculo da pressão exercida pelo gás degenerado de elétrons e mostrou que estas não podiam exceder tal limite.

Uma supernova surge quando o limite de Chandrasekhar está próximo de ser atingido. A Figura 12 representa o comportamento do raio da anã branca em função da sua massa. Sem a correção relativística, toda estrela acabaria como uma anã branca, e seu raio iria a zero apenas para uma massa infinita. Todavia, com a correção relativística, foi mostrado que algumas estrelas podem terminar como anãs brancas, caso sua massa não superasse o limite de Chandrasekhar (KEPLER, 2011, p. 241).

Figura 12: A previsão não-relativística e a relativística para o raio da estrela *versus* a sua massa.



Fonte: <http://www.seara.ufc.br/especiais/fisica/estrelas/estrela6.htm>

Normalmente, uma anã branca esfria-se aos poucos, de modo que no final deste processo ela se torna uma anã negra. No entanto, como vimos, se esta fizer parte de um sistema binário (Figura 11), sua estrela companheira irá fornecer-lhe massa, de modo que tal acreção cessará quando a sua massa se aproximar do limite de Chandrasekhar (neste momento, a temperatura e a densidade aumentam, uma vez que esta deixa de ser estável). Seu raio vai a zero neste limite, logo a estrela colapsa violentamente. Segundo Waga (2000),

Com o colapso o centro da estrela atinge temperaturas extremamente elevadas o que provoca o gatilho da cadeia de reações termonucleares. Uma explosão termonuclear tem então início e o material da estrela é violentamente lançado no espaço, chegando a atingir velocidades da ordem de 10.000km/s. Temos então uma SN Ia, que em seu referencial pode levar algumas semanas para atingir o máximo e alguns meses para terminar. (WAGA, 2000, p. 168).

A anã branca é equilibrada devido ao contrabalanceamento entre a força gravitacional (atrativa) e a força de origem quântica (repulsiva). Todavia, próximo a este limite, a estrela

adquire uma massa crítica no qual uma pressão de degenerescência não se equipara mais à força gravitacional, o que a faz explodir com energia cinética da ordem de 10^{50} a 10^{51} ergs, luminosidades de 10^9 a 10^{10} luminosidades solares. Além disso, seu brilho ascende em poucos dias e diminui em centenas de dias.

Ao atingir sua luminosidade máxima, uma supernova geralmente é mais brilhante que a própria galáxia no qual se situa. Segundo Lima (2004), o brilho de uma supernova pode equiparar-se ao de uma galáxia com a vantagem de que sua luminosidade absoluta pode ser obtida com grande precisão.

O brilho total de uma supernova é cerca de 10 bilhões de estrelas iguais ao do nosso Sol, e, portanto, rivaliza com o brilho de uma galáxia inteira e com uma vantagem adicional: sendo um único corpo, sua luminosidade absoluta pode ser (e tem sido) determinada com grande precisão (LIMA, 2004, p. 141).

Logo, a partir da luminosidade absoluta é possível obter a distância à supernova por meio da Equação (3.4). Além disso, a partir do estudo de seu espectro foi possível descobrir que elementos de todas as regiões da tabela periódica são presentes, fato que indica que a energia do núcleo é utilizada para formar átomos de elementos pesados a partir dos átomos de ferro. Elas ejetam grande parte de seus átomos para o espaço, contribuindo para a formação de estrelas, planetas etc. A Figura 13 permite a comparação entre o brilho de uma galáxia e o de uma supernova.

Figura 13: O brilho de uma supernova é comparável ao de uma galáxia.



Fonte: Daminieli e Steiner (2010).

As Supernovas do tipo I não possuem linhas de hidrogênio em seu espectro. Para ser do tipo Ia, é necessário que haja fortes linhas espectrais de silício. Elas são associadas à queima explosiva de carbono.

Estes eventos cataclísmicos têm curvas de luz muito próximas entre si, ou seja, suas luminosidades absolutas são similares. Neste sentido, podem ser utilizadas como velas padrão, pois permite ter seu brilho medido em altos *redshifts*. Logo, a partir de SN Ia é possível inferir distâncias que, como aponta Veslásques-Toribio (2007), são baseadas em relações empíricas que conectam a forma da curva de luz com o máximo de luminosidade.

3.2.3 DISTÂNCIA DE LUMINOSIDADE

A Equação (3.4), proposta para a determinação da distância a partir da luminosidade intrínseca L e da luminosidade aparente l , não leva em consideração os efeitos da curvatura do espaço-tempo, isto é, é válida para o espaço-tempo de Minkowski. No entanto, é sabido que o espaço-tempo – cujos efeitos gravitacionais são considerados –, é curvo. Sabemos também que o Universo está se expandindo. Logo, precisamos de relações confiáveis que forneçam distâncias quando os efeitos de curvatura e expansão do espaço-tempo são considerados.

Vimos na Seção 3.1 que a luminosidade aparente é o fluxo medido, e que este decai com a área, isto é, l e A são inversamente proporcionais. Todavia, para um Universo que se expande, a área imaginária que envolve o objeto observado, estendendo-se à Terra é, também, inversamente proporcional à área. O raio desta esfera imaginária é a distância comóvel. Assim, a distância do denominador de (3.4), ou seja $1/d^2$, deve ser substituído por $1/r_1^2 a(t_0)^2$. De fato, percebemos que a expansão do Universo afeta a distância ao objeto. A taxa de fótons que chega à Terra, contudo, é inversamente proporcional ao fator $1+z$.

$$l = \frac{1}{4\pi a_0^2 r_1^2} \frac{1}{(1+z)^2} L. \quad (3.13)$$

Note que $a_0 r_1$ é a distância comóvel.

Comparando (3.13) e (3.4), notamos que a distância luminosidade corresponde a:

$$d_L = a_0 r_1 (1+z). \quad (3.14)$$

Ao expandirmos a relação (3.14) em série de potências, constatamos que:

$$d_L = \frac{c}{H_0} \left[z + \frac{1}{2} (1 - q_0) z^2 + \dots \right], \quad (3.15)$$

portanto d_L está relacionada aos parâmetros cosmológicos. Assim, utilizando velas padrão é possível obtermos H_0 e q_0 .

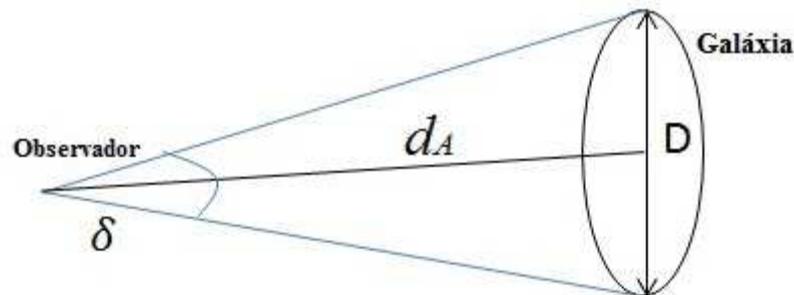
3.2.4 DISTÂNCIA DE DIÂMETRO ANGULAR

Outra forma de estimar distâncias no Universo é através da distância de diâmetro angular d_A , conhecendo-se as dimensões do objeto observado. Um objeto cujo comprimento é conhecido é denominado Régua-Padrão.

Quando os fótons que transportam a informação acerca do objeto chegam até um observador terrestre, é possível que o espaço-tempo já tenha mudado, pois o espaço é não-euclidiano. No entanto, como as observações implicam para um Universo plano, desconsideraremos aqui este fato.

Imaginemos um objeto distante (uma galáxia, por exemplo), cujo tamanho D é conhecido e que esteja a uma distância d , subtendendo um ângulo δ , conforme a Figura 14.

Figura 14: Determinação da distância de diâmetro angular.



Fonte: Acervo pessoal, maio de 2015.

Desta forma, define-se distância de diâmetro angular d_A como:

$$d_A = \frac{D}{\delta}, \quad (3.16)$$

em que D é o diâmetro próprio. Note que a distância de diâmetro angular é igual a distância própria à fonte se o Universo for estático (sem expansão) e Euclidiano ($k=0$).

Os pontos extremos emitem fótons que viajam até nós, fornecendo:

$$d_A = a(t_1)D. \quad (3.17)$$

Considerando que os dois pontos extremos têm a mesma coordenada radial, podemos determinar o quanto os fótons se separam desde que foram emitidos, por meio da relação genérica:

$$d_A(z) = a_0 D(1+z)^{-1}. \quad (3.18)$$

Ao compararmos (3.18) com (3.14), obtemos a relação entre d_A e d_L . Vejamos:

$$d_L = d_A(1+z)^2. \quad (3.13)$$

Quando $z \ll 1$, temos que $d_L \rightarrow d_A$.

Esta Equação 3.13 relaciona a distância de luminosidade à distância de diâmetro angular. Note que estas distâncias não são necessariamente iguais, uma vez que para enormes distâncias a curvatura do espaço-tempo deve ser considerada, assim como o *redshift* (pois a velocidade da expansão não é desprezível). Portanto, o valor da distância irá depender de qual vai ser o método de medida.

4 A EXPANSÃO DO UNIVERSO: DA DESACELERAÇÃO À ACELERAÇÃO

Neste Capítulo discutiremos acerca da descoberta observacional da expansão do Universo, realizada por Hubble e colaboradores, em 1929, e da expansão acelerada do Universo realizada, em 1998, pelos dois grupos, *Supernova Cosmology Project* (SCP) e *High-Z Supernova Search Team* a partir de testes com SN Ia.

4.1 A LEI EMPÍRICA DE HUBBLE E ALGUMAS EVIDÊNCIAS OBSERVACIONAIS

Uma das descobertas mais impressionantes do século 20 foi a de que o Universo está se expandindo. Einstein esteve muito próximo de fazer essa descoberta de forma teórica, todavia, devido à ausência de dados observacionais que implicassem para a dinâmica do Universo naquela época, ele optou por introduzir a constante cosmológica em suas equações.

Por outro lado, o físico e matemático, A. A. Friedmann não se abalou com essa possibilidade, publicando, em 1922, um artigo na prestigiosa revista *Zeitschrift für Physik*, no qual obteve soluções expansionistas, com e sem constante cosmológica. Neste trabalho considerou espaços com curvatura constante e positiva.

Ele havia revisado todos os cálculos feitos por Einstein e percebeu um erro matemático gravíssimo justamente na Equação que definia o estaticismo do Universo: havia uma divisão de dois termos por uma grandeza que às vezes se igualava a zero, tornando a equação descontínua, ocasionando uma série de erros posteriores (DELBEM, 2010, p. 45). Ao corrigir esses cálculos, ele verificou que a Equação de Einstein não necessitava da introdução da constante cosmológica, esta sozinha já era consistente.

Porém o artigo publicado por Friedmann não foi muito bem visto pelos seus leitores, não recebendo, portanto, a devida atenção. Segundo Einstein, seu trabalho era inconsistente. Ele até publicou um artigo, afirmando que o trabalho de Friedmann estava matematicamente errado. Todavia, pouco tempo depois ele se retratou de tal afirmação (RIBEIRO e VIDEIRA, 1999, p. 15), uma vez que Friedmann refez os cálculos e respondeu mostrando que estes estavam corretos (HENRIQUE e SILVA, 2007, p. 14).

Por outro lado, as observações astronômicas e estudos teóricos das soluções de das equações de campo da gravitação sugeriam, posteriormente, que o Universo se expande.

Por volta de 1912, o astrônomo americano Vesto Melvin Slipher (1875-1969), do observatório Lowell, descobriu que as linhas espectrais da galáxia Andrômeda, chamada também de M31, mostravam um enorme deslocamento para o azul (*blueshift*), indicando que esta está se aproximando do Sol com velocidade de 300km/s (KEPLER, 2011, p. 616).

Prosseguindo com seu trabalho, de cerca de duas décadas, ele concluiu que a maioria das 41 galáxias estudadas apresentavam um deslocamento espectral para o vermelho, ou seja, elas estavam afastando-se da Via Láctea.

Em 1917, já se sabia que a maioria das galáxias (21 das 25 observadas) apresentavam seus espectros deslocados para o vermelho. Diante disso, de Sitter sugeriu que o efeito Doppler estivesse relacionado a este fenômeno, de modo que se poderia interpretar que essas galáxias estivessem se afastando da Via Láctea, e mais: seria um afastamento tão veloz quanto maior fosse a distância de separação (RIBEIRO, 1994, p. 40).

Em 1929, Edwin Powell Hubble (1889-1953) utilizou as distâncias medidas por seu colaborador, Milton Humason – ele também considerou os dados de Slipher, acerca dos desvios das posições das linhas espectrais –, constatando que para um dado espectro, todos os desvios eram da mesma magnitude e resultavam proporcionais às distâncias estimadas para as galáxias emissoras. Ele conseguiu estimar a distância de Andrômeda e outras galáxias, observando o brilho aparente e os períodos de pulsação de estrelas Cefeidas nessas galáxias. Cerca de seis anos antes ele havia dado importantes contribuições, utilizando para isso o recém-instalado telescópio de 2,5 m de diâmetro do Monte Wilson, Califórnia, descobrindo que nossa galáxia não era a única, que de fato existiam outras.

Munidos do mesmo telescópio, Hubble e Humason, fotografaram os espectros de várias galáxias, e quando compararam as distâncias das galáxias com as suas velocidades de afastamento (por meio dos seus *redshifts*) verificaram que quanto mais distantes maiores eram as velocidades de recessão. Como afirma Horvath et al (2007),

O impacto das observações de Hubble foi enorme, e de fato inaugurou a Cosmologia moderna. Em poucos anos não só tinha ficado claro que habitamos um sistema auto-gravitante de $\approx 10^{11}$ estrelas, gás e poeira (além de outras componentes “escuras” das quais pouco sabemos ainda), mas também que existem outros bilhões de galáxias e diversos tipos que se afastam de nós com velocidades gigantescas, maiores quanto for a distância relativa. (HORVATH et al, 2007, p. 82).

O efeito Doppler permite determinar a velocidade de uma fonte de ondas conhecendo-se alguns parâmetros, como comprimento de onda ou frequência. Para a radiação eletromagnética, é válida a relação (SOUZA, 2004; WAGA, 2005):

$$z = \frac{\lambda_{\text{observado}} - \lambda_{\text{emitido}}}{\lambda_{\text{emitido}}} = \frac{v_e}{c}. \quad (4.1)$$

Hubble verificou, ao construir o gráfico da velocidade¹⁶ das galáxias *versus* a distância (Figura 15), que os dados obtidos para a velocidade em função das distâncias era uma relação aproximadamente linear, a qual ficou conhecida como Lei de Hubble (HENRIQUE e SILVA, 2007, p. 18), que possibilitou-lhes propor uma expressão que permitisse calcular a velocidade de recessão de uma galáxia qualquer quando conhecida a sua distância. A relação entre velocidade e distância descoberta por Hubble¹⁷ era linear, dada por (HALLIDAY, 2009, p. 379; HENRIQUE e SILVA, 2007; HOGG, 2000, p. 1):

$$v_e = cz = H_0 r, \quad (4.2)$$

sendo H_0 a constante de Hubble, cujo valor na época era cerca de dez vezes maior que o atual, devido aos movimentos relativos das amostras de galáxias. Como destaca Souza (2004):

Inicialmente, Hubble acreditava em um valor bastante elevado para esta constante, $H_0 \cong 600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, estimativa fortemente contaminada por problemas na da relação período x luminosidade por ele adotada, além de erros de identificação de sua amostra de Cefeidas [...]. Os resultados mais recentes indicam que $H_0 = 72 \pm 5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ [...]. Os astrônomos costumam, cautelosamente, indicar o valor da constante de Hubble utilizando uma normalização, $H_0 = h100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, em que a constante de normalização deve estar contida no intervalo $0,5 \leq h \leq 1$. (SOUZA, 2004, p. 51).

Além disso, o valor da constante de Hubble não se manteve constante durante a evolução do Universo (HALLIDAY, 2009, p. 379).

A igualdade (4.2) é válida apenas para baixas velocidades ou pequenos *redshifts*. Por outro lado, se esta for escrita como função do tempo, torna-se genérica, válida para qualquer velocidade, distância e *redshift* (WAGA, 2005, p. 161). Ou seja:

$$v(t) = H(t)r(t). \quad (4.3)$$

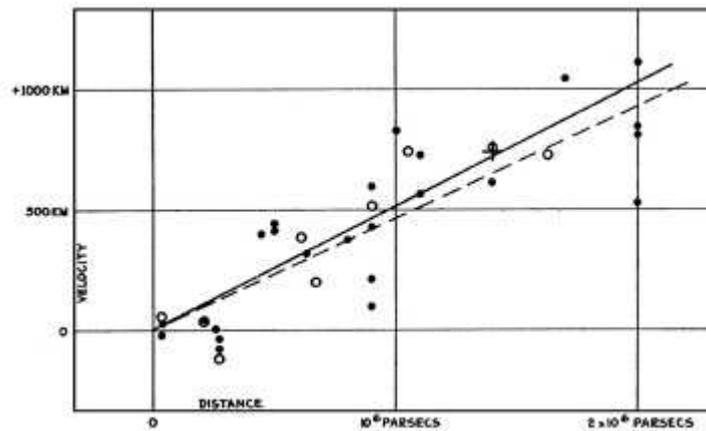
A Equação (4.3) é a Lei de Hubble, uma consequência da homogeneidade e isotropia do Universo, pois uma expansão dessa forma requer uma relação linear entre velocidade de expansão e distância. Como destaca Assis, Neves e Soares (2008), esta já era prevista pelos

¹⁶ Hubble não mediu diretamente a velocidade, na verdade o que ele e outros pesquisadores mediram foi os desvios para o vermelho de nebulosas extragalácticas. Uma discussão mais detalhada é feita em “Controvérsias na Cosmologia” por Silva e Henrique (2007).

¹⁷ Hubble jamais admitiu ter descoberto a expansão do Universo (ele descobriu a relação linear entre velocidade e distância). Em uma carta enviada a de Sitter, em 1931, afirma: "que a interpretação (dos *redshifts* das galáxias) deve ser deixada para você e os outros poucos que são suficientemente competentes para discutir esta questão com autoridade".

modelos de Friedmann e Lemaître. Este último havia obtido um valor para a constante de Hubble ($625 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$), o qual era aproximadamente igual ao obtido por este outro anos depois (HENRIQUE e SILVA, 2007, p. 19). Como indica Kragh (1996), esta lei poderia ser chamada de “Lei de Lemaître”.

Figura 15: Relação linear entre velocidade e distância obtida por Hubble.



Fonte: Soares (2014).

4.2 A DESACELERAÇÃO E A ACELERAÇÃO DA EXPANSÃO DO UNIVERSO

Há menos de 20 anos acreditava-se que, devido ao caráter atrativo da gravidade, a expansão do Universo deveria ser desacelerada. O modelo cosmológico padrão até meados da década de 1990 era o de Einstein-de Sitter, como previsto pela inflação composto de matéria, radiação e com constante cosmológica nula (BUSTI, 2009 p. 61).

Contudo, foi tratado no Capítulo 3, que as SN Ia são excelentes indicadores de distâncias, pois, diferentemente das galáxias, são objetos únicos. A partir do estudo de sua luminosidade é possível inferir suas distâncias. Foi por meio delas que se descobriu em 1998 que o Universo está se expandindo aceleradamente (BUSTI, 2009; HORVATH, 2008; KEPLER, 2011; PANEK, 2014; WAGA, 2000; WAGA, 2005; WEINBERG, 2008).

Esta evidência se manifesta através da relação distância-*redshift* obtidas através dos dados recentes de Supernovas (SOUZA, 2004, p. 262), e tal descoberta foi realizada por dois grupos independentes, o *Supernova Cosmology Project (SCP)* e *High-Z Supernova Search Team*, que, segundo Panek (2014), em 2011 foram laureados com o Prêmio Nobel de Física.

Mas como as SN Ia podem indicar que o Universo se expande aceleradamente? Bem, se a expansão é acelerada, as distâncias medidas são maiores do que se fossem medidas em

um Universo que desacelera. Desta forma, se as Supernovas distantes forem observadas com menos brilho que o esperado é porque a expansão é acelerada.

Conforme Horvath (2008), se o brilho de um determinado tipo de objeto é conhecido e o observamos em outra galáxia, por exemplo, é possível determinar sua distância para que seu brilho reproduza as mesmas características. Ainda com Horvath (2008):

Foi precisamente isto o que foi feito por duas equipes que observaram Supernovas do tipo Ia. Supondo que estas explosões são idênticas, isto é, Velas-Padrão, os pesquisadores compararam o brilho das Supernovas que mediram com aquele que deveria ter de acordo com a distância obtida pela Lei de Hubble. Assim, concluíram que as Supernovas no Universo mais jovem são mais fracas do que deveriam ser, o que indica que a expansão do Universo está acelerando (HORVATH, 2008, p. 180).

Em suma, o que se mede de uma supernova é o seu *redshift* e a sua luminosidade aparente. Se o seu brilho for mais fraco que o esperado, significa dizer que a distância até ela é maior que a que haveria se a expansão fosse, por exemplo, com velocidade constante (WAGA, 2000, p. 169). Por meio do *redshift*, é possível obter a distância à galáxia por meio da Lei de Hubble, levando-se em conta, também, a Equação (4.1).

Todavia, foi tratado no Capítulo 2 que a massa produz uma curvatura no espaço-tempo. No entanto, por meio da Equação $E = mc^2$, é possível verificar a íntima relação entre massa e energia, de modo que esta também pode deformar o espaço-tempo (HALLIDAY, 1916, p. 383). Estendendo este raciocínio para o Universo como um todo, será que obteríamos um resultado similar, isto é, será que o espaço-tempo do Universo é curvado pela energia nele contida? A resposta para perguntas deste tipo surgiram em 1992 quando o COBE fez medições na RCF (em 2003 outras medições foram realizadas mais precisamente pelo WMAP), indicando que o Universo é plano¹⁸ (PANEK, 2014, p. 173).

Porém, para ser plano, o Universo deve conter mais energia do que as estimativas para um Universo plano (com curvatura nula) indicam, ou seja, a quantidade de energia calculada é significativamente menor que o necessário para que isto aconteça. Logo, existe uma quantidade de energia faltante no Universo, denominada energia escura ou energia do vácuo. Pouco se sabe desta componente exótica, a qual tem o papel de acelerar com o tempo a expansão do Universo.

A constante cosmológica (Λ) proposta por Einstein, tratada no Capítulo 2, é a componente mais simples para explicar a existência da energia escura, pois ela é repulsiva à gravidade, logo a expansão não se retardaria devido à Λ . Por outro lado, se a massa faltante fosse escura ou bariônica (esta ainda seria atrativa e em algum momento a expansão cessaria)

¹⁸A curvatura inicial desapareceu durante a rápida inflação que o Universo sofreu em $t \approx 10^{-34} s$.

era de se esperar uma desaceleração para a expansão, o que não está de acordo com recentes resultados.

Na verdade, o que as observações indicam é que o Universo só entrou na fase de expansão acelerada no passado recente e que a expansão do Universo era desacelerada (WAGA, 2000, p. 168). O Universo estava se expandindo de forma desacelerada até cerca de 1 bilhão de anos, só depois começou a acelerar a expansão.

Como destacam Fabris e Velten (2012), estudos incluindo SN Ia indicam que há poucos bilhões de anos o Universo experimenta uma fase de expansão acelerada e é a constante cosmológica que possivelmente está causando tal aceleração. Além disso,

[...] os indícios observacionais nos levam a acreditar que essa misteriosa constante Λ contribui com 70% da energia do Universo representando que chamamos de energia escura. Os 30% restantes estariam divididos sob a forma de matéria escura (25%) e matéria bariônica (5%). Este cenário é conhecido como Λ CDM e figura como dinâmica padrão do Universo. (FABRIS e VELTEN, 2012, p. 3).

Entretanto, a força gravitacional por si só não explica a dinâmica do Universo: seria necessário que houvesse outra componente para acelerar o Universo. Segundo a TRG toda energia é fonte de gravitação, logo existindo a constante cosmológica, que possui pressão suficientemente negativa, a “massa efetiva” (a qual gera gravitação) será negativa de modo que haveria repulsão gravitacional.

O SCP estudou 42 Supernovas com *redshifts* entre 0.18 e 0.83 em conjunto com Supernovas em *redshift* menor que 0.1 (WEINBERG, 2008, p. 47). O modelo encontrado, como aponta Busti (2009), era composto por matéria escura e Λ , no qual $\Omega_\Lambda \leq 0$ pode ser excluído com confiança estatística de 99%, independente da curvatura da seção espacial. Para o modelo plano, de tal forma que (HOLANDA, 2007; SOUZA, 2004):

$$\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1, \quad (4.4)$$

onde:

$$\Omega_{k0} = \Omega_{r0} = 0, \quad (4.5)$$

o melhor ajuste foi de:

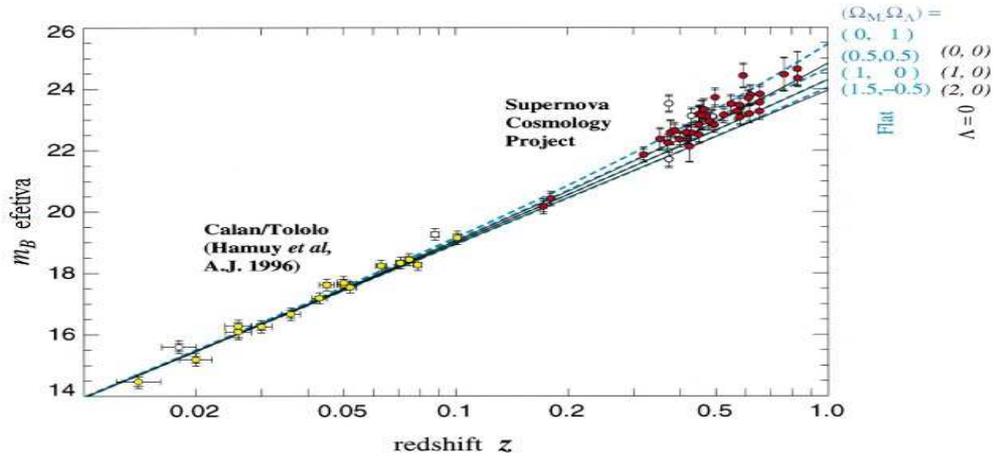
$$\Omega_{M0} = 0.28_{-0.08}^{+0.09} (1\sigma \text{ estatístico})_{-0.04}^{+0.05} (\text{sistemática identificada}), \quad (4.6)$$

correspondendo a $q_0 = -0.58$ (resultado independente do parâmetro de Hubble), para $\Omega_M = 0,28$ e $\Omega_{\Lambda 0} = 1 - \Omega_{M0}$.

Como vimos no Capítulo 2, quando $q < 0$ o Universo se expande aceleradamente (o valor obtido para o Modelo Padrão da Cosmologia foi $q = -0,55$). Estes resultados fornecem uma idade de $13,4_{-1,0}^{+1,3} \times 10^9$ anos (WEINBERG, 2008, p. 47).

A Figura 16 representa as recentes medidas dos *redshifts* de galáxias. Ela está em plena concordância com a Lei de Hubble. Contudo, a ligeira curva para cima no gráfico para grandes distâncias indica que o Universo está acelerando.

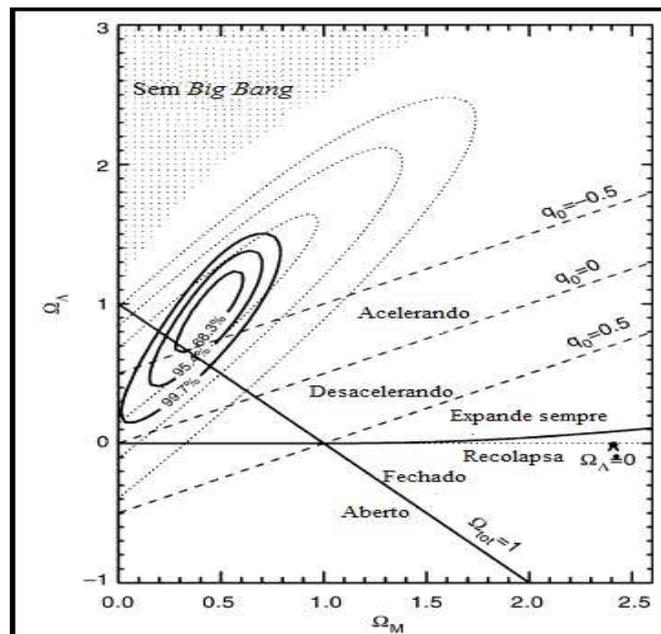
Figura 16: Resultado obtido pelo *Supernova Cosmology Project* a partir de 42 Supernovas e 18 Supernovas do *Cálan-Tololo Supernovae Survey*.



Fonte: Adaptado de *Perlmutter et al* (1999).

O parâmetro de densidade do vácuo favorecido pelas observações de SN Ia é $\Omega_\Lambda \cong 0,7$, o qual é compatível com um Universo plano, ou seja $k = 0$, e $\Omega_m \cong 0,3$, conforme está ilustrado na Figura 17.

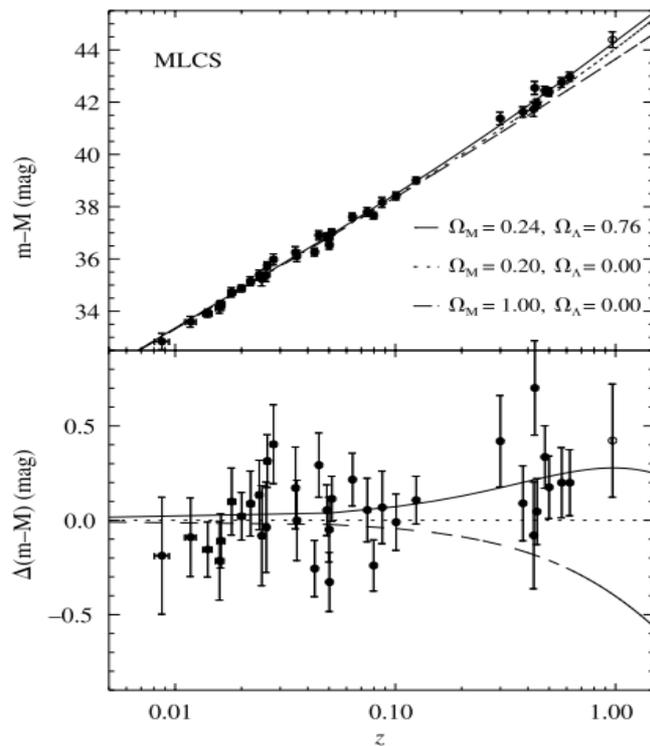
Figura 17: Resultados oriundos de SN Ia fornecem que o Universo possui parâmetro de densidade do vácuo de $\Omega_\Lambda \cong 0,7$ para um Universo plano e com $\Omega_m \cong 0,3$.



Fonte: Adaptado de Souza (2004).

Por outro lado, o *High-Z Supernova Search Team* estudaram 16 SNe Ia com $0.16 < z < 0.97$, incluindo duas SN Ia do SCP, e 34 SN Ia com baixos *redshifts*, chegando à conclusão de que para um modelo com matéria escura e Λ temos que $\Omega_\Lambda > 0$ com um nível de confiança estatística de 99,7%, independente da curvatura da seção espacial (BUSTI, 2009; WEINBERG, 2008). Eles encontraram um melhor ajuste para uma cosmologia plana de $\Omega_{M0} = 0,28 \pm 0,10$ e $\Omega_{\Lambda0} = 1 - \Omega_{M0}$, resultando em uma idade de cerca de $(14,2 \pm 1,5) \times 10^9$ anos, e com um método de ajuste, com 99,5% de confiança concluíram que o parâmetro de desaceleração era $q_0 < 0$, concordando com a expansão acelerada obtida pelo SCP. A Figura 18 representa os dados originais obtidos por esse grupo:

Figura 18: Resultados obtidos pelo *High-Z Supernova Search Team*.

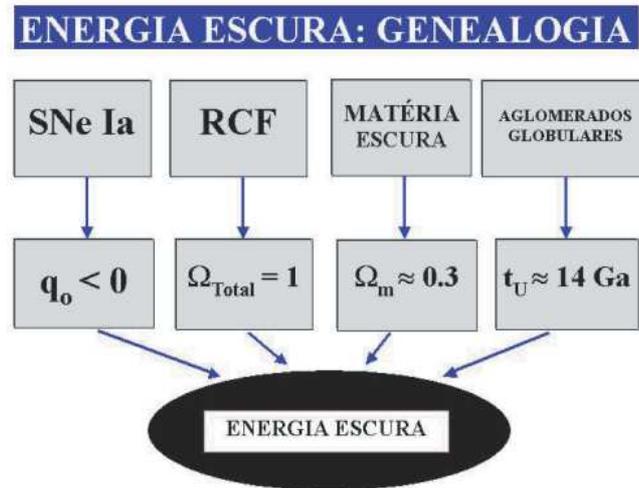


Fonte: Souza (2004).

As SN Ia fornecem a evidência mais direta de que o Universo está em expansão acelerada ($q < 0$). Os dados de RCF implicam que o Universo é plano ($\Omega_T = 1$), logo por subtração temos que a energia escura representa 70% do conteúdo do Universo. Além disso, modelos com expansão acelerada resolvem o problema da idade do Universo.

Como indica Busti (2009), existem inúmeras evidências que implicam na existência da energia escura, e estas evidências foram obtidas independentemente. A Figura 19 representa denominada “genealogia da energia escura”.

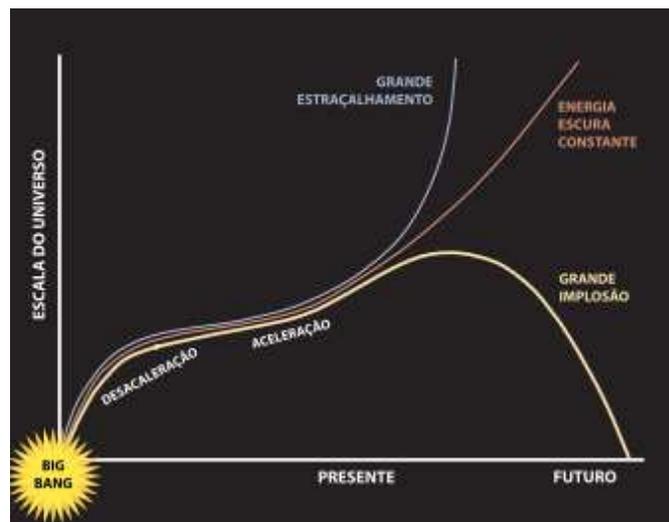
Figura19: Genealogia da energia escura.



Fonte: Lima (2004).

Existem algumas possibilidades para o futuro do Universo, por exemplo: se a expansão acelerar para sempre haverá uma fase denominada grande estirçamento, no qual as galáxias, e tudo que nelas há, sejam destroçadas num final catastrófico; se a gravidade superar a expansão, haverá uma grande implosão (*Big Crunch*). Estas possibilidades são apresentadas na Figura 20 (é possível notar por meio da ilustração que só recentemente o Universo começou a acelerar a expansão).

Figura 20: A expansão do Universo pode prosseguir de distintas formas: ele cresce, reduz o ritmo e acelera, e no futuro ele pode voltar a encolher ou acelerar mais. Isso vai depender de sua massa.



Fonte: Daminieli e Steiner (2010).

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nesta pesquisa, nos debruçamos sobre temas como os estudos com SN Ia forneceram dados conclusivos que indicam que o Universo encontra-se numa fase de expansão acelerada. Para isto, revisamos alguns temas indispensáveis para esta compreensão, a saber: os pilares do Modelo Padrão da Cosmologia; a escada de distância cósmica e as principais descobertas observacionais que levaram à conclusão de que o Universo se expande da forma mencionada.

A Cosmologia Moderna se desenvolveu muito após o desenvolvimento da Teoria da Relatividade Geral, a qual previa teoricamente a expansão do Universo (havia, também, a possibilidade de um colapso gravitacional), antes mesmo de Hubble e colaboradores a detectassem observacionalmente (por meio do estudo dos *redshifts* das galáxias, possibilitando concluir que a maioria delas estavam se afastando da Terra).

A descoberta da Expansão do Universo permitiu a proposição de que o Universo teve uma origem no passado, a partir do *Big Bang* (Modelo Padrão da Cosmologia), sendo este o modelo cosmológico mais consistente para a descrição da origem e evolução do Universo que atualmente nos dispomos.

A Teoria da Relatividade Geral possibilita, ainda, a expansão acelerada do Universo, descoberta em 1998, independentemente pelo *Supernova Cosmology Project* e o *High-Z Supernova Search Team*, a partir do estudo de SN Ia, as quais atualmente são os melhores indicadores de distância, uma vez que suas luminosidades intrínsecas são conhecidas (Velas- Padrão), permitindo a determinação de sua distância.

Esta descoberta implica numa possível renovação da Física em alguns pontos, por exemplo: acreditava-se que o Universo possuía, como composição principal, a matéria bariônica. Atualmente esta espécie de matéria ocupa apenas cerca de $\approx 5\%$ do total do Universo. O restante divide-se em $\approx 25\%$ de matéria escura e $\approx 70\%$ de energia escura. Todavia, pouco sabemos tanto da matéria escura quanto da energia escura, isto é, a verdadeira natureza destas constituintes permanece desconhecida.

A explicação para esta expansão acelerada pode ser dada via Teoria da Relatividade Geral ao admitir-se que a constante cosmológica seja a responsável por esta expansão. Ela é a principal candidata à energia escura, ou energia do vácuo, que pode estar acelerando a expansão, uma vez que é uma componente que possui pressão negativa, de ação repulsiva à gravidade.

Contudo, existem outras possíveis explicações para a aceleração da expansão pode ser obtidas teoricamente de três maneiras distintas: mantendo a TRG, a isotropia e homogeneidade, mas modificando Λ para outra componente com pressão negativa ou criação de matéria por meio de flutuações quânticas; mantendo a TRG e a isotropia, mas quebrando a homogeneidade, levando a métricas distintas de Friedmann ou modificando a TRG.

A Cosmologia Moderna, atualmente, passa por um cenário paradoxal: ao mesmo tempo em que celebra o sucesso em descobertas científicas, com modelos teóricos consistentes, enfrenta grandes questões em aberto, como por exemplo: tanto na descrição das características da energia escura e na da matéria escura.

REFERÊNCIAS

- ARTHURY, L. H. M e PEDUZZI, L. O. Q. **A Cosmologia Moderna à luz dos elementos da epistemologia de Lakatos: Recepção de um texto para graduandos em física.** Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 35, n. 2, 2405 (2013).
- ASSIS, A. K. T., NEVES, M. C. D. e SOARES, D. S. L. **A Cosmologia de Hubble: de um Universo finito em expansão a um Universo infinito no espaço e no tempo.** Segunda *Crisis in Cosmology Conference*, Whashington, Estados Unidos, 2008.
- BARCELOS NETO, João. **Mecânicas Newtoniana, Lagrangeana e Hamiltoniana.** Livraria da Física, 1. ed, São Paulo – SP, 2004.
- BEM-DOV, Yoav. **Convite à Física.** Tradução: Maria Luiza X. de A. Borges. Zahar, Rio de Janeiro – RJ, 1996.
- BOCZKO, R. e LEISTER, N.V. **Astronomia: uma visão geral do Universo.** Vários autores, edusp, 2. ed., São Paulo – SP, 2008.
- BUSTI, V. C. **Quantificando as inomogeneidades da matéria com Supernovas e Gamma-Ray Bursts.** USP, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Departamento de Astronomia, São Paulo – SP, 2009.
- CATTANI, M. **Dedução das Equações da Teoria da Gravitação de Einstein em um curso de graduação.** Revista Brasileira de Ensino de Física, vol. 20, n. 1, março, 1998.
- COSTA, R.D.D. **Astronomia: Uma visão geral do Universo.** Vários autores, edusp, 2. ed., São Paulo – SP, 2008.
- DAMINELI, Augusto. e STEINER, João (organizadores). **O Fascínio do Universo.** Odysseus, São Paulo – SP, 2010.
- DELBEM, Nilton Flávio. **Introdução Matemática aos Modelos Cosmológicos.** Dissertação de mestrado. Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, Instituto de Geociências e Ciências Exatas, Campus de Rio Claro, 2010.
- FABRIS, J.C. e VELTEN, H.E.S. **Cosmologia neo-newtoniana: um passo intermediário em direção à relatividade geral.** Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 34, n.4, 4302 (2012).
- FALCIANO, F.T. **Geometria, espaço-tempo e gravitação: conexão entre conceitos da relatividade geral.** Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 31, n.4, 4308 (2009).
- HALLIDAY, David. **Fundamentos de Físicas.** LTC, 8. ed, vol.2. Tradução e revisão técnica: Ronaldo Sérgio de Biasi. Rio de Janeiro – RJ, 2009.
- _____. **Fundamentos de Físicas.** LTC, 8. ed, vol.4. Tradução e revisão técnica: Ronaldo Sérgio de Biasi. Rio de Janeiro – RJ, 2009.
- HENRIQUE, Alexandre Bagdonas e SILVA, Cibelle Celestino. **Controvérsias na Cosmologia.** Texto base para o professor. Universidade de São Paulo (USP), 2007.
- _____. **Discutindo a natureza da ciência a partir de episódios da história da cosmologia: o Universo teve um começo ou sempre existiu?** Encontro Nacional de Pesquisa em Educação em Ciências – ENPEC. Florianópolis, novembro de 2009.
- HOGG, David W. **Distance measures in cosmology.** Intitute for Advanced Study, 1 Einstein Drive, Princeton NJ 08540, December, 2000.
- HOLANDA, R.F.L. **Análogos clássicos para cosmologias relativísticas aceleradas: uma**

abordagem lagrangeana. Dissertação de mestrado. Universidade de São Paulo (USP), São Paulo – SP, 2007.

_____. **O efeito Sunyaev-Zel'dovich: teoria e aplicações cosmológicas.** Tese (doutorado). São Paulo – SP, 2011.

HOVARTH, J.E. **O ABCD da Astronomia e Astrofísica.** Livraria da Física, 2. ed, São Paulo-SP, 2008.

_____*et al.* **Cosmologia Física: do micro ao macro cosmos e vice-versa.** Livraria da Física, São Paulo – SP, 2007.

JACKSON, John David. **Eletrodinâmica Clássica.** Guanabara Dois, 2ed. Tradução: Annita Macedo e Horácio Machado. Rio de Janeiro – RJ, 1983.

KEPLER, S. O. e SARAIVA, M. F. O. **Astronomia e Astrofísica.** Porto Alegre, Rio Grande do Sul – RS, 2011.

KRAGH, Helge. **Cosmoly and Controversy: The historical development of two theories of the Universe.** Princeton University, Princeton, 1996.

LANDAU, L. e LIFCHITZ, E. **Curso de Física: teoria do campo.** Editora Hemus. Tradução: Normando Celso Fernandes, 2004.

LIMA, José Ademir Sales de. **Cosmologia, quintessência e aceleração do Universo.** Revista USP, n. 62, p. 134-147, São Paulo – SP, junho/agosto, 2004.

LIMITE DE CHANDRASEKHAR. Disponível em: <<http://www.seara.ufc.br/especiais/fisica/estrelas/estrela6.htm>> Acesso em: 12 de Junho de 2015.

MATSAS, George e VANZELLA, Daniel. **Buracos negros: rompendo os limites da ficção.** Videira & Lent, Rio de Janeiro – RJ, 2008.

MARQUES, Tamila. **Radiação Cósmica de Fundo: características e atualidades.** Caderno de Física da UEFS 10, (01 e 02): 45-52, 2012.

NETO, A. D. **Astronomia: uma visão geral do Universo.** Edusp, 2. ed. São Paulo – SP, 2008.

NUSSENZVEIG, Herch Moysés. **Curso de Física Básica: Mecânica.** Edgard Blücher, 4. ed, São Paulo – SP, 2002.

PANEK, Richard. **De que é feito o Universo?** Tradução: Alexandre Cherman. Zahar, 1. ed, Rio de Janeiro – RJ, 2014.

PERLMUTTER *et al.* **Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae.** The Astrophysical Journal, 517: 565-586, 01 de junho de 1999.

RESNICK, Robert. **Introdução à Relatividade Especial.** Tradução: Shigeo Watanabe. Polígono, São Paulo – SP, 1971.

RIBEIRO, M. B. **Cosmologia Newtoniana.** Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira, vol. 14, n. 2, p. 34-63. Rio de Janeiro – RJ, 1994.

_____*e* VIDEIRA, A. A. P. **O Problema da criação na Cosmologia Moderna.** “*Mysterium Creationis: um olhar interdisciplinar sobre o Universo*”. Organizador: Luiz Carlos Suzin. São Paulo – SP, 1999.

_____*e* VIDEIRA, A. A. P. **Cosmologia e pluralismo teórico.** *Scientiae Studia*, v. 2, n. 4, p. 519-35, São Paulo – SP, 2004.

- SOARES, Domingos. **UGE, Universo da Gominha esticada**. Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 36, n. 4, 4301 (2014).
- SOUZA, Ronaldo Eustáquio de. **Introdução à Cosmologia**. Edusp, São Paulo– SP, 2004.
- VERDET, Jean-Pierre. **Uma história da Astronomia**. Tradução: Fernando Py. Jorge Zahar Editor, Rio de Janeiro – RJ, 1991.
- VELÁSQUEZ-TORÍBIO, Alan Miguel. **Análise de Modelos Cosmológicos de Unificação da Matéria e Energia Escuras no Universo**. Tese (doutorado). UFRJ/IF, 2007.
- WAGA, Ioav. **Cem anos de descobertas em cosmologia e novos desafios para o século XXI**. Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 27, n. 1, p. 157-173, 2005.
- _____. **A Expansão do Universo**. Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 22, n. 2, p.163-175, junho, 2000.
- WEINBERG, S. **Cosmology**. Oxford University Press, 2008.