UNIVERSIDADE ESTADUAL DE SANTA CRUZ – UESC

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA – PROFÍSICA

Artur Araujo Novais

Uma descrição da cosmologia através de fluido cósmico unificado de zero energia no espaço-tempo conforme de Minkowski

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ILHÉUS-BAHIA
2023

Artur Araujo Novais

Uma descrição da cosmologia através de fluido cósmico unificado de zero energia no espaço-tempo conforme de Minkowski

Dissertação apresentada ao programa de Mestrado PROFÍSICA da UESC

Linha de pesquisa: Astrofísica

Orientador: Prof. Dr. André Ribeiro

ILHÉUS-BAHIA
2023

N935 Novais, Artur Araujo.
Uma descrição da cosmologia através de fluido cósmico unificado de zero energia no espaço-tempo conforme de Minkowski / Artur Araujo Novais. – Ilhéus, BA: UESC, 2023.
77 f. : il.

Orientador: André Ribeiro.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual de Santa Cruz. Programa de Pós-Graduação em Física – PROFISICA.
Inclui referências.

1. Cosmologia. 2. Relatividade (Física). 3. Espaços generalizados. 4. Radiação cósmica de fundo. I. Título.

CDD 523.1

ARTUR ARAÚJO NOVAIS

UMA DESCRIÇÃO DA COSMOLOGIA ATRAVÉS DE FLUIDO CÓSMICO UNIFICADO DE ZERO ENERGIA NO ESPAÇO-TEMPO CONFORME DE MINKOWSKI

Ilhéus-BA, 18 de agosto de 2023.

Prof. Dr. André Luis Batista Ribeiro
UESC - Universidade Estadual de Santa Cruz
Orientador

Profª. Drª. UESC – Alejandra Kandus
Examinador Interno

Prof. Dr. (IPRJ - UERJ) - Germano Amaral Monerat
Examinador Externo

Ilhéus-BA
2023

"There is nothing so deceptive as the distance of a light upon a pitch-dark night, and sometimes the glimmer seemed to be far away upon the horizon and sometimes it might have been within a few yards of us."

Sir Arthur Conan Doyle, 1901

AGRADECIMENTOS

À Universidade Estadual de Santa Cruz por conceder a infraestrutura para o desenvolvimento da pesquisa.

Ao Programa de Pós-Graduação em Física - PROFÍSICA pela oportunidade de cursar o mestrado.

A todos os professores deste programa, cuja resiliência, flexibilidade e profissionalismo permitiram a condução das disciplinas de forma remota em tempos incertos. Sobretudo àqueles com quem tive a felicidade de interagir mais de perto: Alejandra Kandus, Henri Michell Pierre Plana, José Geraldo Gonçalves de Oliveira Júnior.

Ao meu orientador André Luís Batista Ribeiro por representar o mais sólido guia nessa jornada acadêmica, pelo incentivo, paciência e pelos oportunos questionamentos, essenciais para a estruturação deste trabalho.

À minha esposa Adriana Belluzzo Novais pelo apoio, companheirismo, compreensão e motivação.

Aos meus pais, Jorge Luis Bahia Novais e Marilia Araujo Novais, por serem os pilares da minha formação e por terem me concedido a maior dádiva que alguém pode receber: a educação.

Aos meus mestres

RESUMO

Medições recentes de temperatura da radiação cósmica de fundo (CMB) em função do redshift começam a exibir um desvio em relação à previsão linear $T = T_0(z+1)$ *apresentada pelos modelos adiabáticos de Friedmann. Este trabalho demonstra que uma cosmologia baseada na evolução de um espaço-tempo de Minkowski fornece um ajuste alternativo, possivelmente melhor, por meio da equação corrigida pela transformação de Lorentz* $T = T_0(z+1)\xi^{1/4}$*, onde a variável adimensional* ξ *manifesta o gradiente de densidade de energia ao longo da distância cósmica. Decorre desta modificação uma cosmologia abrangente que ocorre em um espaço de Minkowski conformemente plano, limitada pela conservação de energia de um fluido cósmico unificado. O modelo resultante, denominado "Zero-Energy Unified Substratum" (ZEUS), potencialmente resolve os principais conflitos enfrentados pela cosmologia* ΛCDM*, como o problema da constante cosmológica, o aparecimento prematuro de estruturas complexas em altos redshifts, a coincidência da idade cósmica e o problema da entropia inicial.*

Palavras-chave: Cosmologia, Relatividade, Espaço de Minkowski, redshift, fator de escala, CMB.

ABSTRACT

Recent measurements of the CMB temperature at redshifts $z \geq 1$*start to display a deviation from the linear prediction* $T = T_0(z+1)$ *put forth by adiabatic Friedmann models. This work demonstrates that a cosmology based on the evolution of a Minkowski spacetime provides a potentially better fit via the Lorentz-corrected equation* $T = T_0(z+1)\xi^{1/4}$*, where the dimensionless function* ξ *manifests the energy density gradient along the cosmic radius. As the cornerstone of this prediction, a comprehensive cosmology that transpires in a conformally flat Minkowski space is derived, constrained by the energy conservation of a unified cosmic fluid. The resulting model, namely "Zero-Energy Unified Substratum" (ZEUS) demonstrably solves major conflicts facing* ΛCDM*, such as the cosmological constant problem, the premature appearance of complex structure at high-*z*, the cosmic age coincidence and the initial entropy problem.*

Keywords: Cosmology, Relativity, Minkowski Space, redshift, scale factor, CMB.

Lista de tabelas

1. Casos de universos que respeitam os três postulados da cosmologia cinemática conforme de Infeld e Schild. 31

2. Valores de β encontrados através de diferentes métodos. Extraída de Klimenko (2020) e suas respectivas referências. 43

3. Unidades Cósmicas que surgem da combinação de constantes fundamentais e seu significado físico no modelo ZEUS. 61

4. Exemplos de galáxias (primeiras 4 linhas) e quasares (últimas 3 linhas) em alto z. 63

5. Resumo das características dos principais modelos abordados. 70

Lista de Figuras

1. Correlação obtida por Hubble a partir de observações no telescópio do Monte Wilson. 17

2. Proposição cinemática de Milne para a recessão das “nebulosas extraglácticas”. 23

3. Linhas de universo de uma partícula fundamental (ABQA) e de um fóton (PQR, RS, SP) em universos do caso I de Infeld e Schild 1945. 32

4. Linhas de universo de partículas fundamentais (linhas cheias) e de fótons. 33

5. Linhas de universo de partículas fundamentais em universo do caso III de Infeld e Schild. 33

6. Contração de Lorentz em função do fluxo de Hubble. 35

7. Modelo ZEUS: contração das sucessivas seções do raio cósmico até o horizonte de Hubble na perspectiva do observador inercial central. 36

8. Mapas de intensidade provenientes da base de dados do telescópio Planck de 100 a 545 HZ centradas em 217 Hz para redshifts $z = 0.0$ a $z = 0.5$ em intervalos de $\delta = 0.05$ de cima para baixo. Extraída do Hurier 2014 [11]. 45

9. Painel superior exibe medições da população CI (J=1) em relação a CI (J=0) em DLAs (damped Lyman absorption systems) saturados. Para os pontos em verde, a contribuição do CMB é estimada como > 50% e pontos em rosa < 50%. Painel inferior mostra os resultados de $T(z)$. Pontos em rosa considerados estimativas de limite superior. 47

10. Gráfico $T(z)$. Círculos vermelhos representam os resultados do Hurrier et al. 2014 e De Martino et al. 2015 baseados no efeito SZ avaliado no catálogo de aglomerados da colaboração Planck $(z < 1)$ [11,12]. Linha pontilhada azul mostra a previsão FLRW: $T = T_0(z + 1)$ com $\chi^2 = 0.121$. Linha verde sólida traz a curva ZEUS: $T = T_0(z + 1)\xi^{\frac{1}{4}}$ com $\chi^2 = 0.118$. 50

11. Gráfico $T(z)$. Extensão da Figura 10 com dados da literatura baseados nas linhas de absorção de estrutura fina do carbono atômico em verde claro [16-20]. Triângulos roxos são limites superiores,

não cosiderados para o χ^2. FLRW: $\chi^2 = 1.636$. ZEUS: $\chi^2 = 0.431$. Considerando-se apenas $z > 2$, FLRW: $\chi^2 = 1.515$. ZEUS: $\chi^2 = 0.313$. 51

12. Gráfico $T(z)$. Figura 11 acrescida de dados da literatura baseados na excitação dos níveis de rotação do CO molecular em ciano [13-15]. FLRW: $\chi^2 = 1.676$. ZEUS: $\chi^2 = 1.500$. Considerando-se apenas $z > 1.5$, FLRW: $\chi^2 = 1.555$. ZEUS: $\chi^2 = 1.382$. 52

13. Densidade de entropia $s(\alpha)$ e capacidade calorífica $C_V(\alpha)$ em função de α. Validação termodinâmica do fluido cósmico unificado e resolução do problema da entropia inicial. 58

14. Gráfico $\mu(z)$. Base de dados Kowalski para supernovas tipo Ia em roxo e base de dados Mayflower para GRBs em vermelho [27,28]. ZEUS e ΛCDM são praticamente indistinguíveis até $z{\sim}2$ e desvios são menores que as barras de erro para todo o espaço amostral. ZEUS utiliza um único parâmetro ($H_0 = 70\, Km/sMpc$) enquanto ΛCDM requer diretamente 2, H_0 e $\Omega_{m.0}$, acrescidos de premissas prévias. 59

15. Representação de Milne para seu modelo cinemático. O mesmo esquema pode representar o modelo ZEUS. 66

Índice

1. Introdução. 14

2. **Cinemática, Dinâmica e Conformidade. 22**

(2.1) Abordagens cinemáticas em cosmologia. 22

(2.2) Conformidade dinâmica e cinemática. 29

3. **Desenvolvimento do modelo ZEUS. 35**

(3.1) Expansão conforme de um espaço de Minkowski (parametrização α) 35

(3.2) Dilatação do tempo e o efeito Doppler relativístico. 38

(3.3) Evolução dinâmica a partir da conservação da energia (Zero-Energy Unified Substratum). 39

4. **Evolução da Temperatura da radiação cósmica de fundo. 42**

(4.1) CMB no ΛCDM. 42

(4.2) Temperatura do CMB no modelo ZEUS. 48

5. **Termodinâmica do fluido cósmico unificado. 54**

6. **Discussão. 59**

(6.1) Distância de Luminosidade. 59

(6.2) Conflitos do ΛCDM. 60

(6.3) Cosmogênese ZEUS independente de inflação. 63

(6.4) O modelo ZEUS é cinemático ou dinâmico?. 66

7. **Conclusão. 71**

8. **Perspectivas. 73**

9. **Referências. 74**

1. INTRODUÇÃO

Em 1915, no nascimento da Relatividade Geral (RG), o advento das equações de campo capazes de mapear a geometria do espaço-tempo desperta de maneira definitiva aquele que se tornaria um dos objetivos mais ambiciosos da ciência: a descrição da totalidade do universo. É evidente que tentativas de se explicar o cosmos remontam a milênios, mas foi o ferramental matemático da relatividade geral que concedeu à Cosmologia, pela primeira vez, a possibilidade de um formalismo teórico relevante. Assim, em 1917, o próprio Einstein publica suas primeiras análises no artigo "*Cosmological Considerations in the General Theory of Relativity*" [3]. Nesse trabalho, Einstein demonstra sua preocupação com a ideia de um universo infinito constituído de matéria uniformemente distribuída, tanto no contexto da gravidade Newtoniana quanto da sua própria Relatividade Geral.

Einstein afirma que a gravidade Newtoniana, escrita sob a forma da equação de Poisson,

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho \tag{1.1}$$

lança mão de uma condição inerente: o poço potencial gravitacional no infinito deve ser igual a zero.

No entanto, um universo espacialmente infinito com densidade de energia uniforme apresentaria um potencial gravitacional constante em grandes escalas ($\nabla^2\phi = 0$). Paradoxalmente, a única solução matemática possível seria um universo com densidade de energia nula ($\rho = 0$). Outra maneira de se chegar à mesma conclusão é: uma vez que todos os pontos são equivalentes num universo uniforme e infinito, a condição inerente ao tratamento local de que o potencial deve ser zero a grandes distâncias automaticamente exige que o mesmo seja zero em todos os pontos.

Na sequência, Einstein demonstra que o mesmo paradoxo surge nas equações da relatividade geral:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

Ele afirma que no seu tratamento do problema planetário, a condição limitante é a de que seria possível selecionar um sistema de referência para o qual a métrica $g_{\mu\nu}$ se tornaria constante no infinito espacial, mas tal condição não se manifesta de forma satisfatória quando porções mais

amplas do universo físico são consideradas. Novamente, se todos os pontos são equivalentes, a conclusão seria que $g_{\mu\nu}$ é constante (e correspondente à métrica de Minkowski) em todo o espaço-tempo, anulando o tensor de momento-energia $T_{\mu\nu}$ na sua aplicação cosmológica, caso o universo seja plano e infinito. Em outras palavras, o paradoxo do universo vazio ($\rho = 0$) se repete, desta vez na linguagem da relatividade geral.

Tal inconsistência demonstrou que a aplicação da relatividade geral numa escala universal não seria uma simples extensão dos seus mecanismos locais. A primeira solução proposta por Einstein foi postular que o universo em grande escala não deveria ser plano e infinito, mas sim detentor de uma curvatura positiva que o tornaria espacialmente finito. Essa abordagem alivia o paradoxo do universo vazio, mas desencadeia outro problema: a prescrição original da relatividade geral faz com que qualquer distribuição finita de massa se reflita numa métrica $g_{\mu\nu}$ com geodésicas que se aproximam, o que significa que a atração gravitacional faria o universo eventualmente colapsar sobre si mesmo. Esse cenário carregava um forte conflito em relação à ideia de um universo estático defendida por Einstein, que então propõe uma correção *ad hoc* às suas próprias equações: uma constante cosmológica (Λ) inerente ao próprio espaço-tempo que atuaria sobre $g_{\mu\nu}$ impedindo o colapso universal:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.3}$$

A constante cosmológica pode ser interpretada tanto na gravitação Newtoniana quanto na relatividade geral como um potencial mínimo onipresente, que implica numa energia não-nula do vácuo em todo o espaço e todo o tempo. Einstein propõe que Λ possui um valor diminuto, de modo que curvaturas locais facilmente tornam seus efeitos negligenciáveis em escalas planetárias, onde a versão original das suas equações de campo operam de maneira satisfatória. Por outro lado, para grandes escalas do universo, Λ passaria a ser extremamente relevante e até dominante. Assim, se estabeleceu a primeira correção aplicada sobre a relatividade geral na tentativa de fazê-la abranger a Cosmologia.

Num breve intervalo de tempo após a publicação do artigo de 1917, ficou evidente que o universo estático de Einstein constituía uma solução instável. Qualquer perturbação no tamanho, forma ou distribuição de energia desencadearia uma expansão ou contração. Era o início de uma quebra de paradigma e um grande desafio para as equações de campo. A transição não foi trivial:

como Einstein havia observado, uma contração levaria ao eventual colapso do universo e, por outro lado, um espaço em expansão configurava um território completamente novo e ainda mais desafiador. Nenhuma entidade física de fato observada era capaz de fazer o tensor de momento-energia $T_{\mu\nu}$ gerar uma métrica cujas geodésicas se separam ao longo do tempo (o sucesso da relatividade geral no âmbito local era pautado justamente no efeito contrário). Contudo, isso não impediu os esforços do físico holandês Willem De Sitter, que ainda em 1917 lançou mão da constante cosmológica de Einstein novamente, na tentativa de descrever um universo em expansão na perspectiva da relatividade geral. O espaço de De Sitter é completamente dominado por um Λ maior do que o proposto para o universo estático de Einstein, anulando todo e qualquer efeito gravitacional da densidade de massa-energia ρ. O resultado é uma expansão exponencial em toda a história cósmica, cenário que, em princípio, poderia corresponder à futura assíntota da evolução universal, quando a hipotética constante cosmológica passaria a dominar, mas claramente é radical demais para descrever a evolução do universo em todas as épocas [6].

A lição extraída das primeiras tentativas de derivações cosmológicas pautadas nas equações de campo de Einstein, portanto, foi a de que não seria simples estender a relatividade geral para replicar seu sucesso local em escalas globais. Nem mesmo uma constante *ad hoc* introduzida para ajustar a métrica apenas em distâncias convenientes parecia capaz de produzir uma solução razoável. Mas desistir do programa cosmológico da relatividade geral não seria uma opção. Um marco importante desse exercício se deu em 1922, quando uma nova abordagem foi proposta pelo físico soviético Alexander Friedmann. Uma vez que a inserção de um termo nas equações de campo (composto de um escalar Λ multplicado pela métrica $g_{\mu\nu}$) não obteve sucesso, a ideia de Friedmann foi manipular o tensor de métrica $g_{\mu\nu}$ *a priori* no contexto de um universo homogêneo e isotrópico, assumindo que as componentes espaciais estariam sujeitas a um fator de escala $a(t)$ constante em todas as direções mas variável em função do tempo. Assim, o tensor de Ricci e o tensor de momento-energia passam a determinar a dinâmica de um $g_{\mu\nu}$ que, globalmente, não é equivalente à métrica de Minkowski. Assim se estabeleceu a segunda correção aplicada sobre a relatividade geral para fazê-la incorporar a Cosmologia.

$$ds^2 = c^2dt^2 - a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2d\theta^2 + r^2sin^2\theta d\phi^2\right] \tag{1.4}$$

Em 1929, a proposta do fator de escala de Friedmann e Lemaître ganhou força através das observações de Edwin Hubble no telescópio do Monte Wilson. Hubble demonstrou que a maioria das "nebulosas extragalácticas" estava se afastando da Via Láctea e que existia uma correlação linear entre a distância e a velocidade de recessão, vide Figura 1. Uma simples aplicação do princípio Copernicano de que nenhum observador deve ser considerado como único ou especial suscita a revolucionária conclusão de que o universo como um todo deve sim estar em expansão.

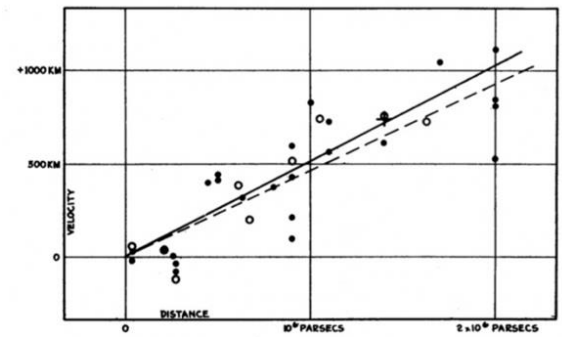

Figura 1 – Correlação obtida por Hubble a partir de observações no telescópio do Monte Wilson.

No decorrer do século XX, inúmeras evidências se acumularam para consolidar a teoria do *Big Bang* quente como modelo cosmológico padrão, com destaque para a descoberta da radiação cósmica de fundo em microondas (CMB) em 1964. A métrica FLRW (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker), como caso particular de aplicação da relatividade geral, se consolidou como principal solução dinâmica e ainda hoje constitui o paradigma matemático que descreve a expansão, condicionada a resultados observacionais que especificam seus parâmetros livres: a evolução do fator de escala com o tempo, usualmente descrita pelo parâmetro de Hubble $H = \dot{a}(t)/a(t)$, e a curvatura global k, que hoje sabemos ser igual ou bem próxima a zero [67]. Incorporando também a matéria escura em sua forma mais provável (*CDM – cold dark matter*), necessária para explicar as curvas de rotação das galáxias e a massa faltante em aglomerados, a teoria do *Big Bang* chega ao final do século XX com significativa robustez e uma ambição clara: determinar o fator de desaceleração, $q = -\ddot{a}(t)/a(t)$, causado pela atração gravitacional do conteúdo de matéria do universo.

Mas então, mais um marco revolucionário ditou quais, de fato, seriam os próximos passos da Cosmologia. Riess et al (1998) e Perlmutter et al (1999) [64,65] observaram de forma independente que Supernovas do tipo Ia remotas possuem distâncias de luminosidade maiores que as esperadas caso o conteúdo de matéria-energia estivesse desacelerando a expansão do universo com métrica FLRW. É justo afirmar que a maioria dos astrônomos e cosmólogos ficou surpresa, mas, desta vez, nenhum método matemático muito disruptivo se fez necessário: o histórico da relatividade geral já possuía uma correção pronta para ser usada. A constante cosmológica de Einstein, que havia sido convencionalmente descartada após o fator de escala de Friedmann encapsular a sua função original, foi novamente invocada, agora sob o nome de Energia Escura, para justificar essa aparente transição para um período de aceleração na expansão do espaço. E assim, o último grande pilar foi erguido para estruturar o atual modelo padrão da Cosmologia: o ΛCDM.

Mais de um século após as primeiras indagações de Einstein sobre a possibilidade da relatividade geral incorporar a Cosmologia em seu escopo, pode-se dizer que a resposta padrão se tornou um contundente "Sim". Está claro, no entanto, que algumas adaptações em relação à versão original/local das equações de campo se fizeram necessárias ao longo do caminho, notadamente a inclusão do fator de escala $a(t)$ na métrica, a inserção de uma cosmologia inflacionária prévia ao período FLRW para corrigir inconsistências – como a origem da expansão, e os problemas do horizonte e da planicidade – e a reintrodução da constante cosmológica Λ para explicar tensões teóricas e/ou observacionais.

Obviamente, adaptações são bem-vindas se elas tornam o modelo ainda mais preditivo e melhor ajustado aos dados observacionais, caracterizando uma abordagem científica pragmática, e é nesse critério que reside o grande valor do atual paradigma cosmológico. O modelo de concordância, ou simplesmente ΛCDM, foi construído ao longo das últimas décadas a partir de diversas observações independentes, com destaque para os módulos de distância obtidos a partir de explosões Supernova do tipo Ia, as medições de taxa de expansão do universo (parâmetro de Hubble), as curvas de rotação de galáxias, a razão massa-luminosidade de aglomerados, as flutuações de temperatura da radiação cósmica de fundo (CMB), os cálculos de nucleossíntese no universo primordial e os espectros de perturbação na densidade de matéria [43].

A interpretação desses dados estabelece que o recente período de transição para expansão acelerada é ocasionado pela constante cosmológica Λ, simbolizando a energia escura, cujo

comportamento corresponde ao de um fluido perfeito com pressão negativa de magnitude equivalente à densidade de energia: $\omega = -1$. Ela representa a maior contribuição para o conteúdo de massa-energia do universo ($\rho_\Lambda \sim 0.7\rho$), sendo que a segunda maior parcela se manifesta como matéria escura ($\rho_{CDM} \sim 0.26\rho$). Já a matéria bariônica comum representaria cerca de 4% do coquetel energético universal ($\rho_M \sim 0.04\rho$) e a radiação pouco contribui na época atual ($\rho_R \sim 0$), resultando numa densidade total ρ equivalente à densidade crítica ($\rho = \rho_\Lambda + \rho_{CDM} + \rho_M + \rho_R = \rho_c$), o que significa que o universo é espacialmente plano (curvatura nula), fato que é corroborado pela observação [67].

De maneira geral, o modelo da concordância (ΛCDM) parece descrever com sucesso o universo homogêneo e isotrópico, bem como a dinâmica das estruturas cósmicas. Exemplos de convergências teórico-experimentais são abundantes. No entanto, outras diversas evidências revelam tensões entre os modelos e os valores observados, bem como coincidências cósmicas consideradas estatisticamente suspeitas, deixando claro que ainda há um longo caminho a ser percorrido, seja no progresso tecnológico dos projetos observacionais, seja numa mudança de perspectiva teórica, ou, ainda mais provavelmente, ambas as alternativas anteriores.

Talvez a maior vulnerabilidade do ΛCDM esteja justamente no desconhecimento da natureza física exata dos dois componentes que o denominam. No que se refere a Λ, o entendimento dos efeitos matemáticos da constante cosmológica de Einstein não encontram contraparte física numa descrição satisfatória da Energia Escura. Considerando-se que a densidade de energia resultante da introdução de Λ não se dilui com a expansão do espaço, a conclusão natural seria a de que ela representa uma energia proveniente do próprio vácuo. Entretanto, a tentativa de reconciliar o valor experimental dessa energia com a teoria de campos quânticos, responsável por avaliar os potenciais que se espalham pelo vácuo do espaço-tempo, produz a maior discrepância da história da Física, um desvio superior a 100 ordens de magnitude [55].

No caso da matéria escura fria (*CDM*), o sucesso obtido com a introdução dos halos para justificar as curvas de rotação de galáxias, bem como os êxitos da abordagem *WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)* na extensão do modelo padrão de partículas elementares ainda são contrabalanceados pela ausência de detecção direta ou indireta dessas partículas de matéria escura, além de uma série de tensões observacionais a serem resolvidas, como a conspiração disco-halo, o perfil de densidade de galáxias anãs, a abundância e distribuição de galáxias-satélite, assim como o plano de rotação anisotrópico das mesmas [41].

A literatura conta com descrições detalhadas acerca dos conflitos associados a cada componente do modelo da concordância e suas respectivas propostas de elucidação. No presente trabalho, o foco será direcionado aos observáveis cosmológicos mais amplos. Nesse âmbito, a maior evidência sobre a necessidade de uma quebra de paradigma, seja teórica ou observacional, é a denominada "Tensão de Hubble". Medições de velas-padrão no universo local, utilizando-se como degraus mais altos da escada de distância a luminosidade de supernovas tipo Ia, demonstram resultados divergentes em relação ao valor obtido a partir das condições observadas na radiação cósmica de fundo (CMB) extrapoladas ao universo atual com base no ΛCDM. O avanço tecnológico e a consequente precisão nas observações produzem barras de erro que não mais se sobrepõem, gerando divergências de $\sim 3\sigma - 5.8\sigma$ para o valor de H_0 [57].

Um volume crescente de evidências aponta para ainda outro mistério da cronologia cósmica tal como descrita pelo ΛCDM: a formação de estruturas complexas em épocas muito remotas, quando a própria idade do universo parece não prover tempo hábil para tamanho amadurecimento. A observação de quasares, buracos negros supermassivos com massas na ordem de $10^9 M_\odot$, em altos redshifts $(z > 6)$, constitui um exemplo claro desse conflito teórico-observacional e dificilmente pode ser reconciliada dentro do modelo ΛCDM quando se levam em consideração restrições bem estabelecidas, como o limite de acreção de Eddington e a faixa de massa de buracos negros estelares que atuam como sementes para o crescimento hierárquico [24].

Um problema correlato é a formação precoce de galáxias $(z \sim 10 - 12)$, observadas pelo telescópio Hubble (e mais recentemente pelo James Webb) com auxílio de lentes gravitacionais. Sem invocar mecanismos exóticos que acelerariam a acreção de buracos negros para além do limite de Eddington e a formação de galáxias para além das restrições estabelecidas pelas simulações de crescimento das perturbações primordiais no CMB, tais descobertas entram em conflito direto com a cronologia cósmica desenhada pelo ΛCDM. Isso porque os parâmetros do modelo padrão permitem o cálculo das principais eras evolutivas em função do redshift cosmológico (recombinação, *dark ages* e re-ionização), e essas observações contradizem a sequência esperada da emergência de estruturas complexas ao longo desses marcos temporais, inconsistência essa que pode indicar uma falha na correlação especificada pelo ΛCDM entre redshift e idade cósmica [60].

Uma outra classe de problemas relacionados ao modelo da concordância se manifesta através de "coincidências cósmicas". O exemplo de maior destaque é a aparente equivalência entre a atual idade do universo e o inverso do parâmetro de Hubble H_0 [47]. No contexto do ΛCDM, tal

convergência acontece uma única vez em toda a história do universo, exatamente no período atual, o que incita questionamentos copernicanos estatisticamente justificados, uma vez que a expansão do universo, em princípio, se estenderá *ad infinitum.* A pergunta é: numa amostragem de infinitos períodos, por que estamos fazendo essa observação justamente naquele em que os valores coincidem? A mesma questão pode ser levantada em relação às ordens de grandeza da densidade da energia escura e densidade de matéria (escura + bariônica). Uma vez que Λ dominará durante uma era cósmica infinitamente maior, parece improvável nos encontrarmos precisamente no momento em que as ordens de grandeza se equivalem e num estágio relativamente próximo ao período de transição da dominância. Ainda podem ser citados os *fine tunings* associados à cosmologia inflacionária, necessários para justificar a planicidade global do espaço e resolver o problema do horizonte.

O grande poder de ajuste do ΛCDM a uma vasta gama de dados simulados e observacionais justificadamente o posiciona como modelo padrão da cosmologia atual, mas igualmente grandiosas são as questões ainda em aberto. Destaca-se aqui a intrigante tendência do universo em se comportar da maneira mais simples (geometria global euclidiana, idade cósmica atual equivalente ao inverso de H_0, CMB evidenciando equilíbrio térmico na era da recombinação, dinâmica da expansão equivalente a uma mecânica Newtoniana, etc.), enquanto um número crescente de "acessórios" precisa ser incorporado ao modelo para justificar tais comportamentos – mais complexidade para explicar a simplicidade.

Uma vez estabelecido que o ΛCDM é um modelo repleto de êxitos e desafios, não é a ambição do presente trabalho propor soluções para os conflitos ainda existentes dentro da mesma linha de raciocínio que o fundamenta. Esse necessário exercício já se faz presente de forma abundante na literatura. Pelo contrário, pretendemos abordar a cosmologia a partir de uma perspectiva diferente, com o objetivo de lançar nova luz a alguns de seus problemas atuais.

2. CINEMÁTICA, DINÂMICA E CONFORMIDADE

2.1 Abordagens Cinemáticas em Cosmologia

Desde os primórdios da Filosofia Natural, os tratamentos cinemático e dinâmico caminham lado a lado na resolução de problemas físicos. A cinemática como abordagem ideal sempre que o foco está sobre o movimento dos corpos, observado a partir de um referencial inercial, tratando principalmente de posições e velocidades; a dinâmica como ferramenta para tratar da evolução de sistemas quando as forças atuantes sobre as massas se tornam os elementos mais relevantes. Fica evidente pelo caráter amplo dessas definições que não existe uma linha rígida separando as duas abordagens. Pelo contrário, é bastante comum a aplicação de ambas na elucidação de um mesmo problema, seja empregando cada uma num subconjunto do cenário total ou até mesmo como rotas de desenvolvimento paralelas que alcançam o mesmo resultado.

Na cosmologia, o desenrolar histórico descrito anteriormente naturalmente levou a abordagem dinâmica, fundamentada na relatividade geral, a assumir a descrição física do universo na maioria das vezes. Quando Edwin Hubble observa a existência de "nebulosas extragalácticas" e conclui que as mesmas estão se afastando umas das outras, a proposta de Friedmann, o fator de escala $a(t)$, já era conhecido há anos e estava pronto para oferecer à cosmologia o porto seguro das equações de campo de Einstein. Isso não significa, porém, que a metodologia cinemática foi completamente esquecida, afinal de contas a correlação de Hubble se estabelecia justamente entre os dois parâmetros clássicos da cinemática: posições (ou distâncias) e velocidades.

Em 1933, o físico britânico Edward Milne, publica suas considerações sobre a abordagem mais popular (dinâmica) e propõe um modelo alternativo, focado exclusivamente nos aspectos cinemáticos [1]. De acordo com as palavras de Milne [2], aqui traduzidas livremente, "o método seguido pela relatividade geral é indireto: primeiro ele assume uma métrica descrita de forma pitoresca como 'um tipo de expansão', determina os movimentos resultantes, para então calcular através de equações dinâmicas qual densidade uniforme figura como resultado" e "a relatividade geral é impotente na determinação da curvatura do universo (zero, negativa ou positiva)" delegando essa resposta à fenomenologia.

Milne propõe, então, que a expansão pode ser explicada pela perspectiva cinemática a partir de primeiros princípios, sem precisar lançar mão de conhecimentos experimentais prévios, numa metodologia "independente de conceitos causais, leis da dinâmica, métricas curvas ou teorias

gravitacionais sejam elas de campo ou de ação à distância" [1]. Ele parte de dois postulados: a constância da velocidade da luz e a assertiva de que dois observadores em movimento relativo uniforme possuem perspectivas idênticas do universo. Milne então propõe uma condição inicial com um observador inercial no centro e uma distribuição de partículas em sua vizinhança que não interagem entre si, dotadas de velocidades $0 \leq v \leq c$. A consequência direta dessa distribuição randômica é uma expansão radial e simétrica ao longo do tempo, com um horizonte esférico cujo raio cresce na velocidade da luz, vide Figura 2.

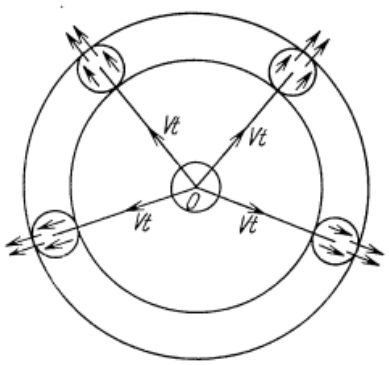

Figura 2 – Proposição cinemática de Milne para a recessão das "nebulosas extragláctica" [1].

No seu trabalho de 1940 "Cosmological Theories" [2], Milne então se dedica a avaliar como observadores inerciais percebem a passagem de tempo em coordenadas distantes, afirmando que "existe apenas um universo, mas muitas descrições diferentes possíveis". Sua principal conclusão a partir desse exercício é a de que duas escalas temporais precisam ser levadas em consideração para descrever a macro evolução cósmica:

$$\tau = t_0 log \frac{t}{t_0} + t_0 \tag{2.1}$$

Na escala τ, o substrato (uma equivalência de relógios sincronizados) é homogêneo e tudo parece estar em repouso relativo. Nesse esquema, tempo e espaço são infinitos, sem um início que delimite qualquer época cósmica como singular. Já na escala t, definida como o tempo próprio de um observador inercial, a distribuição de densidade estará inevitavelmente sujeita a contrações de Lorentz a grandes distâncias e, portanto, essa densidade parece crescer radialmente para qualquer observador arbitrário, embora nenhum deles tenha uma posição preferencial.

No modelo de Milne, as nebulosas extragalácticas sempre se afastam em relação a um observador inercial com taxa constante e igual à sua velocidade de escape, estando a expansão limitada à velocidade da luz no horizonte. Para evitar as questões de "por que a atração gravitacional global não atua sobre essas velocidades?" e "como seria possível todas estas nebulosas estarem sobre um mesmo ponto num passado finito?", Milne recorre a uma reinterpretação do conceito de tempo, definindo a escala τ, onde relógios sincronizados estão em repouso relativo, e, portanto, não há qualquer força resultante, assim como não existe momento inicial para experimentar uma singularidade. Trata-se, portanto, de um modelo exclusivamente cinemático, cujos aspectos dinâmicos são dispensados com base numa nova escala de tempo.

Em desenvolvimentos subsequentes, com a crescente hegemonia da cosmologia relativística, o modelo de Milne passou a ser interpretado como um caso particular da métrica FLRW, onde a densidade de energia é nula em todo o espaço-tempo, e por esse motivo não existiria atração gravitacional para conter as velocidades de recessão, ou energia escura para acelerá-las. Claramente, quando descrito dessa maneira, o "universo vazio de Milne" [65] passa a ser apenas uma referência teórica sem nenhuma chance de representar o comportamento real do universo em qualquer senso prático. Contudo, é necessário salientar que essa nova roupagem do universo de Milne não captura de fato a proposta original do modelo cinemático e constitui um exemplo claro das armadilhas que podem surgir quando duas linguagens diferentes são utilizadas. Milne não utilizava um fator de escala inserido *a priori* no tensor de métrica da relatividade geral, e portanto não se baseava num *redshift* cosmológico $(z+1) = 1/a(t)$, mas sim num *redshift* cinemático resultante do efeito doppler da luz emitida por fontes que se afastam do observador inercial:

$$z + 1 = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} \tag{2.2}$$

Da mesma forma, a distância de luminosidade resultante da abordagem cinemática de Milne seria diferente daquela prescrita pela sua reinterpretação na métrica FLRW, com grande impacto aos observáveis cosmológicos. De fato, é uma situação curiosa que a interpretação adequada do modelo original de Milne em termos de z e d_L gere relações entre módulo de distância e redshift que se ajustam bem aos dados [8]. Isso não significa que o universo original de Milne seja um competidor ao ΛCDM. O modelo padrão é sustentado por uma base observacional muito mais sólida e detalhada, mas temos aqui uma indicação de que a dualidade cinemática-dinâmica pode

trazer benefícios para a resolução de um problema físico, nesse caso abrangendo o universo como um todo.

Edward Milne não foi o único pesquisador que dedicou esforços para dar à cosmologia um tratamento cinemático. Por exemplo, na década de 1970, a ausência de uma resposta clara por parte da relatividade geral sobre qual das três soluções FLRW (curvatura positiva, negativa ou nula) correspondia ao universo real, assim como conflitos teóricos já identificados, levaram Steven Weinberg a explorar essa ideia ao extremo e propor uma abordagem que, em princípio, desconsideraria completamente aspectos dinâmicos da evolução cósmica, se dedicando exclusivamente à determinação de parâmetros cinemáticos. Nascia, assim, a Cosmografia [61].

A Cosmografia utiliza como ferramenta matemática básica a expansão em série de Taylor e prescreve que resultados observacionais devem determinar as consecutivas derivadas temporais do fator de escala $a(t)$ (parâmetro de Hubble, fator de desaceleração, *jerk*, *snap*, etc) de forma independente a qualquer modelo gravitacional específico, apesar de assumir a aplicabilidade do fator de escala:

$$a(t) = a_0 + \dot{a}(0)t + \frac{1}{2}\ddot{a}(0)t^2 + \cdots + \frac{1}{(n-1)!}a^{(n-1)}(0)t^{n-1} + O(x^n) \tag{2.3}$$

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a};\ q \equiv -\frac{\ddot{a}}{aH^2};\ j \equiv \frac{\dddot{a}}{aH^3};\ s \equiv \frac{a^{(4)}}{aH^4} \tag{2.4}$$

A motivação para a metodologia cosmográfica é certamente bem justificada. Com base na expansão em série de Taylor em torno de $a_0 = 1$ (universo local), verifica-se que uma medição precisa dos parâmetros cinemáticos atuais H_0, q_0, j_0 e s_0 forneceria importantes informações sobre o universo em larga escala. Entretanto, não há uma forma direta de se mensurar tais parâmetros, de modo que os mesmos precisam ser determinados através de ajustes em curvas de distância de luminosidade versus redshift. Sabe-se também que a obtenção exata dessas curvas em escalas cosmológicas constitui um dos maiores desafios da astronomia e sua complexidade se acumula exponencialmente ao escalarmos a chamada “escada de distância”. Implicações teóricas se somam a esse desafio, visto que diferentes modelos interpretam distâncias de luminosidade de formas diferentes, e a ausência de uma “distância imparcial” ideal pode fazer com que comparações entre modelos incorram em problemas de circularidade.

Propostas de operacionalização do ideal cosmográfico continuaram sendo desenvolvidas ao longo das últimas décadas, com destaque para as parametrizações-y e os polinômios de Padé [62], que tentam minimizar os problemas de divergência das expansões em função de z, mas ainda sem um resultado claramente favorável. Outra abordagem que segue a abordagem cosmográfica é chamada de "Cronômetros Cósmicos", introduzida por Jimenez & Loeb em 2002 [63], tomando impulso no avanço da espectroscopia astronômica para determinar a idade de galáxias com populações de estrelas vermelhas evoluindo passivamente nos centros de aglomerados via análise de transição (ou "quebra" do espectro) em 4000 Å (D_{4000}). O resultado esperado é uma correlação direta entre parâmetro de Hubble e redshift independente de modelos, e progressos estão sendo observados, apesar de as barras de erro ainda evidenciarem incertezas consideráveis. O fato é que o total desvencilhamento entre observáveis cosmológicos e dinâmicas evolutivas, como propõe a cosmografia, se torna um grande desafio num universo onde a velocidade da luz impõe uma barreira finita à transmissão de informação e qualquer sinal detectado invariavelmente fora emitido numa época cosmológica diferente. Em grandes escalas, aspectos dinâmicos sempre influenciam os cinemáticos, mas a recíproca certamente é verdadeira: a recorrente inclusão de novos parâmetros para justificar os movimentos observados a partir do nosso ponto de vista é prova disso.

Uma proposição ainda mais recente que reflete essa interdependência e, mais do que qualquer outro modelo, opera na zona intermediária da dualidade entre cinemática e dinâmica é o universo $R_h = ct$, proposto por Melia e Shevchuk em 2012 [23]. Esses autores se utilizam da dinâmica relativística FLRW, com seu fator de escala expandindo a métrica espacial e ocasionando o redshift cosmológico, mas impõem uma restrição fundamentada em motivações intrinsecamente cinemáticas. A restrição é a de que o conteúdo de energia do universo pode ser representado por um fluido cósmico unificado, cuja densidade é inversamente proporcional ao quadrado do fator de escala em toda a história cósmica, seja qual for a composição relativa a cada componente numa determinada era. A consequência direta na equação da continuidade é a de que o fator ω (equação de estado) é constante e igual a $-1/3$, e a aceleração da expansão da métrica é sempre nula ($\ddot{a} = 0$) ao longo de toda a evolução universal:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+\omega) = 0 \tag{2.5}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}\rho(1+3\omega) \tag{2.6}$$

Melia e Shevchuk lançam mão do teorema de Brikhoff e seu corolário, uma generalização relativística do resultado Newtoniano de que o campo gravitacional de uma região esfericamente simétrica é indistinguível de uma configuração onde toda a massa se encontra no centro, para igualar o horizonte gravitacional (ou o raio de Schwarzschild) ao horizonte de Hubble, onde a velocidade de expansão é igual a c. Ao longo da sua argumentação, Melia e Shevchuk colocam o observador no centro de uma cavidade esférica, trazendo uma essência cinemática para a cosmologia relativística, cuja dinâmica original é toda baseada num observador comóvel e num tempo cósmico medido por um referencial universal ajustado para que a CMB seja isotrópica e não no observador inercial de Newton. Consequentemente, a dinâmica resultante também possui uma característica cinemática e guarda uma consonância em relação à relatividade especial, uma vez que a expansão fica limitada à velocidade da luz no horizonte em todos os períodos, como demonstrado pela equação que dá nome ao modelo.

O universo $R_h = ct$ imediatamente resolve alguns dos problemas fundamentais do ΛCDM. Primeiro, a equivalência entre a constante de Hubble H_0 e o inverso da idade do universo deixa de ser uma coincidência cósmica do exato momento presente e passa a ser uma característica de toda a evolução $(Ht = 1)$. Segundo, a correlação entre redshift e idade cósmica prescrita por esse modelo não sofre com as tensões experimentadas pelo modelo padrão em virtude da observação de grandes estruturas (quasares e galáxias desenvolvidas) em redshifts elevados, já que a ausência de um período de desaceleração no passado concede mais tempo para que a emergência dessas estruturas se desenvolva de acordo com os limites estabelecidos pela física local [24,59]. Por fim, o universo $R_h = ct$ prescinde de uma cosmologia inflacionária para explicar a isotropia da CMB como evidência de um equilíbrio térmico na era da recombinação [25].

Apesar do apelo teórico e simplicidade do modelo (contendo apenas a constante de Hubble como parâmetro livre), a observação de distâncias de luminosidade a partir de supernovas tipo Ia ainda favorecem o ΛCDM. Como o $R_h = ct$ não apresenta graus de liberdade para conferir flexibilidade ao ajuste, apenas erros sistemáticos nas observações seriam capazes de justificar os desvios. Além disso, a afirmação de que o postulado de Weyl inviabilizaria todas as demais alternativas ainda é questionada [26]. Ao que parece, no balanço geral, o modelo de Melia e Shevchuk se beneficia ao incorporar elementos de cinemática em sua dinâmica, gerando resultados que convergem com a nossa experiência enquanto observadores inerciais sem recorrer a indesejáveis coincidências cósmicas, mas também sofre com sua posição intermediária entre as

duas abordagens (relatividade especial cinemática e relatividade geral dinâmica), precisando recorrer a teoremas e postulados específicos para criar essa ponte.

O cerne da questão é que o fator de escala $a(t)$ inserido *a priori* na métrica como única alternativa viável para reconciliar as equações de campo da relatividade geral com os dados cosmológicos cria sutilezas e especificidades nas definições de observador e tempo cósmico que dificultam a convergência entre dinâmica e cinemática. O procedimento da relatividade geral torna-se bipartido: primeiro determina-se a dinâmica do universo em grande escala através das equações de campo ajustadas, com observador comóvel e um tempo cósmico global especificamente definido, para depois traduzir-se o significado dessa dinâmica para a perspectiva de um observador inercial que coleta dados a partir da galáxia que habita. O resultado é uma multiplicidade de horizontes e sutilezas matemáticas que levam a uma série de erros de interpretação, inclusive de especialistas da área e livros-texto renomados [7]. Obviamente, toda essa complexidade se justifica se o modelo que a sustenta for intrinsecamente coerente e preditivo. Por outro lado, se conflitos e tensões persistem por décadas, certamente a avaliação do problema a partir de uma nova perspectiva torna-se necessária e relevante.

A ampla predominância da relatividade geral na cosmologia tem raízes históricas e técnicas bem justificadas. Quando um entendimento mais profundo sobre a estrutura do universo emerge das observações de Hubble, as equações de campo de Einstein já haviam sido avaliadas e manipuladas o suficiente para permitir uma convergência com os dados. Adicionalmente, na escala do sistema solar e na recém estabelecida escala galáctica, o espaço claramente apresenta curvaturas, cujas geodésicas criam a aparente atração gravitacional. Assim, o espaço plano de Minkowski (dotado das transformações de Lorentz) fica reduzido a uma aproximação, um caso particular local onde os efeitos da gravitação podem ser desprezados. Durante décadas, o consenso foi muito claro: o espaço de Minkowski é local, “restrito” a pequenas fatias aproximadas de espaço plano, enquanto as grandes escalas precisam ser descritas na linguagem do espaço que se curva. Portanto, parecia imperativo que a cosmologia fosse incorporada à relatividade geral, mesmo que a imposição de adaptações e complexidades adicionais fizessem parte do processo.

Entretanto, desenvolvimentos mais recentes trazem uma nova visão sobre o impacto de curvaturas nas maiores escalas do universo. Medições das distâncias angulares características das anisotropias da radiação cósmica de fundo pelo WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) e dados do SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) chegam ao resultado de que a curvatura global do

universo deve ser nula [67]. Tal conclusão pode levar ao questionamento do paradigma de que o espaço de Minkowski e as inerentes transformações de Lorentz atuam apenas em pequenas escalas.

2.2 Conformidade Dinâmica e Cinemática

Nas cosmologias que fazem uso do fator de escala $a(t)$, o problema físico do deslocamento de partículas (como é tratada a recessão das galáxias em grandes escalas) acaba por ser anulado [40]. O motivo é: para um observador comóvel, essas partículas estão estão sempre em repouso. Infeld e Schild destacam essa característica em seu trabalho "A New Approach to Kinematic Cosmology" de 1945 e fazem uma análise crítica sobre as consequências de se inserir um fator *a priori* na métrica $g_{\mu\nu}$ que atua apenas sobre coordenadas espaciais $(d\sigma^2)$, quando o espírito da teoria da relatividade é representar o universo a partir de um espaço-tempo (*continuum)* quadridimensional. De acordo com Infeld e Schild, o princípio relativístico de constância da velocidade da luz para todos os observadores é violado e a velocidade de propagação de ondas eletromagnéticas passa a ser função do tempo, dependendo de $a(t)$ e da curvatura de $d\sigma^2$.

$$ds^2 = dt^2 - a(t)d\sigma^2 \tag{2.7}$$

Chodorowski (2007) constrói o mesmo argumento através de um exemplo de emissão de radar a uma galáxia distante e medição do tempo de viagem de ida e volta do sinal. As equações de geodésicas nulas para os fótons com $a(t)$ governando uma expansão monotônica resultam num tempo de volta superior ao tempo de ida [39]. Chodorowski defende que tal expansão do espaço não é observável, ao contrário do movimento do substrato cósmico (a recessão das estruturas propriamente ditas). Sua posição é a de que o conceito de "expansão do espaço" pode ser eliminado por causar erros de interpretação [7] em relação ao que seria apenas uma escolha arbitrária de coordenadas convenientes para descrever cosmologia na linguagem das equações de campo da relatividade geral, e que a descrição correspondente em coordenadas conformes eliminaria a recessão superluminosa de galáxias e a diferença nos tempos de ida e volta do seu exemplo de radar. Lewis (2007), por sua vez, defende que, na métrica FLRW aberta ou plana, tal transformação conforme não elimina velocidades superluminosas a distâncias suficientemente grandes, concluindo que a "expansão do espaço" é perfeitamente válida no contexto da relatividade geral [50]. Como nota final, Lewis adota a visão positivista de que a formulação da pergunta "o espaço está *realmente* expandindo?" é um exercício fútil e que a descrição matemática da relatividade geral deve guiar o diálogo sobre o comportamento do universo.

Esse debate relativamente recente (2007) é, na verdade, um exemplo que remonta a mais de um século de cosmologia. Infeld e Schild não foram os primeiros a refletirem sobre a segregação do espaço-tempo quadridimensional e suas repercussões para a constância da velocidade da luz. Desde o princípio da aplicação da RG na cosmologia, essa preocupação foi levantada, quando o próprio Einstein adotou uma espécie de partição do espaço-tempo ao propor o seu universo finito com curvatura espacial positiva. O relativista pioneiro Weyl então propôs em 1918 [48] uma gravidade conforme, introduzindo um tensor invariante sob transformações locais (tensor conforme ou, posteriormente, tensor de Weyl), como uma combinação especial do tensor de Riemann, o tensor de Ricci e o escalar de Ricci.

$$C_{\lambda\mu\nu k} = R_{\lambda\mu\nu k} - \frac{1}{2}\left(g_{\lambda\nu}R_{\mu k} - g_{\lambda k}R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}R_{\lambda k} + g_{\mu k}R_{\lambda\nu}\right) + \frac{1}{6}R\left(g_{\lambda\nu}g_{\mu k} - g_{\lambda k}g_{\mu\nu}\right) \quad (2.8)$$

O tensor de Weyl transforma a métrica $g_{\mu\nu}(x) \rightarrow \hat{g}_{\mu\nu}(x)$, onde $\hat{g}_{\mu\nu}(x) = e^{2\alpha}g_{\mu\nu}(x) = \Omega^2(x)g_{\mu\nu}(x)$ e o termo $\Omega(x)$ representa o "esticamento" local da métrica. Assim, o elemento de linha se torna:

$$ds^2 = \Omega^2(dt^2 - d\sigma^2) \quad (2.9)$$

Para o qual, as geodésicas nulas ($ds^2 = 0$) permanecem as mesmas em relação à métrica original $g_{\mu\nu}$ de Minkowski, preservando os ângulos das linhas de universo no diagrama espaço-tempo, o que confere a sua característica conforme.

Varieschi (2009) avalia que o ambicioso projeto de Weyl era introduzir um novo tipo de geometria, unificando a teoria da gravitação e o eletromagnetismo de Maxwell. Essa abordagem seria abandonada mais tarde com o advento da moderna teoria de Gauge e sua interpretação de campos na eletrodinâmica. No entanto, sucessores de Weyl continuaram (e continuam) a propor generalizações dinâmicas conformemente invariantes da relatividade geral, inclusive na tentativa de explicar os fenômenos atribuídos à matéria escura [51].

Ortogonalmente, autores menos inclinados a utilizar as equações de campo para atribuir "comportamentos próprios" ao espaço-tempo e mais interessados no movimento físico observável das partículas (galáxias) desenvolveram abordagens exclusivamente cinemáticas para a cosmologia. Edward Milne abriu as portas para o desenvolvimento de esquemas conformes no espaço plano de Minkowski (ou Euclidiano, como o próprio Milne o denominava) com seus postulados de constância da velocidade da luz e da igualdade das perspectivas do universo entre dois observadores em movimento relativo uniforme, derivando um esquema de expansão radial

onde a velocidade de recessão é sempre constante [1]. Infeld e Schild (1945) então expandem esse trabalho partindo de três postulados: a constância da velocidade da luz, isotropia e homogeneidade cinemática (todos os observadores inerciais possuem a mesma visão do universo). A conclusão obtida por eles é a de que três modelos cosmológicos atendem a todos os pré-requisitos, todos com o mesmo tipo de métrica conforme ao espaço de Minkowski e às equações de Maxwell:

$$ds^2 = \gamma^2(dt^2 - d\sigma^2) \tag{2.10}$$

A abordagem de Infeld e Schild pode ser considerada essencialmente geométrica. Sem utilizar equações de campo ou qualquer variedade de gravitação, três casos de universos metricamente viáveis foram obtidos obedecendo à conformidade (constância da velocidade da luz para todos os observadores fundamentais), e suas equações de movimento foram derivadas. O segundo e o terceiro casos foram então particularizados (II' e III') para destacar opções de maior interesse físico. A tabela 1 apresenta uma listagem desses casos e suas equações de movimento.

Tabela 1

Casos de universos que respeitam os três postulados da cosmologia cinemática conforme de Infeld e Schild

Case	Equation of motion	Type of motion
I	$t^2 - x^2 - (4\alpha/v)x + 4\alpha^2 = 0$	Oscillating
II	$t^2 - x^2 + (4\alpha/v)x - 4\alpha^2 = 0$	Converging-diverging
II′	$x = vt$	
III	$x = \text{constant}$	Rest
III′	$t^2 - x^2 - x/v = 0$	

Um grande mérito do trabalho de Infeld e Schild reside na constatação de que, apesar de não utilizarem qualquer aspecto dinâmico, é possível correlacionar as métricas obtidas em coordenadas Minkowskianas com aquelas derivadas por H.P. Robertson relativisticamente em coordenadas comóveis. Eles destacam, no entanto, que a equivalência métrica encontrada não se reflete numa equivalência topológica.

O caso I é denominado oscilante, com conectividade elíptica. Nele, as linhas de universo de partículas fundamentais não intersectam o eixo do tempo, ou seja, nunca chegam à origem

(observador). Num tempo $t < 0$ elas se movem na direção da origem $(A \to B)$ desaceleradamente. No tempo $t = 0$ então iniciam um movimento acelerado de recessão $(B \to A)$ de forma que o ciclo se repete na sequência. É válido ressaltar que, fisicamente, duas opções podem ocorrer: se a integral do tempo próprio convergir, o ciclo se completa. Nesse caso, um fóton emitido pelo observador retorna para ele num tempo finito, sinal de que a métrica coincide com o universo finito com curvatura positiva $(k = 1)$, como aquele proposto por Einstein em 1917. Por outro lado, se não há convergência ou apenas convergência logarítmica, o universo é não-periódico. Observando apenas o movimento acelerado de partículas fundamentais em $t > 0$, é possível estabelecer a correspondência com o universo de De Sitter, dominado pela constante cosmológica.

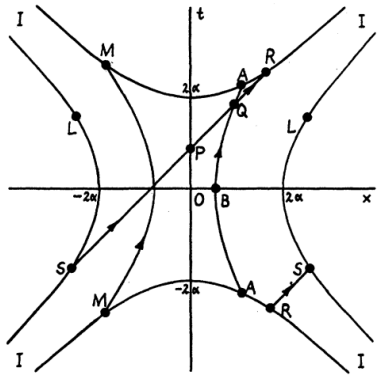

Figura 3 – Linhas de universo de uma partícula fundamental (ABQA) e de um fóton (PQR, RS, SP) em universos do caso I de Infeld e Schild 1945.

O caso II, em sua forma generalizada, produz linhas de universo que são hipérboles retangulares, dessa vez intersectando o eixo do tempo em dois pontos fixos $t = \pm 2\alpha$. Uma transformação simples pode ser utilizada para mapear o intervalo de tempo $(-2\alpha, 2\alpha)$ em $(0, \infty)$, o que configura o caso II'. Nele, as linhas de universo passam a ser retas (velocidade de recessão constante) partindo da origem. O caso II' estabelecido por Infeld e Schild, portanto, corresponde ao universo cinemático de Milne (interpretado como universo vazio na métrica FLRW).

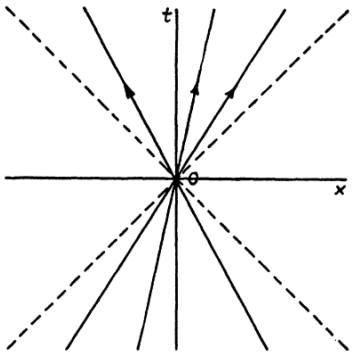

Figura 4 – Linhas de universo de partículas fundamentais (linhas cheias) e de fótons (pontilhadas) em universos do caso II´ de Infeld e Schild 1945.

O terceiro caso que preserva a característica conforme da métrica é simplesmente o universo estático (velocidade das partículas $v = 0$). De maior interesse físico, uma vez que a recessão de galáxias já era observada, o caso III' pode ser obtido a partir de uma inversão na equação de movimento, resultando em linhas de mundo que são hipérboles retangulares, novamente estabelecendo correspondência com o universo de De Sitter, dessa vez com as linhas de universo cruzando a origem em $t = 0$.

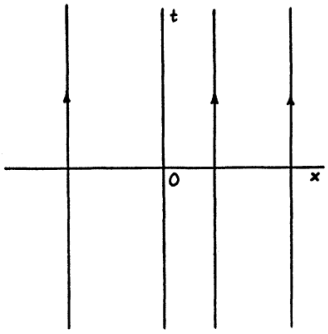

Figura 5 – Linhas de universo de partículas fundamentais em universo do caso III de Infeld e Schild 1945.

Outras correspondências podem ser encontradas com a manipulação adequada das equações de movimento (todas listadas em [40]). Contudo, o resultado mais importante desse exercício é a análise do papel da seleção de coordenadas para descrever o universo. Fica claro que aqueles que priorizam o postulado de constância da velocidade da luz conseguem encontrar

métricas a partir da cinemática que se equivalem a métricas obtidas dinamicamente a partir das equações de campo da RG, ainda que topologicamente os modelos se diferenciem.

De forma geral, o desenvolvimento da cosmologia ao longo do século XX não se ateve ao postulado da conformidade, seja na versão cinemática ou dinâmica. A necessidade de descrever a cosmologia através das equações de campo do espaço curvo justifica o amplo uso dos modelos FLRW, mesmo com o fator de escala atuando apenas sobre as componentes espaciais, de modo que o ideal da conformidade ficou em segundo plano na literatura da área. A repercussão imediata dessa abordagem é que as linhas de mundo das galáxias e dos fótons desafiam as expectativas baseadas nas coordenadas Minkowskianas [39]. Um "tempo cósmico" precisa, então, ser definido: o referencial global escolhido é aquele para o qual as galáxias permanecem estáticas em coordenadas comóveis. Por fim, o redshift z em modelos FLRW passa a ser uma decorrência da taxa de expansão do universo e, portanto, depende diretamente do fator de escala, que também regula a dilatação temporal entre relógios distantes nesses modelos.

O fato de que a dilatação do tempo obtida em função de z é exatamente a mesma em coordenadas Minkowskianas, como demonstrado em Tomilchik (2010) [35], por exemplo, parece indicar novamente que o mesmo espaço-tempo está sendo descrito de maneiras diferentes. Contudo, a equivalência completa continua a eludir as tentativas de unificação [50]. A posição do presente trabalho é a de que a omissão da contração de Lorentz em coordenadas comóveis é uma barreira para a reconciliação completa entre relatividade geral e especial em cosmologia, mesmo na versão plana de FLRW. Portanto, estudaremos como a contração de Lorentz pode influenciar a cinemática e a dinâmica cosmológicas.

3 DESENVOLVIMENTO DO MODELO ZEUS

A seguir, apresentamos as etapas de desenvolvimento do modelo que usaremos para revisitar a cosmologia: Zero-Energy Unified Substratum (ZEUS).

3.1 Expansão conforme de um espaço de Minkowski (parametrização α)

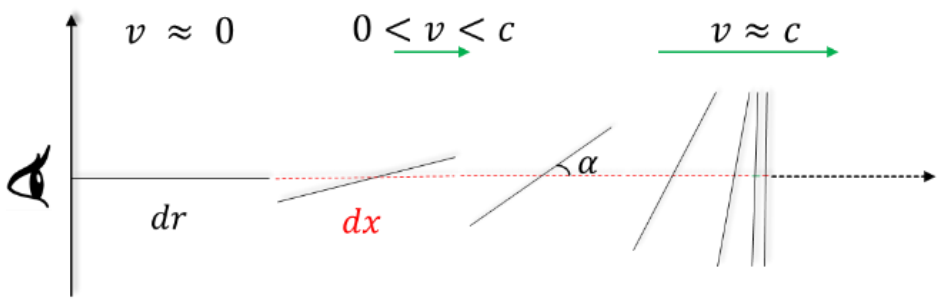

Figura 6 - Contração de Lorentz em função do fluxo de Hubble.

Considerando que o fluxo de Hubble está sujeito às transformações de Lorentz, podemos determinar o comprimento contraído dx observado radialmente por um referencial inercial:

$$dx = dr\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \tag{3.1}$$

Aplicando a lei de Hubble $v = H_0 r$ e definindo o raio de Hubble R_H como a distância r onde a velocidade de recessão é igual à velocidade da luz de modo que $c = H_0 R_H$, obtemos:

$$dx = dr\sqrt{1 - \left(\frac{H_0 r}{H_0 R_H}\right)^2}$$

$$dx = dr\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_H}\right)^2} \tag{3.2}$$

Para a simplicidade das próximas derivações, é conveniente definir o ângulo α, tal que:

$$sin\alpha \triangleq \frac{r}{R_H} \tag{3.3}$$

$$\therefore dx = drcos\alpha \tag{3.4}$$

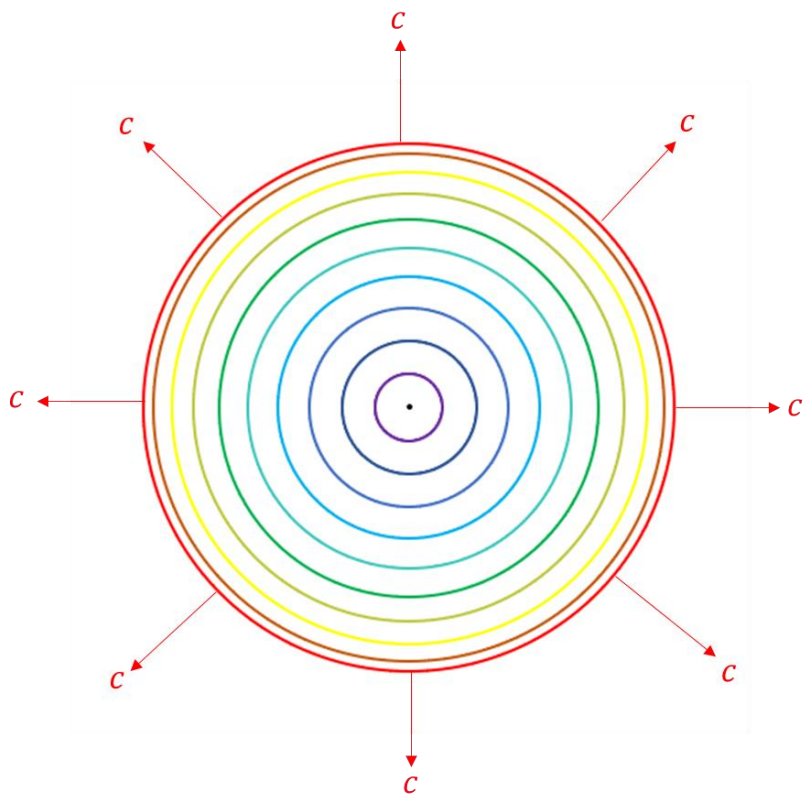

Figura 7 – Modelo ZEUS: contração das sucessivas seções do raio cósmico até o horizonte de Hubble na perspectiva do observador inercial central.

Assim, a distância contraída integrada que é observada num espaço de Minkowski em expansão é dada por:

$$x = \int drcos\alpha = \frac{R_H}{2}(sin\alpha cos\alpha + \alpha) \tag{3.5}$$

É importante notar que a contração do comprimento não afeta a velocidade de recessão, uma vez que a dilatação do tempo também exerce papel fundamental nesse espaço-tempo, i.e. à medida que um sinal atravessa o espaço contraído, a passagem de tempo medida na coordenada transformada no local da propagação (dt_L) é reduzida pelo mesmo fator e a velocidade original é mantida.

$$v = \frac{dx}{dt_L} = \frac{drcos\alpha}{dtcos\alpha} = \frac{dr}{dt} \tag{3.6}$$

Portanto, a transmissão de sinal em tal espaço é sempre conforme e velocidades instantâneas são preservadas pelas transformações de Lorentz. Esta propriedade acarreta numa importante

consequência para a equação do fluxo de Hubble, uma vez que velocidades precisam ser conservadas mesmo quando x substitui o r como a distância real observada. Essa conservação origina um parâmetro de Hubble corrigido via Lorentz H_L.

A equação da condição conforme é:

$$v = H_0 r = H_L x \tag{3.7}$$

E aplicando as equações (3.3) e (3.5):

$$H_L = H_0 \frac{2sin\alpha}{(sin\alpha cos\alpha + \alpha)} \tag{3.8}$$

A equação (3.8) determina que, num determinado tempo, o parâmetro de Hubble definido inercialmente não é constante ao longo de todo o raio cosmológico, mas cresce com a distância, isto é, com α e a proximidade em relação ao horizonte.

Esse conjunto de oito equações consolida toda a fundamentação geométrica de um espaço de Minkowski sujeito a um fluxo de Hubble num instante particular do tempo. A seguir, com o objetivo de entender a natureza dos sinais recebidos por um observador imerso nesse espaço em expansão, é necessário considerar a evolução ao longo do tempo (distâncias crescentes). Neste ponto, podemos tomar um importante primeiro passo: avaliar como o ângulo α – ou $sin\alpha$ – de uma dada galáxia varia com a contínua recessão:

$$\frac{dsin\alpha}{dt} = \frac{d\left(\frac{r}{R_H}\right)}{dt} = \frac{\dot{r}R_H - r\dot{R_H}}{{R_H}^2}$$

$$\frac{dsin\alpha}{dt} = \frac{v}{R_H} - \frac{r}{R_H}\frac{\dot{R_H}}{R_H}$$

$$\frac{dsin\alpha}{dt} = \frac{H_0 r}{R_H} - \frac{rH_0}{R_H}$$

$$\frac{dsin\alpha}{dt} = 0 \tag{3.9}$$

Esse importante resultado mostra que o fluxo de Hubble não altera o ângulo α ao longo do tempo, o que significa que a contração de Lorentz cria um gradiente radial fixo (em função de α) que persiste por toda a história de expansão, enquanto o parâmetro de Hubble nas vizinhanças do observador $(H_0 = c/R_H)$ decresce.

3.2 Dilatação do tempo a partir de sinais observados e o efeito Doppler relativístico

No espaço-tempo de Minkowski, o relógio de uma galáxia em recessão fica mais lento na perspectiva do observador. Como visto na seção anterior, a equação que governa essa passagem de tempo reduzida (dt_L) em relação ao tempo "dilatado" do observador (dt) é:

$$dt_L = dtcos\alpha \tag{3.10}$$

A qual é idêntica à equação de dilatação do tempo da relatividade especial:

$$dt = \frac{dt_L}{cos\alpha} = \frac{dt_L}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \tag{3.11}$$

A equação (3.11) é suficiente para explicar o motivo pelo qual velocidades instantâneas são invariantes (conformes) sob as transformações de Lorentz. No entanto, à medida que as distâncias aumentam, um efeito adicional contribui para a passagem do tempo percebida pelo observador. Se uma unidade de tempo passa numa galáxia distante – cujo relógio opera mais lentamente – fica claro pela equação (3.11) que mais do que uma unidade de tempo passa no relógio próprio do observador. O efeito adicional resulta do fato de que um fóton emitido pela galáxia distante ao fim dessa unidade de tempo viaja uma distância maior do que o fóton que foi emitido no começo desse intervalo, o que significa que ainda mais tempo próprio é necessário para o observador receber toda a informação sobre a galáxia durante aquele período.

$$dt' = \frac{d(r+vt)}{c} = \frac{dr}{c} + \frac{vdt}{c}$$

$$dt' = dt + \frac{vdt}{c}$$

$$\therefore dt' = (1 + sin\alpha)dt \tag{3.12}$$

Finalmente, combinando os dois efeitos, a dilatação total do tempo percebida por um observador que recebe os sinais é dada por:

$$dt' = (1 + sin\alpha)dt = \frac{(1 + sin\alpha)}{cos\alpha} dt_L \tag{3.13}$$

Naturalmente, essa dilatação do tempo afetará a frequência aparente de ondas eletromagnéticas emitidas por fontes localizadas no ângulo α, de modo que é válido comparar esse resultado ao redshift Doppler relativístico:

$$(z+1) \triangleq \frac{f_{em}}{f_{obs}} = \frac{\sqrt{1+\frac{v}{c}}}{\sqrt{1-\frac{v}{c}}} \tag{3.14}$$

Uma simples manipulação nos dá:

$$(z+1) = \frac{\sqrt{1+\frac{v}{c}}}{\sqrt{1-\frac{v}{c}}}\frac{\sqrt{1+\frac{v}{c}}}{\sqrt{1+\frac{v}{c}}} = \frac{1+\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

$$\therefore (z+1) = \frac{(1+sin\alpha)}{cos\alpha} \tag{3.15}$$

Assim, fica demonstrado que a dilatação do tempo ocasionada pelo fluxo de Hubble no espaço de Minkowski em expansão é a exata manifestação do efeito Doppler relativístico: $\frac{dt'}{dt_L} = (z+1)$. Tomilchik (2010) deriva o mesmo resultado de uma forma mais rigorosa [35]. Para fins de simplicidade e complementaridade, apresentamos aqui esta abordagem alternativa.

Evidência observacional [4] de fato confirma que $(z+1)$ corresponde ao fator de dilatação do tempo, o qual também é previsto no contexto FLRW. Neste, no entanto, a explicação para o chamado redshift cosmológico – originado pelo fator de escala e uma consequente dilatação do tempo – surge através de um procedimento mais complexo. Pela perspectiva aqui explorada, a lógica mais simples sugere que um espaço plano dotado de dilatação do tempo tipo Lorentz constitui, de fato, um espaço-tempo de Minkowski, o qual, portanto, também deve apresentar contração do comprimento.

3.3 Evolução Dinâmica a partir da conservação da energia: (Zero-Energy Unified Substratum)

Em coordenadas de Minkowski, um fluido cósmico cujas energias mecânica e térmica são conservadas inevitavelmente requer uma recessão global em relação a qualquer observador arbitrário (que é central no seu próprio referencial), isto é, um fluxo de Hubble. Não se trata de uma condição *ad hoc*, mas o único comportamento possível para o universo, independente de qualquer parâmetro adicional, como será demonstrado a seguir.

Primeiro, na perspectiva mecânica, a energia cinética relativística é dada por:

$$K = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right) \tag{3.16}$$

Escrita em termos de α:

$$K = \frac{m_0 v^2}{sin^2\alpha} \left(\frac{1}{cos\alpha} - 1 \right)$$

$$\therefore K = \frac{m_0 v^2}{cos\alpha(1 + cos\alpha)} \tag{3.17}$$

A partir dessa equação, fica transparente o motivo pelo qual a energia cinética relativística é reduzida ao valor clássico para pequenas velocidades do fluxo de Hubble ($\alpha \sim 0 \ \rightarrow \ cos\alpha \sim 1$).

Introduzindo a energia potencial relativística produzida pelo campo gravitacional de uma esfera centrada no observador inercial com o raio transformado x e densidade de energia média ρ, e a mesma correção relativística para a massa de prova:

$$P = \frac{-8\pi G\rho x^2 m_0}{3c^2 cos\alpha(1 + cos\alpha)} \tag{3.18}$$

Mais uma vez, é trivial mostrar que, a pequenas distâncias (baixas velocidades no fluxo de Hubble), a energia potencial é reduzida ao caso clássico.

Na sequência, conservando em zero a energia mecânica total de qualquer partícula livre que se move exclusivamente devido ao fluxo de Hubble, obtemos:

$$\frac{m_0 v^2}{cos\alpha(1 + cos\alpha)} - \frac{8\pi G\rho x^2 m_0}{3c^2 cos\alpha(1 + cos\alpha)} = 0$$

$$\therefore v^2 = \frac{8\pi G\rho x^2}{3c^2} \tag{3.19}$$

Neste ponto, é válido notar que a interpretação mais comum da lei de Hubble é a de que a proporcionalidade observada entre velocidade e distância é indicativa de um *grid* em expansão, justificando a aplicação do fator de escala. Contudo, através da equação (3.19), fica claro que velocidades que crescem com x são requeridas pela conservação da energia mecânica relativística, sem necessidade de impor um esticamento da métrica.

Em seguida, expressando a lei de Hubble:

$${H_L}^2 x^2 = \frac{8\pi G\rho x^2}{3c^2}$$

$${H_L}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} \tag{3.20}$$

Não é coincidência que esse resultado seja análogo à equação FLRW para um universo plano com densidade de energia total sempre igual ao valor crítico. A diferença, portanto, é que o balanço de energia relativístico oferece essa solução a partir de princípios fundamentais, enquanto o fator de escala precisa de um procedimento elaborado e uma série de acessórios explanatórios para justificar um resultado que, no fim das contas, anula a assinatura característica da relatividade geral – curvatura.

Uma segunda – e ainda mais crucial – distinção é o fato de que as coordenadas Minkowskianas produzem um parâmetro de Hubble corrigido via Lorentz H_L que cresce ligeiramente com a distância. Isso significa que a densidade de energia média da esfera cósmica ρ também apresenta um gradiente radial em qualquer dado momento:

$$\rho = \frac{3c^2}{8\pi G} {H_0}^2 \frac{4sin^2\alpha}{(sin\alpha cos\alpha + \alpha)^2}$$

$$\therefore \rho(t,\alpha) = \rho_0(t) \frac{4sin^2\alpha}{(sin\alpha cos\alpha + \alpha)^2} \tag{3.21}$$

A seguir, o modelo ZEUS descrito neste capítulo será avaliado com base nos dados de temperatura da radiação cósmica de fundo em função do redshift.

4 EVOLUÇÃO DA TEMPERATURA DA RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO

4.1 CMB no modelo ΛCDM

De acordo com o atual modelo padrão da cosmologia, o ΛCDM, a radiação cósmica de fundo (CMB – Cosmic Microwave Background) é a relíquia eletromagnética do passado quente e denso do universo. Seus fótons teriam surgido nos primeiros instantes após o *big bang* e dominado a dinâmica de expansão, juntamente com a matéria relativística, desde frações de segundos até cerca de 50.000 anos pós-inflação, quando ocorre a transição para a predominância da matéria bariônica e escura. Além do seu papel central na determinação do comportamento do fator de escala nos estágios iniciais do universo, essa radiação exerce grande influência em dois grandes marcos da história cosmológica: a nucleossíntese primordial, que se inicia 180s após o big bang e se estende por aproximadamente 3 horas produzindo os núcleos de Hidrogênio, Deutério, Hélio e Lítio, e a recombinação ou desacoplamento do plasma primordial, processo que seguiu até aproximadamente 380.000 anos após o *big bang*. Nesse marco temporal, a densidade de energia do universo foi suficientemente reduzida pela expansão de tal forma que a temperatura cósmica fica inferior a $3000K$. Abaixo desse limite, os elétrons livres são capazes de se ligarem aos prótons (núcleos de Hidrogênio) permitindo que a trajetória livre média dos fótons se estenda a ponto do universo tornar-se transparente [30,43].

Nos modelos FLRW, o desacoplamento do plasma com a formação dos átomos neutros de Hidrogênio acontece de forma aproximadamente simultânea em todos os pontos do espaço em expansão. As interações entre fótons e matéria nos derradeiros instantes dessa transição formam as sutis anisotropias do CMB, constituindo um mapa vitalício das flutuações de densidade de matéria na chamada "superfície de último espalhamento" (SLS – *surface of last scattering*) que permeará o universo em toda a sua história subsequente. A partir da recombinação, considera-se o número de fótons no universo aproximadamente constante, mas a densidade de energia da CMB decresce com a quarta potência do fator de escala ($\rho_{rad}\ \alpha\ 1/a^4(t)$) como resultado da contribuição de dois fatores: o crescimento do volume cósmico com $a^3(t)$ e a redução da energia de cada fóton em virtude do redshift cosmológico à medida que a expansão da métrica dada por $a(t)$ também se reflete num maior comprimento de onda e, consequentemente, menor frequência da radiação. Sabe-se, através da lei de Stefan-Boltzmann, que a temperatura também guarda uma proporcionalidade em quarta potência com a densidade de energia ($\rho_{rad}\ \alpha\ T^4$). Dessa forma, se

estabelece uma relação inversa em primeira potência entre a temperatura do CMB e o fator de escala ($T_{CMB} \alpha\, 1/a(t)$). Introduzindo-se a definição de redshift cosmológico causado pela expansão da métrica, $(z+1) = 1/a(t)$, conclui-se que $T_{CMB}\, \alpha\, (z+1)$. Expressando a proporcionalidade em termos de T_0, i.e. a temperatura da radiação cósmica de fundo no universo atual ($z{\sim}0$):

$$T_{CMB} = T_0(z+1) \tag{4.1}$$

A linearidade de $T(z)$ é uma característica inerente aos modelos adiabáticos que pressupõem isotropia e homogeneidade sob a conjectura do fator de escala, i.e. modelos que seguem a métrica FLRW. É o caso do atual modelo padrão da cosmologia, o ΛCDM. Relações não lineares para $T(z)$ são propriedades de modelos alternativos, e.g. onde há criação ou destruição de fótons. De maneira geral, desvios em relação à linearidade padrão podem ser parametrizados na forma proposta por Lima et. al. (2000) [9]:

$$T_{CMB} = T_0(z+1)^{1-\beta} \tag{4.2}$$

Lima et al. demonstram que, ainda no contexto da cosmologia FLRW, a variação na densidade numérica de fótons, por dacaimento de vácuo ou interações de áxions, por exemplo, teria como consequência uma correção na lei de Wien, alterando o espectro de corpo negro e consequentemente a temperatura da CMB. A aplicabilidade da parametrização β como uma constante deve, a rigor, ser restrita a baixos redshifts [33]. No entanto, para fins de análises primárias no atual estágio de pesquisa, os autores continuam expressando seus resultados em função desse parâmetro até mesmo em redshifts mais altos.

Tabela 2

Valores de β encontrados através de diferentes métodos. Extraída de Klimenko 2020 [26] e suas respectivas referências.

Data	β	Reference
CO	$-0.007^{+0.030}_{-0.031}$	[a]
C I	$-0.077^{+0.130}_{-0.075}$	[a]
C I + CO	$-0.015^{+0.030}_{-0.028}$	[a]
SZ	$0.013^{+0.017}_{-0.017}$	[b, c, d]
Mol	$0.023^{+0.031}_{-0.032}$	[e]
Mol+ SZ + C I	$0.014^{+0.014}_{-0.015}$	[a, b, c, d, e]
Mol+ SZ+CO	$0.011^{+0.014}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]
Mol + SZ + C I +CO	$0.010^{+0.013}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]

Duas técnicas de medição $T(z)$ podem ser destacadas. Em baixos redshifits $(z < 1)$, o efeito Sunyaev-Zeldovich térmico para aglomerados de galáxias, proposto em 1970 [36] e aplicado para determinação de $T(z)$ por Fabbri 1978 e Rephaeli 1980 [37,38], é capaz de identificar pequenos desvios em relação à linearidade do modelo padrão (nesse intervalo, mesmo modelos alternativos ainda estão próximos de $T_0(z+1)$). O efeito tSZ é decorrente do espalhamento Compton inverso, onde os fótons do CMB são impulsionados pelas colisões sucessivas em energéticas nuvens eletrônicas dentro dos aglomerados, ocasionando uma distorção característica no espectro de corpo negro. O parâmetro Compton tSZ numa dada direção n é dado por:

$$y(n) = \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2}, \sigma_T ds \tag{4.3}$$

Onde ds é a distância ao longo da linha de visão, n_e e T_e são respectivamente a densidade numérica e a temperatura do elétron. Então, em unidades de T_{CMB}, o efeito tSZ numa dada frequência ν é:

$$\frac{\Delta T_{CMB}}{T_{CMB}} = g(\nu) y \tag{4.4}$$

E, desprezando efeitos relativísticos da velocidade dos elétrons em baixos redshifts:

$$g(\nu) = \left[x coth\left(\frac{x}{2}\right) - 4 \right] \tag{4.5}$$

Onde x é a frequência adimensional:

$$x = \frac{h\nu}{k_b T_{CMB}} \tag{4.6}$$

O efeito tSZ é negativo abaixo da frequência crítica (217 Hz) e positivo em frequências mais altas em virtude do deslocamento da curva de Planck.

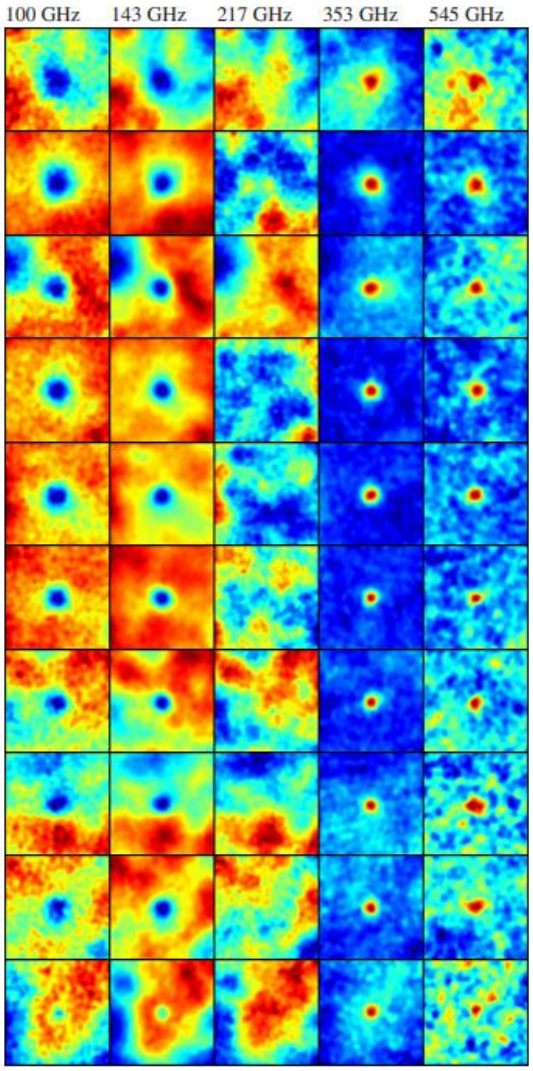

Figura 8 – Mapas de intensidade provenientes da base de dados do telescópio Planck de 100 a 545 HZ centradas em 217 Hz para redshifts $z = 0.0$ *a* $z = 0.5$ *em intervalos de* $\delta = 0.05$ *de cima para baixo. Extraída do Hurier 2014 [11].*

Para redshifts mais altos, a medição da T_{CMB} é baseada na análise da excitação de níveis de energia atômicos e moleculares observados no espectro de absorção de quasares. Esse método, proposto por Bachal e Wolf (1968), permite que $T(z)$ seja medida de forma direta. As assinaturas mais convenientes para essa técnica são os níveis energéticos de estrutura fina do Carbono neutro CI e os níveis rotacionais moleculares do CO. Em princípio, a maior vantagem de se medir o perfil de temperatura do CMB em redshifts mais profundos é a comparação mais abrangente entre diferentes modelos, uma vez que os desvios previstos passam a ser mais significativos. No entanto, esse método depende de espectros em alta resolução de quasares, com uma alta razão sinal/ruído,

o que reduz a probabilidade de detecção [32]. Até o presente momento, linhas de absorção de CO foram detectadas em apenas 6 espectros de quasares $(z{\sim}2)$ ao passo que 20 sistemas CI de alta resolução foram observados $(z \sim 2 - 3)$ [30]. A principal fonte de erros sistemáticos, tanto para o caso atômico quanto molecular, é a incerteza acerca das condições físicas nos sistemas de absorção. De maneira conservadora, apenas limites superiores foram estimados para a maior parte dos sistemas CI.

Para exemplificar o funcionamento desse método, podemos revisar o recente trabalho de Klimenko et al (2020) [30]. Na análise em sistemas de absorção CI, existem 5 parâmetros livres: a densidade numérica do gás, temperatura cinética, intensidade da radiação UV, temperatura da CMB e população de CI no nível mais baixo de energia (J=0). Klimenko et al utilizam condições típicas para uma núvem de gás difuso, considerando colisões entre átomos CI e H, H_2 e He, e desprezando colisões com elétrons. Coeficientes colisionais e taxas de *pumping* de radiação são replicados da literatura, com as referências mencionadas no trabalho. Por fim, o meio é considerado homogêneo (zona única), com temperatura constante ao longo da nuvem. Os 3 primeiros parâmetros livres (a densidade numérica do gás, temperatura cinética e intensidade da radiação UV) são restringidos através do ajuste da excitação dos níveis rotacionais de H_2. Sabe-se que Carbono neutro e Hidrogênio molecular são indicadores de gás frio difuso no meio interestelar. Observa-se que CI foi detectado apenas em sistemas de absorção onde H_2 está presente, ou seja, a transição CII/CI apenas acontece nas regiões onde o Hidrogênio já se encontra em forma predominantemente molecular. Essa conexão espacial entre H_2 e Carbono neutro pode se estabelecer em virtude da absorção de fótons pelo Hidrogênio molecular em linhas de transição de Lyman e Werner que ionizariam o CI na sua ausência. Portanto, é válido considerar que os sistemas CI estão submetidos às mesmas condições encontradas para H_2, especialmente para sistemas de absorção saturados: $logN(H_2) > 18$.

A Figura 9 traz os resultados encontrados por Klimenko et al. Pontos em verde são estimativas de T_{CMB} definidas pela excitação dos níveis de estrutura fina do CI na região onde a contribuição dos fótons do CMB é superior a 50%. Pontos onde essa contribuição parece ser $<$ 50% (*pumping* UV e colisões são predominantes) foram identificados em rosa, destacando que tratam-se de limites superiores a serem estudados com mais detalhes. Ainda com todas as incertezas, é possível reconhecer que as estimativas $T_{CMB}(z)$ tendem a crescer para redshifts mais altos.

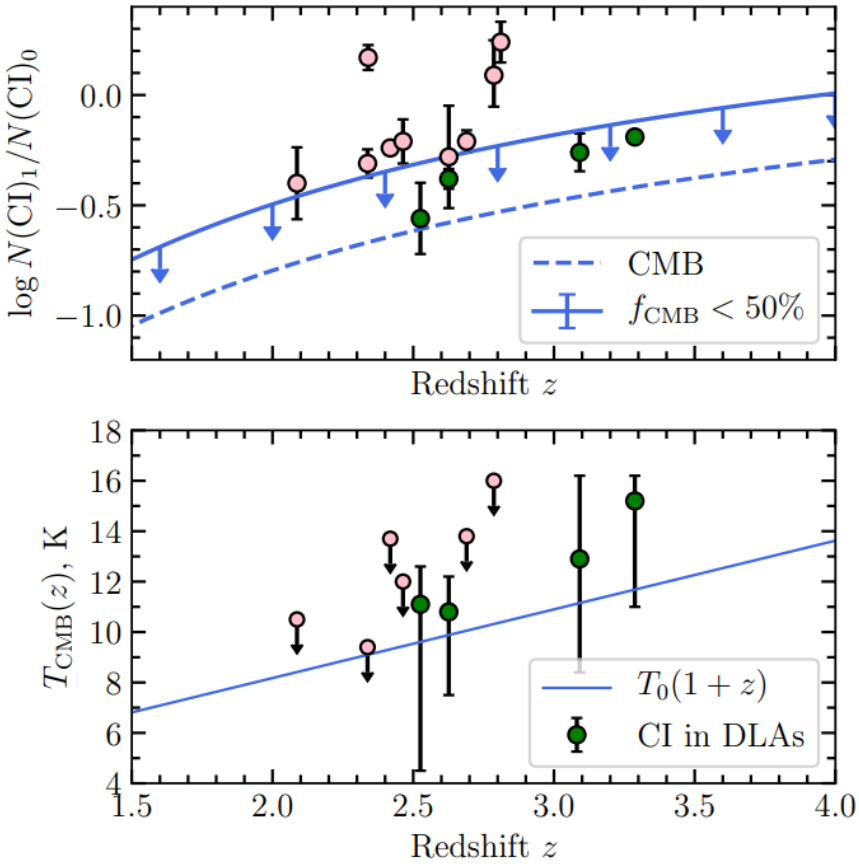

Figura 9 – Painel superior exibe medições da população CI (J=1) em relação a CI (J=0) em DLAs (damped Lyman absorption systems) saturados. Para os pontos em verde, a contribuição do CMB é estimada como >50%. e pontos em rosa < 50%. Painel inferior mostra os resultados de $T(z)$. Pontos em rosa considerados estimativas de limite superior.

Moléculas de CO ocupam regiões mais profundas e densas das nuvens moleculares em comparação ao Carbono neutro. Assim, sinais espectrais da sua presença foram encontrados em alguns (poucos) sistemas de absorção onde H_2 e CI já se faziam presentes. Em altos redshifts (z~2), estima-se que a excitação direta dos níveis rotacionais mais baixos pelos fótons do CMB é muito maior do que as taxas colisionais. Em virtude disto, a temperatura de excitação $T_{exc}(CO)$ foi observada em valores próximos ao esperado para T_{CMB} e inicialmente considerada como o próprio valor $T(z)$ por Notardaeme e Srianand [13-15], com parâmetros livres similares ao método CI. Desde então, outros estudos passaram a prescrever correções colisionais mais significativas. Klimenko et al. propõem reduções em T_{CMB} que chegam a 10%, aproximando os valores obtidos

ao esperado $T_0(z+1)$. Maeder [31], por sua vez, vai mais além, sugerindo correções tão radicais que tornariam a previsão padrão irreconciliável com os valores obtidos. Fica claro, então, que um melhor entendimento sobre as correções colisionais galácticas e amostras melhores estatisticamente são necessárias para o estudo adequado de $T_{CMB}(z)$ baseado em linhas de absorção dos níveis rotacionais de CO.

No contexto do modelo ZEUS, a história dos fótons que compõem a radiação cósmica de fundo se inicia de maneira similar ao ΛCDM, mas se desenvolve de maneira distinta. O resultado é uma relação de $T_{CMB}(z)$ ligeiramente diferente do modelo linear padrão $T_0(z+1)$ em baixos redshifts, e desvios mais evidentes em redshifts maiores. O modelo proposto é originado de uma descrição Minkowskiana da cosmologia, onde a velocidade de propagação da radiação é sempre conforme e igual a c, medida por um observador inercial, o que significa que um fóton sempre viaja a distância própria de 1 ano-luz num tempo próprio de 1 ano.

Nesta descrição, os fótons liberados no passado quente do universo, quando a temperatura T_0 se tornou inferior ao ponto de ionização, há muito já passaram pelo observador no centro da esfera observável e agora se encontram próximos ao horizonte de Hubble no lado oposto àquele de onde foram originalmente emitidos. Mas isso não significa que o CMB se faz ausente nesse modelo. Pelo contrário, as mesmas coordenadas Minkowskianas produzem um gradiente de densidade de energia do fluido cósmico ao longo do raio de observação (em virtude de contrações de Lorentz), gerando, portanto, um gradiente de temperatura espacial. Tal efeito garante que sempre haverá uma superfície esférica de temperatura igual ao ponto de recombinação emitindo fótons a partir de distâncias e redshifts progressivamente remotos. O cálculo desse gradiente e suas consequências para a temperatura do CMB são apresentados a seguir.

4.2 **Temperatura do CMB no modelo ZEUS:**

No modelo ZEUS, a superfície de último espalhamento (SLS) que emite a radiação cósmica de fundo é uma casca esférica localizada num raio x e um correspondente ângulo α onde a densidade de energia local ε possui uma temperatura de equilíbrio matéria-radiação igual ao ponto de ionização (estimado em $\sim 3000K$ pelo atual modelo padrão de evolução, mas cujo valor exato não é relevante para esta discussão).

Existe um contraste entre essa descrição e modelos baseados no fator de escala, pois aqui a recombinação não acontece apenas num tempo específico em todo o espaço, mas ocorre a todo o

tempo numa área específica do espaço. Como o universo está esfriando, com densidades e pressões diminuindo, essa localização espacial – a casca esférica cuja temperatura corresponde ao ponto de ionização – avança em direção ao horizonte, ocorrendo em redshifts e ângulos α cada vez maiores.

O primeiro aspecto a reconhecer é que a expressão obtida para o gradiente de ρ como função de α determina a densidade média de toda a esfera cósmica, de $\alpha = 0$ até o α de interesse. A densidade de energia local, a qual de fato produz a temperatura de equilíbrio local, é o incremento da energia total da esfera $dU = d(\rho V)$ em relação ao incremento de volume $dV = d\left(\frac{4}{3}\pi x^3\right)$.

$$\varepsilon = \frac{dU}{dV} = \rho_0 \left[\frac{4}{3}\frac{sin\alpha(2sin\alpha cos\alpha + \alpha)}{cos\alpha(sin\alpha cos\alpha + \alpha)^2}\right] \tag{4.7}$$

Para simplicidade de notação, tudo que está entre colchetes, fator que é função espacial de α mas constante ao longo do tempo, será simbolizado por ξ:

$$\xi = \frac{4}{3}\frac{sin\alpha(2sin\alpha cos\alpha + \alpha)}{cos\alpha(sin\alpha cos\alpha + \alpha)^2} \tag{4.8}$$

$$\therefore \varepsilon = \rho_0 \xi \tag{4.9}$$

Pela relação de Stefan-Boltzmann, onde σ é uma constante de proporcionalidade:

$$T = \sigma \varepsilon^{1/4} \tag{4.10}$$

$$T = \sigma {\rho_0}^{1/4} \xi^{1/4} \rightarrow T = T_0 \xi^{1/4} \tag{4.11}$$

Agora, para entender como a radiação da CMB interage com galáxias entre a SLS e o observador, devemos considerar que o redshift de uma galáxia em recessão age como um blueshift, dado que ela se move em direção à radiação, aumentando a temperatura do CMB observada nas interações com seus componentes galácticos, sejam eles atômicos ou moleculares. Isso imediatamente recupera a relação linear $T = T_{rest}(z + 1)$. Contudo, no modelo ZEUS, outro fator deve ser também considerado, uma vez que T_{rest} (a temperatura do fluido cósmico sem desvios) não é constante ao longo de todo o raio cósmico: ela apresenta uma variação devida a ε.

$$T_{rest} = T_0 \xi^{1/4}$$

$$\therefore T_{CMB} = T_0(z + 1)\xi^{1/4} \tag{4.12}$$

A partir de princípios fundamentais e sem a adição de qualquer parâmetro livre, fica demonstrado que a temperatura da CMB em um espaço-tempo de Minkowski deve exibir um comportamento diferente em relação àquele previsto pela cosmologia padrão: $T_{CMB}(z)$ deve ser

marcada por um desvio em relação ao comportamento linear. Mais precisamente, a T_{CMB} observada deve ser maior que $T_0(z+1)$, especialmente em altos valores de z.

Para a obtenção da curva $T_{CMB}(z)$ prevista pelo modelo ZEUS, $\xi(z)$ pode ser determinado com auxílio da relação:

$$sin\alpha = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \tag{4.13}$$

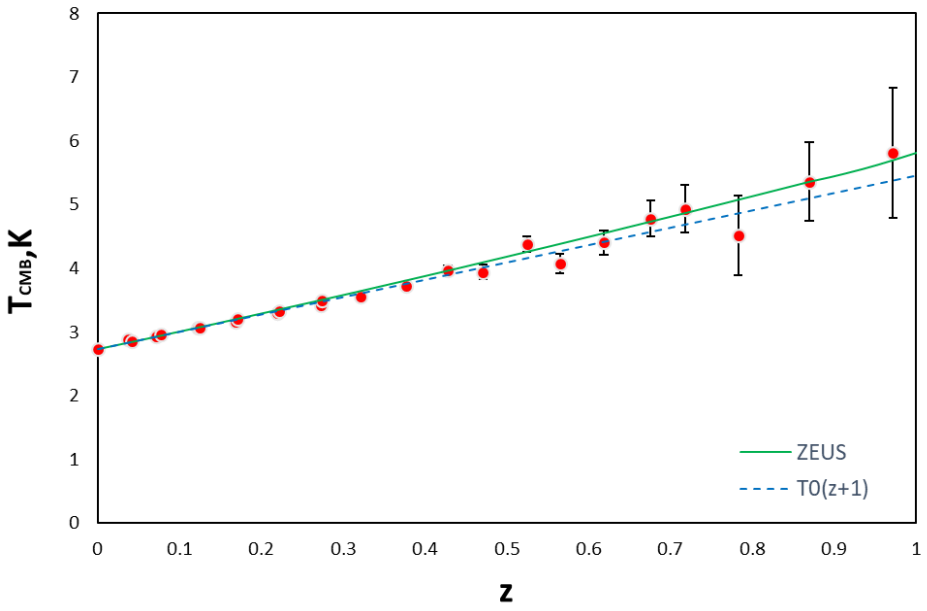

Figura 10 – Círculos vermelhos representam os resultados do Hurrier et al. 2014 e De Martino et al. 2015 baseados no efeito SZ avaliado no catálogo de aglomerados da colaboração Planck $(z < 1)$ *[11,12]. Linha pontilhada azul mostra a previsão FLRW:* $T = T_0(z+1)$ com $\chi^2 = 0.121$. *Linha verde sólida traz a curva ZEUS:* $T = T_0(z+1)\xi^{\frac{1}{4}}$ com $\chi^2 = 0.118$.

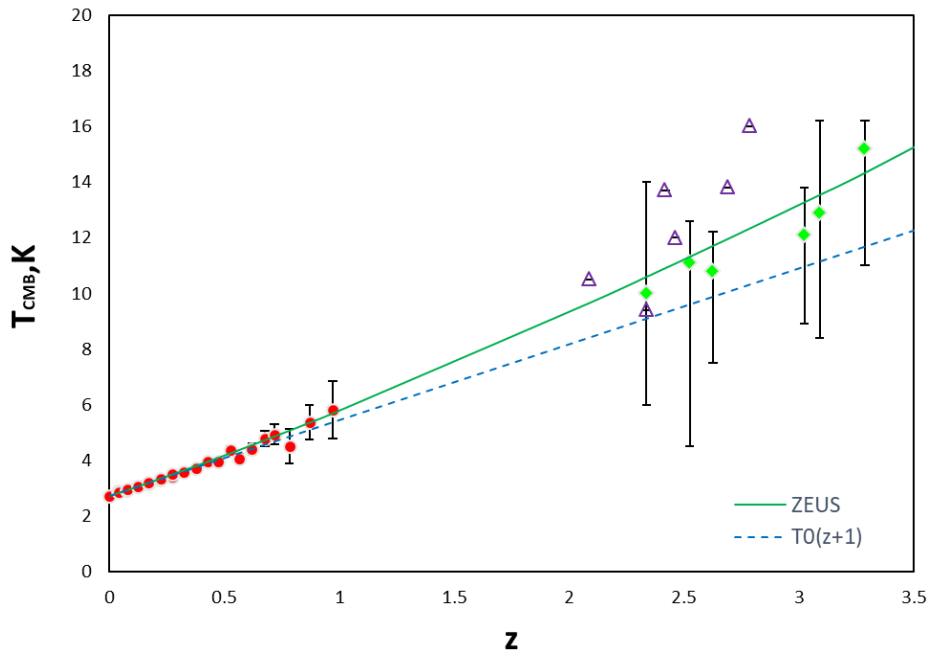

Figura 11 – Extensão da figura 10 com dados da literatura baseados nas linhas de absorção de estrutura fina do carbono atômico em verde claro [16-20]. Triângulos roxos são limites superiores, não cosiderados para o χ^2. *FLRW:* $\chi^2 = 1.636$. *ZEUS:* $\chi^2 = 0.431$. Considerando-se apenas $z > 2$, *FLRW:* $\chi^2 = 1.515$. *ZEUS:* $\chi^2 = 0.313$.

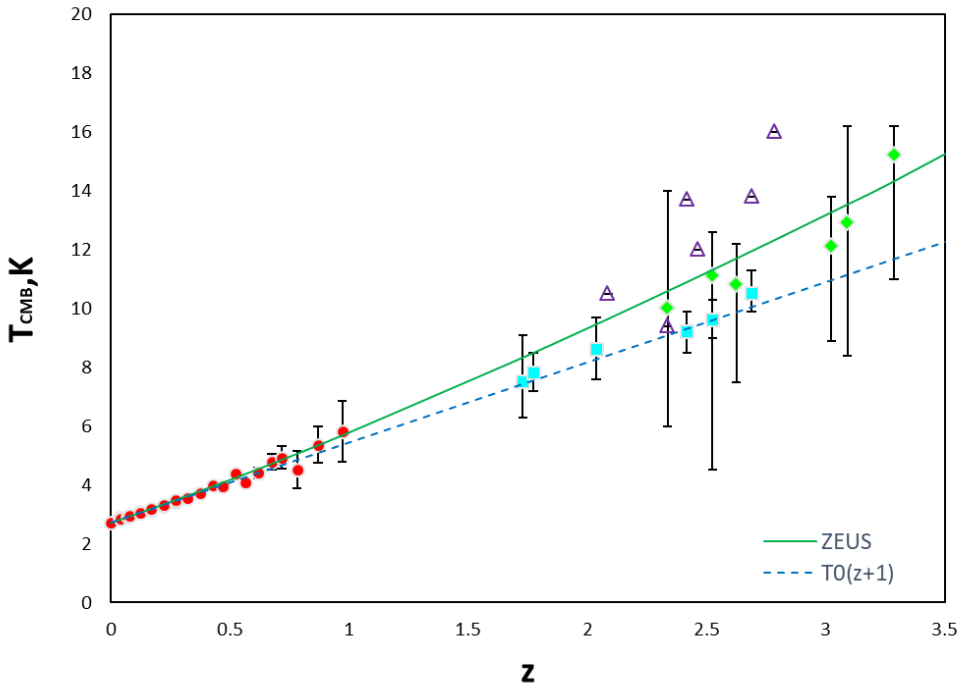

Figura 12 – Figura 11 acrescida de dados da literatura baseados na excitação dos níveis de rotação do CO molecular em ciano [13-15]. FLRW: $\chi^2 = 1.676$, *ZEUS:* $\chi^2 = 1.500$. Considerando-se apenas $z > 1.5$, *FLRW:* $\chi^2 = 1.555$, *ZEUS:* $\chi^2 = 1.382$.

Para redshifts $0 < z < 1$, o efeito Sunyaev-Zeldovich térmico (tSZ) pode ser utilizado como um termômetro cósmico. A razão para essa propriedade é: o parâmetro adimensional $x = h\,\nu/k_B\,T_{CMB}$ medido a partir de distorções no espectro Planck de corpo negro – como resultado do espalhamento Compton inverso entre os fótons de baixa energia do CMB e o gás quente de elétrons nos aglomerados – é claramente função de T_{CMB}. A Figura 10 evidencia que a previsão linear FLRW e a curva ZEUS são bastante similares em baixo z, embora a previsão ZEUS já seja ligeiramente favorecida pelo critério χ^2. Naturalmente, essa vantagem é conferida pelos pontos de maior z, onde a divergência entre as curvas se torna mais apreciável.

Conforme redshifts mais altos são avaliados, técnicas de estimativa diferentes se fazem necessárias. Diversos estudos se baseiam em níveis de estrutura fina atômicos e moleculares observados no espectro de absorção de quasares. Em contraste ao efeito tSZ, esse método depende de múltiplos parâmetros livres relacionados às condições físicas locais, como temperatura cinética, intensidade de fundo no Ultra-Violeta, densidade numérica do gás, correções de colisões, etc. Em particular, Maeder 2017 [31] demonstra que premissas alternativas levam a um perfil T_{CMB} significativamente diferente para a mesma amostra de 6 pontos obtidos através da excitação do nível de energia rotacional do CO quando comparado à evolução de temperatura originalmente inferida por Noterdaeme e Srianand [13-15].

Com o objetivo de avaliar o potencial preditivo do modelo ZEUS, inicialmente reunimos na Figura 11 os estudos ao longo dos redshifts $2 < z < 3.5$ que utilizam os níveis de estrutura fina do carbono atômico para a escolha de parâmetros mais adotada [31]. Apesar das longas barras de erro, sinais incipientes de uma tendência podem ser observados: em redshifts mais altos, os pontos tendem a ficar acima da reta $T_0(z+1)$. É válido enfatizar que, em alguns casos, apenas limites superiores foram estimados (triângulos roxos), e estes não foram considerados na estatística. Ainda assim, novamente, o ajuste do ZEUS ($\chi^2 = 0.431$) se mostra superior em relação à previsão FLRW adiabática ($\chi^2 = 1.636$), e os redshifts mais altos revelam essa potencial diferença mais notadamente.

Embora o caso dos níveis de rotação do CO imponha um desafio estatístico maior em virtude da menor probabilidade de detecção (dos 40 mil quasares investigados, em apenas 6 o CO foi detectado) [32], além do corrente debate sobre as correções necessárias e vieses observacionais envolvidos, incorporamos os seis resultados originalmente obtidos por Notardaeme e Srianand [13-15] na Figura 12 para completeza da análise em todas as técnicas de estimativa atualmente existentes. O resultado acumulado favorece o modelo ZEUS ($\chi^2 = 1.500$) em relação à previsão linear do fator de escala ($\chi^2 = 1.676$). Outros estudos corrigem ainda mais o $T(z)$ inferido para os 6 pontos de CO, reafirmando a sensibilidade em relação às premissas sobre as condições físicas. Klimenko et al. [30] apresentam temperaturas corrigidas, chegando a um ajuste mais próximo ao esperado pelo paradigma atual. Nesse caso, o χ^2 acumulado favorece a métrica FLRW ($\chi^2 = 1.838$) sobre o modelo ZEUS ($\chi^2 = 1.941$). Maeder (2017) [31] reduz ainda mais as estimativas para T_{CMB} assumindo correções galácticas adicionais, chegando a valores completamente conflitantes com ambas as previsões, FLRW e ZEUS. Fica claro que um melhor controle sobre a metodologia baseada nos níveis rotacionais do CO precisa ser alcançado. Isso inclui o melhor entendimento sobre as condições físicas e a detecção de amostras estatisticamente relevantes.

Está claro que diferentes conjuntos de dados podem apontar para diferentes direções e até pontos individuais podem distorcer o resultado de maneira considerável. Testes adicionais e um melhor entendimento sobre os parâmetros livres são de fundamental importância para os passos futuros. O objetivo do presente trabalho é demonstrar o potencial de ajuste de uma cosmologia mais simples, contribuindo com um campo observacional em desenvolvimento. Esperamos que essa nova perspectiva venha a enriquecer futuras discussões.

5 TERMODINÂMICA DO FLUIDO CÓSMICO UNIFICADO

Uma cosmologia governada por um fluido cósmico unificado de zero energia em expansão Minkowskiana não permite arbitrariedade em termos da equação de estado universal ω. Enquanto a métrica FLRW abre possibilidades para a proposição de múltiplos fluidos cósmicos, uma evolução fundamentada num referencial inercial e conservação de energia particulariza uma única natureza inerente para o substrato cósmico: uma equação de estado constante e unificada $\omega = -1/3$. As causas e consequências dessa propriedade são discutidas nesta seção.

Primeiramente, pelo balanço de energia, rearranjando a equação (3.20), tem-se:

$$\rho_0 = \frac{3c^4}{8\pi G}\frac{1}{{R_H}^2} \tag{5.1}$$

Esta expressão mostra que a densidade de energia do fluido cósmico nas vinzinhanças do observador obedece à lei do inverso do quadrado em relação ao raio de Hubble. De forma mais geral, para qualquer tempo e qualquer α:

$$\rho(t) = \frac{3c^4}{8\pi G}\frac{1}{{R_H}^2(t)}\left[\frac{4sin^2\alpha}{(sin\alpha cos\alpha + \alpha)^2}\right] \tag{5.2}$$

Em seguida, aplicando a primeira lei da termodinâmica para um volume $V = \frac{4}{3}\pi x^3$, considerando que o universo é um sistema adiabático:

$$\frac{dQ}{dt} = 0 = \frac{d(\rho V)}{dt} + p\frac{dV}{dt} \tag{5.3}$$

E definindo a equação de estado $\omega \triangleq p/\rho$, obtem-se a equação do fluido ou de continuidade:

$$\frac{d\rho}{dt} + 3H_0\rho(\omega + 1) = 0 \tag{5.4}$$

Cuja única solução é $\omega = -1/3$, já que $\rho(t)$ já está especificado por (5.2).

A implicação dessa equação de estado universal por toda a evolução cósmica é simples e importante: não importa como os diferentes componentes do fluido cósmico se comportam individualmente ou quais intricados mecanismos eles podem seguir para evoluir, interagir e se transformarem uns nos outros; o fluido sempre terá a mesma equação de estado, e portanto pode ser considerado unificado.

Mais que isso, o balanço de energia termodinâmico – a primeira lei – elucida mais um aspecto da expansão universal. Pelo balanço de energia mecânica, foi demonstrado que o fluxo de Hubble deve preservar a velocidade de recessão v – e consequentemente z, α e ξ – para qualquer galáxia

(desconsiderando movimentos peculiares). Isso pode parecer contra-intuitivo a princípio, dado que a atração gravitacional aparentemente constitui o único agente atuando de forma universal e, portanto, uma desaceleração deveria acontecer. Contudo, uma investigação mais detalhada do fluido cósmico unificado aqui descrito lança nova luz sobre essa análise.

Está explícito pela equação (5.2) que a densidade de energia unificada está sujeita à lei do inverso do quadrado em relação ao raio do universo $\left(\rho\ \alpha \frac{1}{{R_H}^2}\right)$, enquanto o volume é proporcional ao cubo do mesmo raio $\left(V\ \alpha\ {R_H}^3\right)$. O resultado é uma energia interna $(U = \rho V)$ que cresce com a expansão e, portanto, com o tempo.

$$U = \frac{c^4}{4G} R_H [sin^2\alpha(sin\alpha cos\alpha + \alpha)] \tag{5.5}$$

E para toda a esfera cósmica $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$:

$$U_H = \frac{\pi c^4}{8G} R_H = \frac{\pi c^5}{8G} t = \frac{\pi c^5}{8GH_0} \tag{5.6}$$

Uma energia interna universal que cresce com o tempo – em conjunto com a expansão de R_H – pode, em primeira análise, se assemelhar conceitualmente a uma energia de vácuo, isto é, uma constante cosmológica na linguagem da RG; contudo, uma análise mais criteriosa mostra que as conclusões são diferentes. Primeiramente, a densidade de energia produzida por uma constante cosmológica de $\omega = -1$ é constante, o que significa que a energia escura absoluta cresce com ${R_H}^3$, comportamento característico de um universo em expansão acelerada de De Sitter, radicalmente diferente ao do fluido cósmico unificado com velocidades de recessão constantes previsto pelo modelo ZEUS.

Para entendermos a constância dessas velocidades, podemos explorar os termos da primeira lei. Sabendo que pdV consiste no trabalho negativo realizado pela força gravitacional, onde $p = \frac{-\rho}{3}$, obtemos:

$$p\frac{dV}{dt} = \frac{-\rho}{3}\frac{dV}{dt} = \frac{-c^5}{4G}[sin^2\alpha(sin\alpha cos\alpha + \alpha)] \tag{5.7}$$

Conforme esperado, derivando a equação da energia interna (5.5), a primeira lei adiabática é perfeitamente recuperada:

$$\frac{dU}{dt} = -p\frac{dV}{dt} \tag{5.8}$$

Aqui se encontra a origem do crescimento da energia interna com o tempo. Assim como a expansão adiabática de um fluido realizando trabalho positivo faz com que sua energia interna decresça, a expansão adiabática de um fluido sujeito a trabalho negativo faz com que sua energia interna aumente. Em outras palavras, o incremento contínuo de energia não está adentrando o universo a partir de uma fonte externa (independente do que isto signifique) nem tampouco é o resultado de uma constante cosmológica. Na verdade, ele é a simples manifestação do balanço de energia universal.

Finalmente, um aumento de energia também pode ser expresso em termos de uma força motriz:

$$F = \frac{dU}{dx} = \frac{c^4}{2G} sin^2\alpha \tag{5.9}$$

Naturalmente, essa exata força se equilibra com a pressão gravitacional negativa atuando sobre a área superficial da esfera cósmica.

$$pA = \frac{-\rho}{3} 4\pi x^2 = \frac{-c^4}{2G} sin^2\alpha \tag{5.10}$$

Logo, nenhuma aceleração ou desaceleração deve ser esperada em grandes escalas.

Em suma, os balanços de energia mecânica e termodinâmica plenamente definem a natureza do fluido cósmico unificado num espaço plano de Minkowski. Um fluxo de Hubble que preserva as velocidades de recessão e redshifts das galáxias, e um horizonte cósmico que se expande consistentemente na velocidade da luz emergem organicamente da aplicação das coordenadas Minkowskianas conformes.

Por fim, o fluido cósmico unificado característico do modelo ZEUS pode ser validado termodinamicamente a partir de dois critérios: capacidade calorífica positiva ao longo de todo o raio cósmico $(C_V(\alpha) \geq 0)$ e conformidade com a segunda lei da termodiâmca $(\Delta S \geq 0)$.

A capacidade calorífica a volume constante é definida como:

$$C_V \triangleq \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \tag{5.11}$$

Uma vez que o universo é adiabático no modelo ZEUS, a segunda lei da termodinâmica é obedecida pela seguinte condição:

$$\frac{dQ}{dt} = T\frac{dS}{dt} = 0 \tag{5.12}$$

A densidade de entropia s, por sua vez, não é constante ao longo do raio cósmico, mas cresce vertiginosamente nas proximidades do horizonte.

$$T\frac{dS}{dV} = \frac{dU}{dV} + p$$

$$Ts = \varepsilon - \frac{\rho_L}{3}$$

$$s(\alpha) = \frac{\varepsilon - {\rho_L}/{3}}{T_0 \xi^{1/4}} \tag{5.13}$$

No contexto ΛCDM, o problema da entropia inicial (*IEP-Initial Entropy Problem*) está relacionado ao alto grau de isotropia da radiação cósmica de fundo. Em Termodinâmica, tamanha homogeneidade caracteriza um estado de alta entropia, não condizente com a expectativa de uma entropia primordial baixa, que se amplifica ao longo da evolução cósmica. Para reconciliar esse cenário com a segunda lei da termodinâmica, define-se uma entropia gravitacional, que seria extremamente baixa no plasma primordial e cresceria com a aglomeração das grandes estruturas, principalmente buracos negros supermassivos. Os mecanismos exatos de evolução entrópica via formação de estruturas ainda precisam ser detalhados, de modo que o IEP permanece uma questão em aberto.

No modelo *ZEUS*, a densidade de entropia cresce como uma função espacial ao longo do raio cósmico, como pode ser visto na figura 13. Vimos também que, nessa descrição, a radiação cósmica de fundo é emitida por uma superfície de último espalhamento próxima ao horizonte (altos valores de α). Portanto, o IEP é solucionado dentro da descrição *ZEUS* a partir de princípios puramente termodinâmicos: apesar dos fótons do CMB trazerem informação do passado remoto por terem viajado bilhões de anos, eles também comunicam as condições entrópicas de uma região espacial onde a densidade de entropia é maximizada pelas transformações de Lorentz.

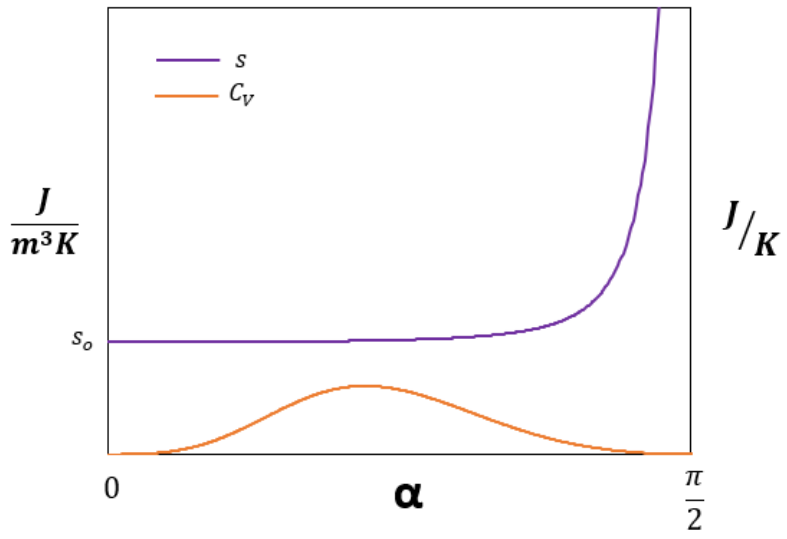

Figura 13 – densidade de entropia $s(\alpha)$ e capacidade calorífica $C_V(\alpha)$ em função de α. Validação termodinâmica do fluido cósmico unificado e resolução do problema da entropia inicial.

6 DISCUSSÃO:

6.1 Distância de Luminosidade

Retornando ao diálogo sobre os maiores problemas encontrados no atual paradigma cosmológico, o primeiro da lista é o desconhecimento da natureza exata da energia escura, matematicamente representada por **Λ.**

A evidência observacional mais importante que levou à reintrodução da constante cosmológica de Einsten foi levantada nos anos finais do século XX a partir das curvas de distância de Luminosidade versus redshift, obtidos a partir de dados de supernova do tipo Ia por Riess et al e Pearlmutter et al [64,65], posteriormente estendidos por dados de explosões de raio gama (GRB - gamma ray bursts) [27,28]. No lado teórico, no entanto, nenhum grande avanço foi obtido ao longo das duas últimas décadas, embora muitos modelos tenham sido propostos. A diferença entre o valor medido de Λ e estimativas da teoria de campos quânticos (QFT) permanece a maior discrepância teórico-observacional na história da ciência [55].

No contexto do modelo ZEUS, proposto nesse trabalho, esse problema fundamental deixa de existir por duas razões complementares. Primeiro, o fluxo de Hubble constante – com velocidades de recessão fixas e um horizonte que sempre se expande na velocidade da luz – não prevê aceleração e, portanto, não precisa de energia escura. Segundo, de maneira coerente, a distância de luminosidade mais simples que pode ser calculada para um observador imerso no fluido cósmico transformado via Lorentz é capaz de ajustar os dados de supernovas e GRB tão bem quanto o melhor ajuste ΛCDM, mesmo sem parâmetros livres além de H_0 e sem necessidade de uma constante cosmológica, como vemos na Figura 13, onde:

$$d_L = \frac{r}{cos\alpha}(z+1) = \frac{c}{H_0}\frac{sin\alpha}{(1-sin\alpha)} \tag{6.1}$$

Aqui, a distância de luminosidade foi obtida através da simples consideração de que o fluxo do evento luminoso também é afetado pela contração de Lorentz – decrescendo com $cos^2\alpha$ – o que faz d_L aumentar com $1/cos\alpha$. Esse mecanismo direto gera o mesmo resultado de outras derivações encontradas na literatura [1,8,40], apenas escrito numa forma diferente (parametrização α). Por exemplo, Chodorowski 2005 [8] traz o mesmo resultado sob a forma $d_L = \frac{vt}{1+\beta}(z+1)^2$, onde $\beta = \frac{v}{c} = sin\alpha$, $t = \frac{1}{H_0}$ e $(z+1) = \frac{1+sin\alpha}{cos\alpha}$.

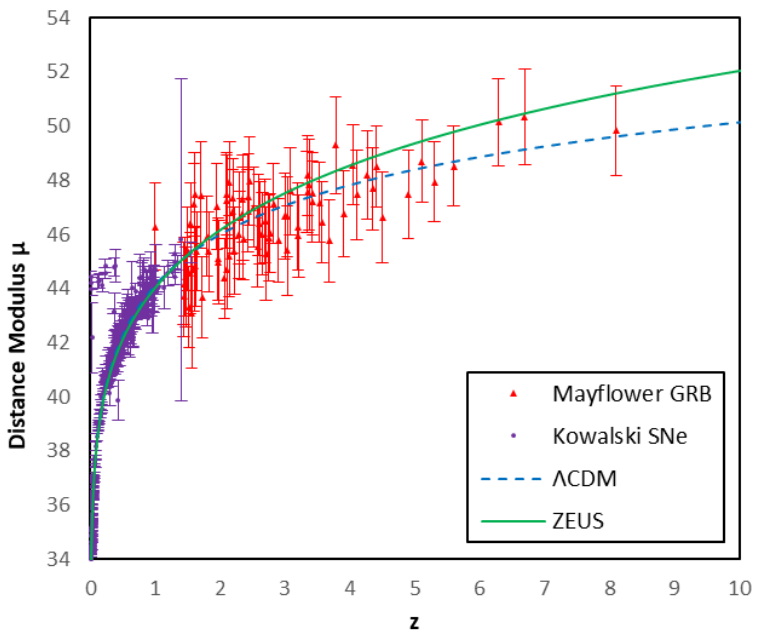

Figura 14– Base de dados Kowalski para supernovas tipo Ia em roxo e base de dados Mayflower para GRBs em vermelho [27,28]. ZEUS e ΛCDM são praticamente indistinguíveis até $z = 2$ e desvios são menores que as barras de erro para todo o espaço amostral. ZEUS utiliza um único parâmetro ($H_0 = 70\, Km/sMpc$) enquanto ΛCDM requer diretamente 2, H_0 e $\Omega_{m.0}$, acrescidos de premissas prévias [68].

6.2 Conflitos do ΛCDM

Em coordenadas de Minkowski, todo o universo em grande escala é definido por um único parâmetro. Por exemplo, dado H_0, todas as outras propriedades podem ser encontradas: a idade do universo é simplesmente $t = 1/H_0$, uma relação que deixa de ser uma coincidência da presente época cósmica [47] e passa a ser uma condição fundamental fixa. Similarmente, ficam automaticamente definidos o raio do universo $R_H = c/H_0$, a densidade de energia $\rho_0 = \frac{3c^2}{8\pi G}{H_0}^2$, a energia interna total $U_H = \frac{\pi c^5}{8G}\frac{1}{H_0}$ e assim por diante.

Além disso, as relações básicas aqui derivadas em termos de α – a partir das transformações de Lorentz – têm o poder fixar todas as previsões para as propriedades locais num redshift desejado ($H_L, \rho, v, \xi, \varepsilon, U, T_{CMB}$) sem qualquer parâmetro livre adicional, e esse perfil radial permanece

constante como função de α ao longo do histórico de expansão. Um arcabouço preditivo tão eficiente é ideal para solucionar tensões obsevacionais, já que cada frente de pesquisa pode iluminar certo aspecto do universo e então restringir todas as outras propriedades de uma só vez. Num trabalho futuro, a emergência de grandes estruturas será avaliada no contexto do modelo ZEUS com o objetivo de elucidar a tensão de Hubble produzida pelo atual paradigma cosmológico.

Assim como Max Planck foi capaz de combinar constantes fundamentais, incluindo sua própria constante de quantização da energia, para definir as agora denominadas "unidades de Planck", um exercício válido é combinar os parâmetros cosmológicos mais importantes (c, G, H_0) para definir grandezas com potencial interesse físico. Dentro do modelo ZEUS, tais combinações surgem de forma orgânica e, a exemplo das unidades naturais de Planck, possuem significados físicos extremamente relevantes.

Tabela 3

Unidades Cósmicas que surgem da combinação de constantes fundamentais e seu significado físico no modelo ZEUS

Cosmic Units	Equation	SI Value	SI unit	Physical Meaning from ZEUS
Energy	$U = \frac{\pi}{8}\left(\frac{c^5}{GH_o}\right)$	$6.2\ x\ 10^{69}$	J	Total internal energy budget of the universe at current time
Power	$P = \frac{\pi}{8}\left(\frac{c^5}{G}\right)$	$1.4\ x\ 10^{52}$	W	Steady increment of internal energy with the expansion
Mass	$M = \frac{\pi}{8}\left(\frac{c^3}{GH_o}\right)$	$6.9\ x\ 10^{52}$	Kg	Total mass content of the universe at current time $\sim 3.5\ x\ 10^{22} M_\odot$
Force	$F = \frac{1}{2}\left(\frac{c^4}{G}\right)$	$6.0\ x\ 10^{43}$	N	Total gravitational force acting upon the cosmic sphere
Pressure	$p = -\frac{2}{\pi^3}\left(\frac{c^2 {H_o}^2}{G}\right)$	$-4.4\ x\ 10^{-10}$	Pa	Total gravitational pressure acting upon the surface of the cosmic sphere
Acceleration	$a = \frac{4}{\pi}(cH_o)$	$8.6\ x\ 10^{-10}$	m/s^2	Cosmic force per unit of cosmic mass Note: Order of magnitude where Newtonian gravity stops fitting galaxy rotation curves
Photon Energy	$E = hH_o$	$4.4\ x\ 10^{-44}$	J	Energy of a photon whose wavelength is the cosmic radius
Age	$t = \frac{1}{H_o}$	$4.4\ x\ 10^{17}$	s	Fundamental age equality $\sim 13.98\ Gyr$

Um problema paralelo de crescente notoriedade associado à proposta ΛCDM é a observação de estruturas complexas – quasares e galáxias maduras – em épocas precoces da evolução cósmica (alto z), indicando uma discrepância na correlação idade-redshift derivada do modelo. Este é mais um confito que desaperece no contexto do modelo ZEUS.

Na Seção 3, a dilatação do tempo total percebida por um observador inercial foi derivada e coerentemente igualada ao redshift Doppler relativístico $(z+1)$. Este fator de dilatação – inerente ao espaço de Minkowski em expansão – é válido tanto para tempos próprios infinitesimais quanto para vastas eras cósmicas uma vez que o redshift de uma galáxia exclusivamente sujeita ao fluxo de Hubble é constante ao longo do tempo, tornando bastante simples a correlação idade versus z.

$$dt' = (z+1)dt_L = \frac{(1+sin\alpha)}{cos\alpha}dt_L$$

$$\Delta t' = (z+1)\int_0^{t_L} dt_L = (z+1)\Delta t_L$$

$$\Delta t_{galáxia} = \frac{\Delta t_{observador}}{(z+1)} \tag{6.2}$$

Isso significa que uma galáxia observada no redshift $z{\sim}9$ quando o universo tem uma idade de aproximadamente 14 Gyr está, na verdade, exibindo sua evolução até 1.4 Gyr no seu referencial de tempo mais lento. Essa coesão não é compartilhada pelo modelo ΛCDM. Em $z{\sim}9$, por exemplo, a idade cósmica calculada pelo ΛCDM está na ordem de 0.52 Gyr. Em outras palavras, o modelo ZEUS resolve o problema conferindo tempo suficiente para a emergência das estruturas complexas observadas.

Tabela 4

Exemplos de galáxias (primeiras 4 linhas) e quasares (últimas 3 linhas) em alto z

Class	Object Name	z	M (GM⊙)	ΛCDM (Gyr)	ZEUS (Gyr)
Galaxy	MACS0647-JD	10.7	.1 − 1	0.41	1.19
Galaxy	UDF12-4106-7304	9.5	∼ 1	0.49	1.33
Galaxy	MACSJ1720-JD1	9	∼ .4	0.52	1.39
Galaxy	UDF12-4344-6547	8.8	∼ 1	0.54	1.42
Quasar	ULAS J1120 + 0641	7.1	∼ 2	0.74	1.72
Quasar	SDSS J1148 + 5251	6.4	2 – 12	0.84	1.88
Quasar	SDSS J1048 + 4637	6.2	1.6 – 9.8	0.88	1.93

Finalmente, a métrica FLRW não define fundamentalmente a curvatura global do espaço como nula (planicidade), uma vez que permite diferentes soluções, nem explica a origem da expansão a partir de primeiros princípios. Isso significa que uma teoria predecessora é indispensável para tornar a métrica aplicável. Esse é o papel da cosmologia inflacionária, que insere um período de expansão exponencial impulsionada por um campo escalar antes da métrica FLRW de fato se instalar.

Na cosmologia aqui apresentada, a expansão num espaço plano de Minkowski é a consequência natural e única dos balanços de energia mecânica e termodinâmica, dando conta tanto da origem do fluxo de Hubble quanto da planicidade do espaço, isto é, o caso de zero-energia. Portanto, nenhum campo inflacionário se faz necessário.

6.3 Cosmogênese no modelo ZEUS independente de inflação

Pode-se verificar o potencial de aplicação autônoma do modelo ZEUS até mesmo nos tempos mais remotos da história cosmológica através de um simples exercício. Denominemos Δt_1 o primeiro "tique" de tempo do universo, resultante de uma incerteza quântica $\Delta U_{H1}\Delta t_1 \geq \hbar/2$. Se a distribuição da energia total primária ΔU_{H1} estiver de acordo com ZEUS e, portanto, $\Delta t_1 = 1/H_0$, temos:

$$\Delta U_{H1} \geq \frac{H_0\hbar}{2} \tag{6.3}$$

O significado dessa condição é bastante profundo: o universo pode obter o seu primeiro instante de existência via o princípio da incerteza de Heisenberg se a flutuação de energia interna for maior do que a grandeza $\frac{H_0\hbar}{2}$, que possui dimensão de energia e combina os dois parâmetros mais fundamentais da cosmologia e da mecânica quântica.

Podemos, então, utilizar as equações ZEUS para calcular o primeiro intervalo de tempo Δt_1 nesse limite:

$$\Delta U_{H1}\Delta t_1 \geq \frac{\hbar}{2} \rightarrow \left(\frac{\pi c^5}{8G}\Delta t_1\right)\Delta t_1 \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$\Delta t_1 \geq \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \tag{6.4}$$

Assim, o tempo de Planck $t_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}}$ naturalmente surge na análise. A cosmogênese no modelo ZEUS demonstra uma coerência inerente, visto que o primeiro "tique" Δt_1 resultante de uma flutuação quântica já é maior que o tempo de Planck:

$$\Delta t_1 \geq \frac{2}{\sqrt{\pi}} t_p \tag{6.5}$$

Na sequência, o limite do raio do "primeiro horizonte" pode ser obtido por:

$$\Delta R_{H1} = c\Delta t_1 \tag{6.6}$$

$$\Delta R_{H1} \geq \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \tag{6.7}$$

Logo, o raio do primeiro horizonte é maior que o comprimento de Planck $l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$.

$$\Delta R_{H1} \geq \frac{2}{\sqrt{\pi}} l_p \tag{6.8}$$

Desde o "primeiro tique" e seu correspondente "primeiro horizonte", o fluxo de Hubble do fluido cósmico unificado no espaço de Minkowski é governado pela geometria e seu balanço de energia, mantendo-se sempre em expansão. Nenhuma inflação requerida. Nota-se também que não existe singularidade envolvida nesse cenário: se o tempo pudesse ser igual a zero, a energia $U_H = \frac{\pi c^5}{8G} t$ também seria zero. A partir do primeiro instante, o universo de ZEUS já apresenta dimensões

de tempo e espaço coerentes com os preceitos básicos da mecânica quântica. É válido enfatizar também que uma cosmologia regida pelo fator de escala não permite uma análise similar à cosmogênese em ZEUS. O fato de $a(t)$ ser adimensional impede qualquer reconciliação com efeitos quânticos, como o princípio da incerteza e consequentemente comparações com a escala de Planck. Sem a imposição de restrições adicionais, $a(t)$ pode assumir todo e qualquer valor arbitrário no intervalo $(0, \infty)$, novamente evidenciando a necessidade de uma outra teoria para os primeiros instantes do universo. Em outras palavras, $a(t)$ não pode ter caráter fundamental, representando, na melhor das hipóteses, uma descrição aproximada que gera resultados similares a uma expansão real do fluido cósmico.

De forma correlacionada, pode-se também demonstrar que, ao longo de toda a expansão, o raio de Hubble R_H é sempre superior ao raio de Schwarzschild $R_S = \frac{2MG}{c^2}$, aqui escrito em termos da energia total do universo:

$$M = \frac{U_H}{c^2} \tag{6.9}$$

$$R_S = \frac{2U_H G}{c^4} \tag{6.10}$$

Como definido em (5.6), $U_H = \frac{\pi c^4}{8G} R_H$, logo:

$$R_H = \frac{8U_H G}{\pi c^4} \tag{6.11}$$

$$R_H = \frac{4}{\pi} R_S \tag{6.12}$$

Por fim, a mesma comparação com o raio de Schwarzschild pode ser feita ao longo de todo o raio o cósmico para a distância transformada x. Partindo de (5.5), temos:

$$U = \frac{c^4}{4G} R_H [sin^2\alpha(sin\alpha cos\alpha + \alpha)] = \frac{c^4}{2G} x sin^2\alpha \tag{6.13}$$

$$x = \frac{2U_H G}{c^4} \frac{1}{sin^2\alpha} \tag{6.14}$$

$$\therefore x = \frac{R_S}{sin^2\alpha} \tag{6.15}$$

Desta forma, $x \geq R_S$, o que garante que camadas externas a um raio x qualquer interno ao horizonte cósmico sempre consigam escapar do campo gravitacional. Apenas no caso assintótico do horizonte propriamente dito ($sin\alpha = 1$), x se iguala a R_S, o que implica na igualdade entre os horizontes de Hubble e Gravitacional. E, como $z \to \infty$ nesse mesmo raio, ali também se encontra o horizonte eletromagnético.

6.4 O Modelo ZEUS é cinemático ou dinâmico?

Grande parte das referências aqui discutidas segue a linha puramente cinemática para a discussão cosmológica [1, 2, 40, 51, 52, 53]. A base conceitual comum entre esses trabalhos são o axioma da constância da velocidade da luz e a descrição física de eventos a partir de um observador inercial. Naturalmente, essas premissas fundamentais fazem com que os modelos sigam as diretrizes da relatividade especial. Assim, as transformações de Lorentz são aplicáveis, coordenadas conformes ao espaço-tempo de Minkowski podem ser utilizadas e os redshifts observados são explicados via efeito Doppler relativísitico. No entanto, a reconciliação rigorosa desses modelos com a gravidade e com as evidências evolutivas ainda permanece um desafio.

Assim, uma outra maneira de se abordar o problema cosmológico, essencialmente dinâmica, é amplamente utilizada. Nessa linha de pensamento, o pilar fundamental se torna a teoria da gravitação de maior sucesso que temos disponível – a relatividade geral – e a dinâmica do espaço-tempo é derivada a partir das suas equações de campo. No entanto, como observado por Einstein em [3] e discutido por diversos outros pioneiros, como Robertson, Weyl, De Sitter, etc. [48, 49, 55, 56], uma descrição cosmológica a partir das equações de campo da RG não se apresenta de forma trivial. Novos parâmetros precisam ser introduzidos ($a(t), \Lambda$, inflação) para estruturar o atual modelo padrão da cosmologia: o ΛCDM. Notavelmente, o fator de escala $a(t)$ é aquele de maior impacto na interpretação dos fenômenos cosmológicos: as coordenadas espaciais passam a ser comóveis para a dinâmica se estabelecer como se os objetos estivessem em repouso; o espaço, consequentemente, é dotado de um comportamento próprio de expansão, um tempo universal é definido via isotropia do CMB, e o desvio espectral observado passa a ter origem na expansão e não mais cinemática, denominando-se redshift cosmológico.

Com base nessas propriedades, fica evidente que as raízes do modelo ZEUS encontram maior consonância na linha cinemática. A análise a ser feita a seguir é: seria ele exclusivamente cinemático? Para tanto, utilizaremos a definição estabelecida por Milne no seu trabalho clássico de 1933 "World-Structure and the Expansion of the Universe"[1], o que levará a uma comparação natural entre o modelo ZEUS e a referência de universo cinemático por ele desenvolvida. Milne afirma que "o fenômeno da expansão do universo não tem relação com a gravidade", sendo "a característica inevitável do movimento de um sistema de partículas não enclausurado nos referenciais de espaço e tempo de qualquer observador". Ele destaca na sua introdução que "noções como massa, momento, energia e força não entram" de forma que "o método é cinemático e não dinâmico, e conceitos dinâmicos não exercem qualquer papel, pois tais conceitos são meramente modos convenientes de pensamento – rótulos introduzidos pelo analista – e são, em primeira instância, desnecessários numa descrição astronômica".

Os pilares fundamentais do modelo ZEUS são: constância da velocidade da luz e conservação da energia total para observadores inerciais. O primeiro ecoa os princípios da linha puramente cinemática, mas o segundo acaba por introduzir todos os conceitos dinâmicos evitados por Milne: energia, momento, força, aceleração e toda a (termo)dinâmica associada à definição de um fluido cósmico unificado. Dotado dessas propriedades, o modelo ZEUS se torna capaz de descrever dinâmica evolutiva do universo. É válido salientar, porém, que no atual cenário de pesquisa é comum a equivalência informal entre "dinâmica" e "utilização das equações de campo da RG". Como discutido, o modelo ZEUS pressupõe um universo plano – coerente com energia total constante e nula – e, portanto, pode ser desenvolvido de forma independente à geometria Riemanniana. Ainda assim, o exercício de unificar as duas linguagens pode ser proveitoso e fará parte de um trabalho futuro. Até lá, pode-se dizer que o modelo ZEUS é cinemático e (termo)dinâmico.

Mais importante que rotular o modelo entre dinâmico e cinemático é evidenciar suas particularidades. Mas primeiro, vamos enumerar as notáveis semelhanças entre o modelo ZEUS e o universo de Milne: ambos apresentam espaço plano, isotropia, conformidade, redshift Doppler, velocidades de recessão constantes, horizonte em expansão na velocidade da luz, gradiente radial de densidade e ambos seguem o princípio cosmológico no sentido de que não há observador, espaço ou tempo preferencial. Logo, todos os observadores são centrais na sua própria perspectiva e observam a macro-evolução do universo de forma idêntica, vide Figura 14.

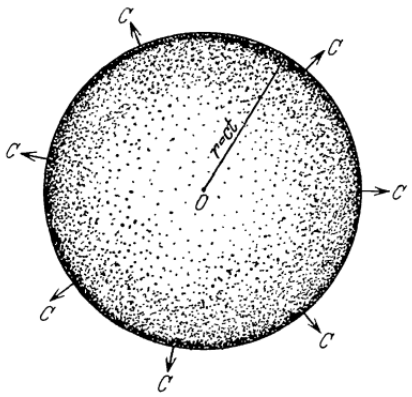

Figura 15 – Representação de Milne para seu modelo cinemático. O mesmo esquema pode representar o modelo ZEUS.

As diferenças surgem justamente do fato de que Milne não desenvolveu a mesma análise em termos de evolução da energia interna e como a mesma deve se comportar na presença da gravidade. Sua condição inicial é um conjunto de infinitas partículas que não interagem entre si, cenário que produz dificuldades com uma singularidade inicial e mesmo singularidades perenes ao longo do raio cósmico. Milne então sugere, de forma subjetiva, que o papel da gravidade deve ser o de "remover as singularidades, dulindo-as", mas a resolução final dessa problemática não foi encontrada.

No modelo ZEUS, a energia interna total do universo é proporcional ao raio do mesmo, e, portanto, cresce ao longo do tempo medido pelo observador central. Não existe uma singularidade inicial, tampouco infinitas partículas, mas sim uma energia interna finita e crescente, em equilíbrio com o potencial gravitacional negativo. Esse mesmo balanço se apresenta como explicação para a recessão das galáxias em velocidade constante. Para essa característica, Milne especula que o teorema da casca esférica em gravitação universal Newtoniana deve ser retificado na análise cosmológica. Em suas palavras, "devem existir correções para a lei de Newton dependendo da velocidade, as quais devem ser relevantes conforme $v \to c$, o que, em conexão com o fato de que $\rho \to \infty$ quando $r \to ct$, faz com que a região mais externa tenha uma atração finita apontando para fora em qualquer ponto excêntrico. A investigação mais aprofundada dessa propriedade poderá trazer importantes contribuições sobre a natureza da gravitação". Nesta primeira abordagem, o modelo ZEUS explica esse equilíbrio a partir da primeira lei da termodinâmica (5.9).

Por fim, ao perceber que, no seu modelo, o produto entre a constante universal da gravitação e a densidade de partículas decresce com o inverso do quadrado do tempo, e não com

o inverso do cubo como seria esperado para um volume de matéria não-enclausurado em expansão livre, Milne supõe que a "constante de gravitação G, na verdade não é constante, mas proporcional ao tempo t medido desde a origem temporal natural". Tal dependência $G(t)$ não é suportada pela observação [66]. Através do modelo ZEUS e seu fluido cósmico unificado com equação de estado $w = -1/3$, demonstra-se que a relação de proporcionalidade é esperada com G constante, uma vez que a energia interna cresce ao longo do tempo:

$$\rho(t) = \frac{U(t)}{V(t)} \rightarrow \rho(t) \alpha \frac{t}{t^3} \rightarrow \rho(t) \alpha \frac{1}{t^2} \rightarrow G\rho(t) \alpha \frac{1}{t^2}$$

Para todas as diferenças discutidas, foi a introdução do segundo pilar fundamental e suas conclusões sobre a energia interna em equilíbrio com o potencial gravitacional (conceitos dinâmicos) que permitiram que o modelo ZEUS aprimorasse o universo de Milne.

Dentre os modelos dinâmicos que utilizam a métrica FLRW (e, portanto, o fator de escala $a(t)$), aquele que apresenta maior similaridade em relação ao modelo ZEUS é o $R_h = ct$, introduzido por Melia e Shevchuk em 2012 [23]. Em ambas as propostas, o horizonte se expande na velocidade da luz, a equação de estado para o fluido cósmico é unificada e constante $w = -1/3$ (garantindo a relação $t = 1/H_0$ por toda a história cósmica), o espaço é sempre plano (sem inflação) [25] e a correlação idade-redshfit das estruturas observadas é a mesma [24].

As diferenças entre os modelos ZEUS e o $R_h = ct$ podem ser divididas em dois grupos: teórico-conceituais e observáveis. No primeiro, estão todas as implicações da utilização do fator de escala por Melia e Shevchuk: as coordenadas são do tipo comóvel, o redshift é o denominado cosmológico, as componentes espaciais da métrica $g_{\mu\nu}$ são modificadas por $a(t)$ e um tempo cosmológico universal é adotado. Além disso, ao contrário do modelo ZEUS, a energia escura ainda se faz presente no $R_h = ct$ como componente da densidade de energia total do fluido cósmico ($\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_{de}$).

No grupo das divergências observáveis, está o gradiente radial (espacial) do parâmetro de Hubble e da densidade de energia: presente no modelo ZEUS e ausente no modelo de Melia e Shevchuk. Nesse aspecto, a evolução de temperatura da CMB e a medição de $H(z)$ via cronômetros cósmicos podem determinar qual das propostas melhor reflete a observação. Por fim, cada modelo prevê uma equação diferente para a distância de luminosidade, outro critério observacional que, no futuro próximo, será utilizado para comparação de ajuste dos modelos, especialmente em alto z.

Tabela 5

Resumo das características dos principais modelos aqui abordados

Characteristc	ΛCDM	Rh = ct	Milne	ZEUS
Coordinates	Comoving	Comoving	Minkowski	Minkowski
Redshift	Cosmological	Cosmological	Doppler	Doppler
Kinematic/Dynamic	Dynamic	Dynamic	Kinematic	Both
T(z) profile	$T_{CMB} = T_0(z+1)$	$T_{CMB} = T_0(z+1)$	Not completed	$T_{CMB} = T_0(z+1)\xi^{1/4}$
Luminosity Distance (d_L)	$d_L = (1+z)\,R_h(t_0)\int_0^z \frac{du}{[\Omega_m(1+u)^3+\Omega_k(1+u)^2]^{1/2}}$	$d_L = (1+z)R_h(t_0)\,\ln(1+z)$	$d_L = \frac{r}{cos\alpha}(z+1)$	$d_L = \frac{r}{cos\alpha}(z+1)$
Hubble Parameter (H)	$H(z) = H_0\left[\Omega_m(1+z)^3+\Omega_r(1+z)^4+\Omega_\Lambda(1+z)^{3(1+w_\Lambda)}\right]^{1/2}$	$H(t) = \frac{c}{R_H(t)}$	$H(t) = \frac{c}{R_H(t)}$	$H_L(t,\alpha) = \frac{c}{R_H(t)}\frac{2sin\alpha}{(sinacos\alpha+\alpha)}$
Energy Density (ρ)	$\rho(t) = \rho_m(t)+\rho_r(t)+\rho_{de}$	$\rho(t) = \frac{3c^4}{8\pi G}\frac{1}{{R_H}^2(t)}$	Not completed	$\rho(t,\alpha) = \frac{3c^4}{8\pi G}\frac{1}{{R_H}^2(t)}\frac{4sin^2\alpha}{(sinacos\alpha+\alpha)^2}$
Equation of State (ω)	$\langle\omega(t)\rangle = \frac{2}{3}\frac{R_H(t)}{ct}-1$	$\omega = -1/3$	Not assessed	$\omega = -1/3$
Gravitational constant (G)	Constant	Constant	Variable (G α t)	Constant
Age Coincidence	Present	Free	Free	Free
Coincidence problem	Present	Present	Free	Free
Initial Entropy Problem	Present	Free	Not assessed	Free
Inflation	Necessary	Not Necessary	Not Necessary	Not Necessary
BB Singularity	Present	Present	Present	Free
Nucleosynthesis	Verified	To be seen	Not assessed	To be seen
Structure simulations	Verified	To be seen	Not assessed	To be seen
Early structure problem	Present	Free	Not assessed	Free
Dark Energy	Necessary	Necessary	Not Necessary	Not Necessary
Dark Matter	Present	Present	Not assessed	To be seen

Green - Condition in accordance with accepted principles and observation;
Yellow - Deeper studies and further evidence are required due to that condition;
Red - Condition cannot be corrected with current understanding, either accepted or new knowledge is required.

7 CONCLUSÃO:

Ao longo do último século, algumas tentativas foram feitas no sentido de descrever a cosmologia num espaço de Minkowski (ou, de forma geral, conforme ao espaço de Minkowski). O pioneiro mais influente nesta área, Edward Milne, foi capaz de levantar diversos pontos conceituais válidos no seu trabalho de 1933 "World-Structure and the Expansion of the Universe" [1], os quais ainda encontram ressonância no tempo presente e, em particular, no trabalho aqui descrito. Contudo, ao dispensar desenvolvimentos mais profundos em termos de energia, pressão e aceleração, ele não elabora uma explicação para a constância das velocidades de recessão a partir da termodinâmica – como aqui apresentado – assumindo essa premissa como axiomática. Além disso, ao considerar um sistema cinemático de infinitas partículas, Milne não estudou de forma detalhada a evolução da energia interna conforme o universo expande, incorrendo em singularidades que foram resolvidas no contexto do modelo ZEUS.

Milne adotou uma perspectiva puramente cinemática. No entanto, a repetida observação astronômica de fenômenos evolutivos (gradiente de metalicidade, formação hierárquica de estruturas, CMB, etc) [43,61] claramente exige que uma teoria cosmológica considere a dinâmica do universo, e a métrica FLRW abre um leque de possibilidades nessa frente, e assim ela é mais amplamente utilizada. Como resultado, a cosmologia de Milne adquiriu uma nova e distorcida interpretação quando mapeada na relatividade geral sob os termos do fator de escala: um universo hipotético e vazio.

Outras abordagens menos rigorosas prontamente dispensam coordenadas Minkowskianas em cosmologia com base em cálculos equivocados para o fator de dilatação do tempo e/ou distância de luminosidade [7]. Mais que isso, nenhuma delas derivou a consequência da expansão conforme de um espaço de Minkowski para o parâmetro de Hubble e o perfil de densidade de energia, o que não as permite determinar a equação de fluido e toda a termodinâmica subsequente.

O propósito deste trabalho, portanto, foi conduzir uma descrição consistente da cosmologia fundamentada na constância da velocidade da luz e na hipótese de energia zero, o que se traduz em coordenadas planas de Minkowski, lançando luz sobre suas reais previsões. A clareza matemática conferida pela parametrização α aqui proposta foi essencial para esse fim. Espera-se que o resultado seja uma cosmologia relevante, que agora se apresenta para comparação com outros modelos. Apenas novos dados observacionais, mapeando distintas épocas da evolução cósmica, poderão indicar que modelos melhor descrevem o Universo. Neste trabalho, mostramos

que medições recentes da T_{CMB} em altos redshifts não excluem a possibilidade de vivermos num substrato cósmico de energia zero, cuja evolução pode ser descrita por um observador inercial imerso no espaço-tempo de Minkowski. Este resultado indica a importância de estudos conceituais que permitam visões alternativas da Cosmologia. Tais concepções, em última análise, podem contribuir para resolver problemas fundamentais que ainda persistem na Cosmologia Padrão, levando a novos desenvolvimentos de nossa compreensão do Universo.

8. PERSPECTIVAS:

Aqui estão listadas etapas importantes para o desenvolvimento deste trabalho, mas que não fazem parte do escopo da dissertação, e, portanto, serão implementadas posteriormente como sequência do trabalho de pesquisa.

a. Revisão teórica dos trabalhos de cronômetros cósmicos com determinação de $H(z)$, avaliando se as medições conseguem de fato ser independentes de modelo para então reconciliar com a previsão aqui estabelecida $H_L(z)$;
b. Comparar estatisticamente a previsão para o módulo de distância ΛCDM e o modelo aqui proposto. Até o momento, a curva ΛCDM foi obtida através de pontos discretos calculados com o conjunto fiducial, não permitindo o cálculo de χ^2 nos valores de z medidos. Aproximações analíticas serão buscadas na literatura;
c. Remontar o histórico de formação de estrutura no contexto do modelo ZEUS aqui proposto, avaliando condições de nucleossíntese primordial e distribuição de densidade do CMB;
d. Incorporar novos dados obtidos para $T(z)$;
e. Avaliar impacto do incremento contínuo de energia e outros fatores sistemáticos na equação de referência $T_{CMB} = T_0(z+1)\xi^{1/4}$.
f. Buscar solução correspondente a um espaço plano na relatividade geral que não dependa do fator de escala $a(t)$.
g. Avaliar consequências para a matéria escura.
h. Avaliar origem cosmológica de buracos negros supermassivos no modelo ZEUS.
i. Investigar relação com cordas cósmicas, conexão que pode ser estabelecida através da equação de estado $\omega = -1/3$.

9. REFERÊNCIAS:

[1] E. A. Milne, “World-Structure and the Expansion of the Universe” Z.Astrophysik 6: 1-35 (1933).

[2] E. A Milne, “Cosmological Theories”, Ap.J. 91:129-158 (1940).

[3] Einstein, A. “Cosmological Considerations in the General Theory of Relativity” 1917. Translation by W. Perrett and G.B. Jeffery. https://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-trans/433

[4] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Leonard, D., et al. 1997, AJ, 114, 722.

[5] S. Perlmutter and B. P. Schmidt, “Measuring cosmology with Supernovae”, astro-ph/0303428 (2003).

[6] A. Dev, M. Sethi and D. Lohiya, “Linear Coasting in Cosmology and SNe Ia”, astro-ph/0008193 (2000).

[7] T. M. Davis and C. H. Lineweaver, “Expanding Confusion: Common Misconceptions of Cosmological Horizons and the Superluminal Expansion of the Universe”, Pub. Astron. Soc. Aust. 21:97-109 (2004).

[8] M. J. Chodorowski, “Cosmology under Milne’s Shadow”, astro-ph/0503690 (2005).

[9] Lima, J. A. S., Silva, A. I., & Viegas, S. M. 2000, MNRAS, 312, 747.

[10] Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2009, ApJ, 699, 539.

[11] Hurier, G. et al. Measurement of the TCMB evolution from the Sunyaev-Zel’dovich effect. Astron. Astrophys. 561, A143 (2014).

[12] de Martino, I. et al. Constraining the redshift evolution of the cosmic microwave background blackbody temperature with Planck data. Astrophys. J. 808, 128 (2015).

[13] Srianand, R. et al. First detection of CO in a high-redshift damped Lyman-α system. Astron. Astrophys. Lett. 482, L39–L42 (2008).

[14] Noterdaeme, P. et al. The evolution of the cosmic microwave background temperature. Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation. Astron. Astrophys. 526, L7 (2011).

[15] Noterdaeme, P. et al. A translucent interstellar cloud at z = 2.69: CO, H2, and HD in the line-of-sight to SDSS J123714.60 + 064759.5. Astron. Astrophys. 523, A80 (2010).

[16] Srianand, R., Petitjean, P., & Ledoux, C. The cosmic microwave background radiation temperature at a redshift of 2.34. Nature 408, 931–935 (2000).

[17] Molaro, P. et al. The cosmic microwave background radiation temperature at zabs = 3.025 toward QSO 0347-3819. Astron. Astrophys. Lett. 381, L64–L67 (2002).

[18] Balashev, S. A., Ivanchik, A. V., & Varshalovich, D. A. HD/H2 molecular clouds in the early Universe: the problem of primordial deuterium. Astron. Lett. 36, 761–772 (2010).

[19] Jorgenson, R. A., Wolfe, A. M., & Prochaska, J. X. Understanding physical conditions in high-redshift galaxies through C I fine structure lines: data and methodology. Astrophys. J. 722, 460 (2010).

[20] Guimaraes, R. et al. Metallicities, dust, and molecular content of a QSO-damped Lyα system reaching log N(H I) = 22: an analog to GRB-DLAs. Astron. J 143, 147 (2012).

[21] Melia, F. 2012a, Aust. Phys., 49, 83.

[22] Melia, F. 2012c, AJ, 144, 110.

[23] Melia, F., & Shevchuk, A. 2012, MNRAS, 419, 2579.

[24] Melia, F. ApJ 764, 72 (2013).

[25] Melia, A&A 553, A76 (2013).

[26] Maciej Bilicki, Marina Seikel, We do not live in the Rh = ct universe, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 425, Issue 3, September 2012, Pages 1664–1668, https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21575.x

[27] Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, ApJ, 686, 749.

[28] Jing Liu, Hao Wei. Cosmological models and gamma-ray bursts calibrated by using Padé method. Gen.Rel.Grav.47:141, 2015.

[29] Leibundgut, B., Schommer, R., Phillips, M., et al. 1996, ApJ, 466, L21.

[30] Klimenko, V. V. et al. Estimation of the cosmic microwave background temperature from atomic C I and molecular CO lines in the interstellar medium of early galaxies. Astron. Lett. 46, 715–725 (2020).

[31] Maeder, A. Scale-invariant cosmology and CMB temperatures as a function of redshifts. Astrophys. J. 847, 65 (2017).

[32] Riechers, D. et al. Microwave background temperature at a redshift of 6.34 from H2O absorption (2021).

[33] A. Avgoustidis et al. Constraints on the CMB temperature-redshift dependence from SZ and distance measurements (2011).

[34] A. Avgoustidis et al. Sub-percent constraints on cosmological temperature evolution (2015).

[35] L.M. Tomilchik. The Hubble law as a kinematic outcome of the space-time conformal geometry (2010).

[36] R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich, Astrophys. & Sp. Sci. 7, 3 (1970).

[37] R. Fabbri, F. Melchiorri & V. Natale, Astrophysics and Space Science 59 (1978) 223.

[38] Y. Rephaeli, Astrophys. J. 241 (1980) 858.

[39] M. J. Chodorowski A direct consequence of the Expansion of Space? Mon. Not. R. Astron. Soc. 378, 239–244 (2007).

[40] L. Infeld and A. Schild "A New Approach to Kinematic Cosmology" Phys. Rev. 68, 250 – Published 1 December 1945.

[41] Martino et al Dark matters on the scale of galaxies, 2020. arXiv:2007.15539v1 [astro-ph.CO].

[42] Matteucci, Francesca. Chemical Evolution of Galaxies. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012.

[43] Turner, Michael F. "The Road to Precision Cosmology" arXiv:2201.04741v1 [astro-ph.CO] 12 Jan 2022.

[44] Linde, A. 1982, Phys. Lett. B, 108, 389.

[45] Moresco, M., Jimenez, R., Cimatti, A., & Pozzetti, L. 2011, JCAP, 03, article id 45.

[46] Macleod, Alasdair "An Interpretation of Milne Cosmology" 2005 arXiv:physics/0510170.

[47] Marek Kutscheraa, Michal Dyrda "Coincidence of universe age in ΛCDM and Milne Cosmologies" 2007.

[48] H. Weyl, Space, Time, Matter (Methuen & Company, Ltd., London, 1922), Chapter II, Section 16.

[49] H. P. Robertson "On the Foundations of Relativistic Cosmology," Proc, Nat. Acad. Sci. 15, 822-829 (1929).

[50] Lewis, G.F etal "Coordinate confusion in conformal cosmology" Mon. Not. R. Astron. Soc. 381, L50–L54 (2007).

[51] Varieschi, G.U "A kinematical approach to conformal cosmology" Gen Relativ Gravit (2010) 42:929–974.

[52] Endean, G. “COSMOLOGY IN CONFORMALLY FLAT SPACETIME” THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 479:40È45, 1997.

[53] Querella, L. “KINEMATIC COSMOLOGY IN CONFORMALLY FLAT SPACETIME”. THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 508:129È131, 1998 November 20.

[54] A. Benoit-Lévy and G. Chardin. “Introducing the Dirac-Milne universe” A&A 537, A78 (2012).

[55] S. Weinberg Rev. Mod. Phys., 61 (1989), p. 1

[56] Tolman R. 1934 Relativity, thermodynamics and cosmology. New York, NY: Dover.

[57] L. Verde, T. Treu and A. G. Riess, doi:10.1038/s41550-019-0902-0 [arXiv:1907.10625 [astro-ph.CO]].

[58] Melia, F. & Maier Robert S. MNRAS 432, 2669–2675 (2013).

[59] Melia, F. AJ 147, Issue 5, article id. 120, 7 pp. (2014).

[60] De Rosa, G., DeCarli, R., Walter, F., Fan, X., Jiang, L., Kurk, J.,Pasquali, A. and Rix, H.-W. 2011, ApJ, 739, article id. 56.

[61] Weinberg S., 1972, Gravitation and Cosmology. Wiley, New York.

[62] Capozziello S., 2002, Int. J. Mod. Phys. D, 11, 483.

[63] Jimenez, R.; Loeb, A. 2002, Constraining cosmological parameters based on relative galaxy ages, AJ, 573, 37.

[64] Riess, Adam G et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. The Astronomical Journal, 116: 1009-1038. 1998.

[65] Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565.

[66] Iorio, L. “Does the Newton’s gravitational constant vary sinusoidally with time? Orbital motions say no” (2015). arXiv:1504.07233

[67] Spergel D. N. et al., 2003, ApJS, 148, 175.

[68] Gupta, Rajendra P. “Weighing Cosmological Models with SNe Ia and Gamma Ray Burst Redshift Data”, MDPI 2019