

Raquel Emy Fazolo

**Desvendando a não adiabaticidade da energia
escura**

Vitória - ES, Brasil

2018

Raquel Emy Fazolo

Desvendando a não adiabaticidade da energia escura

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Exatas da Universidade Federal do Espírito Santo como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física, na área de concentração de Física Teórica

Universidade Federal do Espírito Santo – UFES

Centro de Ciências Exatas – CCE

Programa de Pós-Graduação em Física – PPGFis

Orientador: Prof. Dr. Hermano Endlich Schneider Velten

Vitória - ES, Brasil

2018

Ficha catalográfica disponibilizada pelo Sistema Integrado de Bibliotecas - SIBI/UFES e elaborada pelo autor

F287d Fazolo, Raquel Emy, 1992-
Desvendando a não adiabaticidade da energia escura. /
Raquel Emy Fazolo. - 2018.
62 f. : il.

Orientador: Hermano Endlich Schneider Velten.
Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Espírito Santo, Centro de Ciências Exatas.

1. Cosmologia. 2. Energia escura. 3. Não adiabaticidade. 4. Perturbação. I. Velten, Hermano Endlich Schneider. II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro de Ciências Exatas. III. Título.

CDU: 53

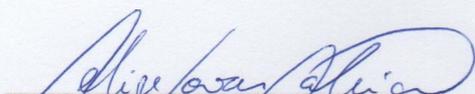


"Desvendando a não adiabaticidade da energia escura"

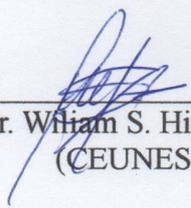
Raquel Emy Fazolo

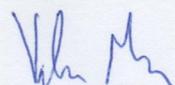
Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Espírito Santo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada por:


Prof. Dr. Felipe Tovar Falciano
(CBPF/RJ)


Prof. Dr. Hermano Endlich S. Velten
(Orientador /PPGFis)


Prof. Dr. William S. Hipólito-Ricaldi
(CEUNES)


Prof. Dr. Valerio Marra
(PPGFis/UFES)

Vitória-ES, 26 de novembro de 2018.

Agradecimentos

A Deus.

À minha mãe, Virginia, e minha irmã, Silvia, pela paciência, companheirismo, compreensão e muito apoio durante minha caminhada na física, não há palavras para agradecer o enorme suporte e amor que recebo dessas duas pessoas maravilhosas.

Ao meu pai, que sempre está em meu coração, meu anjo da guarda.

Ao Syrios por todo amor, conselhos, paciência, ajuda durante todas as dificuldades encontradas durante minha jornada e principalmente por me incentivar sempre para me tornar uma pesquisadora melhor. Minha felicidade.

Ao Prof. Dr. Hermano Velten por todo companheirismo durante os vários anos trabalhando juntos, por todos seus conselhos e amizade. Um grande mentor, fonte de inspiração.

Ao PPGFIS, em especial ao grupo de cosmologia Cosmo-UFES, e ao PPGCosmo pelas oportunidades de aprendizado disponibilizando seminários e eventos constantes. Em especial aos professores do grupo que nos incentivam e tiram nossas dúvidas.

Aos queridos amigos que formei durante essa jornada no PPGFIS e no PPGCosmo. Obrigada pelas aventuras, risadas, carinho e por enxugarmos as lágrimas uns dos outros quando necessário, que dure para a vida toda. Em especial: David, Felipe, Ingrid, Isaac, Olesya, Sara e Yago.

Ao melhor secretário do universo, José Carlos Coutinho, um grande amigo no qual nunca vou esquecer as valiosas conversas e conselhos.

À minha sogra, Terezinha, por me acolher em sua família e por todo seu carinho e ajuda ao longo dos anos.

Aos meus amigos do clã, amigos de coração e companheiros de vários momentos felizes em minha vida. Obrigada sempre pela aventura. Por Azeroth!

À surpresinha do ano de 2018, Bellatrix, minha gata que acolhemos com muito amor e se tornou uma companheira indispensável durante todos meus afazeres.

Aos meus cachorros: Inu, Logan, Kira, Wall-E, Zelda e em memória à Fênix.

Finalmente, ao CNPq pela bolsa de estudos.

*“It’s not whether you were right or wrong, but how much faith you were willing to have,
that decides the future.”*

Solid Snake

Resumo

O objetivo deste trabalho é estudar modelos de energia escura não usuais. Ao contrário do normalmente aceito dentro do modelo cosmológico, onde as perturbações dos fluidos cósmicos são consideradas adiabáticas, nesse trabalho investigaremos modelos de energia escura com perturbações não adiabáticas. Estudamos as perturbações não-adiabáticas intrínsecas e relativas para a energia escura no contexto da teoria de perturbações cosmológicas lineares relativísticas. Como resultado, observamos uma quasi-degenerescência não esperada entre os modelos não adiabáticos de energia escura e o Λ CDM, ou seja, modelos de energia escura não adiabáticos são dificilmente distinguíveis do modelo padrão. Nossos resultados são apoiados por dados de formação de estruturas no universo como a taxa de crescimento $f\sigma_8$ e dados da radiação cósmica de fundo (RCF) via o efeito Sachs-Wolfe integrado (SWI). Uma análise mais refinada deste tópico requer fontes de dados mais ricas como as dos *surveys* que estão por vir, bem como uma análise no regime não linear e de segunda ordem para revelar a influência dos termos não adiabáticos na energia escura.

Palavras-chave: cosmologia, energia escura, não adiabaticidade, perturbação.

Abstract

The aim of this work is to study unusual dark energy models. Instead of the normally accepted inside the cosmological model, where the perturbations of the cosmic fluids are considered adiabatic, this work investigates dark energy models with nonadiabatic perturbations. We study these intrinsic and relative nonadiabatic perturbations for the dark energy, in the context of relativistic cosmological linear perturbation theory. As a result, we observe a non-expected quasi-degeneracy between nonadiabatic dark energy models and Λ CDM, that is, nonadiabatic dark energy models are hardly distinguishable from the standard model. Our results are supported by $f\sigma_8$ and cosmic microwave background (CMB) data through the integrated Sachs-Wolfe effect (ISW). A more precise analysis of this topic requires sources of data more rich such as the surveys that are about to come, and an analysis in the nonlinear and second order level to reveal the influence of the nonadiabatic terms in the dark energy.

Keywords: cosmology, dark energy, nonadiabaticity, perturbation.

Lista de ilustrações

| | | |
|-----------|--|----|
| Figura 1 | – Linha do tempo para universo detalhando cada fase da evolução cósmica, desde o Big Bang até hoje. A idade estimada para o universo é de 13,8 bilhões de anos. | 17 |
| Figura 2 | – Era da radiação, da equivalência, da matéria e da expansão acelerada: No eixo vertical temos a densidade total sobre a densidade crítica do universo e no eixo horizontal o tempo descrito pelo fator de escala . . . | 18 |
| Figura 3 | – Épocas do universo como função do tempo cósmico (parte inferior do eixo horizontal) ou como função da temperatura (parte superior do eixo horizontal). | 19 |
| Figura 4 | – Evolução das componentes do universo: contraste de densidade ($\delta = \delta\rho/\rho$) \times tempo conforme. Na direita temos o início do universo demonstrando a evolução das flutuações no tempo. | 20 |
| Figura 5 | – Representação da composição atual da energia do universo entre suas componentes. O termo "átomos" utilizado no gráfico se refere a toda a matéria conhecida pelo modelo padrão de partículas elementares. Também se usa, em cosmologia, o jargão "matéria bariônica". | 21 |
| Figura 6 | – Estruturas em grandes escalas vistas em função da distância (em Mpc). Podemos notar que quanto mais próximo do observador maior a quantidade de aglomerados e de filamentos de galáxias. Já em maiores distâncias (mais no passado observamos) podemos notar uma distribuição de estruturas mais homogênea. | 41 |
| Figura 7 | – Radiação Cósmica de Fundo vista com dados do Planck, onde observamos as flutuações de temperatura que são da ordem de $\approx 10^{-5}$ | 42 |
| Figura 8 | – Espectro de potência da matéria em função do número de onda para dois valores de z (<i>redshift</i>). Para um z menor possuímos um espectro de potência maior devido a evolução do contraste de densidade com o tempo. | 46 |
| Figura 9 | – Caso: w_{DE} constante. Acima temos a evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. Abaixo temos a expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta. | 48 |
| Figura 10 | – Caso: w_{DE} CPL. A direita: evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. À esquerda: expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta. | 49 |

| | |
|--|----|
| Figura 11 – Caso: w_{DE} Wetterich Logarithmic. À direita: evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. À esquerda: expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta. | 50 |
| Figura 12 – $w_0 \times \Omega_{m0}$ para o modelo w CDM. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%. | 53 |
| Figura 13 – w_0 e w_1 CPL. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%. | 53 |
| Figura 14 – w_0 e w_1 Wetterich Logarithmic. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%. | 54 |
| Figura 15 – Espectro de potência C_l^{Tg} para w CDM. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta. | 55 |
| Figura 16 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo CPL com $w_0 = -0.8$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta. | 55 |
| Figura 17 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo CPL com $w_0 = -1.2$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta. | 56 |
| Figura 18 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo WL com $w_0 = -0.8$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta. | 56 |
| Figura 19 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo WL com $w_0 = -1.2$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta. | 57 |

Lista de tabelas

| | |
|---|----|
| Tabela 1 – Análise estatística conjunta de SNe Ia (JLA) + H_0 + CC + BAO. . . | 52 |
|---|----|

Lista de abreviaturas e siglas

| | |
|---------------|--|
| Λ CDM | <i>Λ-Cold Dark Matter</i> (Λ -Matéria Escura Fria) |
| CMB | <i>Cosmic Microwave Background</i> (Radiação Cósmica de Fundo) |
| SWI | Sachs-Wolfe integrado |
| DES | <i>Dark Energy Survey</i> |
| WISE | <i>Wild-field Infrared Survey</i> |
| NVSS | <i>NRAO VLA Sky Survey</i> |
| FLRW | Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker |
| DE | <i>Dark Energy</i> |
| DM | <i>Dark Matter</i> |
| CAMB | <i>Code for Anisotropies in the Microwave Background</i> |
| CLASS | <i>Cosmic Linear Anisotropy Solving System</i> |
| RSD | <i>Redshift Space Distortion</i> |
| BBKS | Bardeen, Bond, Kaiser e Szalay |
| MCMC | <i>Markov chain Monte Carlo</i> (Monte Carlo via cadeias de Markov) |
| SN Ia | Supernova do tipo Ia |
| JLA | <i>Joint Light-curve Analysis</i> |
| H_0 | Constante de Hubble |
| CC | <i>Cosmic Chronometers</i> |
| BAO | <i>Baryon Acoustic Oscillation</i> (Oscilação Acústica Bariônica) |

Sumário

| | | |
|------------|--|-----------|
| | Introdução | 13 |
| 1 | UMA BREVE HISTÓRIA DO UNIVERSO EM EXPANSÃO | 15 |
| 1.1 | O modelo padrão | 21 |
| 1.2 | Geometria e Relatividade Geral | 22 |
| 1.3 | Componentes do universo | 25 |
| 2 | ANÁLISE PERTURBATIVA | 27 |
| 2.1 | Abordagem Newtoniana | 27 |
| 2.2 | Perturbação da entropia | 31 |
| 2.3 | O contraste de densidade | 33 |
| 2.4 | Equações de evolução | 34 |
| 3 | ANALISANDO MODELOS DE ENERGIA ESCURA NÃO ADIABÁ- TICOS | 37 |
| 3.1 | Evolução do contraste de densidade e $f\sigma_8$ | 38 |
| 3.1.1 | Condições iniciais | 38 |
| 3.1.2 | Análise das flutuações de densidade | 39 |
| 3.2 | O efeito Sachs-Wolfe integrado | 40 |
| 3.2.1 | Correlação cruzada de CMB e galáxias | 43 |
| 4 | RESULTADOS | 47 |
| 4.1 | $f\sigma_8$ e Evolução conjunta | 47 |
| 4.2 | Efeito Sachs-Wolfe Integrado e Correlação cruzada CMB-galáxias | 51 |
| 4.2.1 | A quantidade Q | 51 |
| 4.2.2 | Correlação cruzada CMB-galáxias | 54 |
| 5 | CONCLUSÃO | 58 |
| | REFERÊNCIAS | 59 |

Introdução

A expansão acelerada do universo foi comprovada observacionalmente em 1997 através do estudo de supernovas do tipo Ia nos projetos *Supernova Cosmology Project* (PERLMUTTER et al., 1997) e *High-Z Supernova Search Team* (RIESS et al., 1998), onde foram publicadas as primeiras evidências de um universo expandindo aceleradamente. Ao fazer uso de uma teoria para a interação gravitacional, como a relatividade geral, descrevemos o universo em expansão via uma métrica de FLRW (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) onde, devido ao conjunto de evidências observacionais, também devemos adicionar o chamado setor escuro ao conteúdo de matéria-energia do universo. Esse seria composto pela matéria escura que interage com a matéria ordinária apenas gravitacionalmente e é fundamental para a formação das estruturas em grande escala observada. Ainda, é necessário incluir a energia escura, que pode ser vista como uma constante cosmológica, para explicar a expansão acelerada do universo citada acima.

O estudo da energia escura tem sido uma das vertentes principais da cosmologia. Para exemplificar tal afirmação, no começo do ano de 2018, o **DES** (Dark Energy Survey) (ABBOTT et al., 2018), um dos maiores projetos astronômicos da atualidade, publicou seus primeiros resultados com o foco principal no estudo da aceleração cósmica através de observações de estruturas do universo, sua geometria, sua taxa de expansão. Assim, é comum dizer que a cosmologia já se encontra em sua era de precisão e vários modelos cosmológicos podem ser testados. Em resumo, o que nos sobra, e sendo um dos pilares fundamentais da cosmologia, é o chamado modelo cosmológico padrão, que além de ser o de maior concordância com as observações é utilizado como referência para futuros projetos observacionais. Apesar dos vários sucessos do modelo cosmológico padrão este não está isento de discordâncias relacionados à natureza da matéria escura e energia escura. Como exemplo, podemos citar o *problema da constante cosmológica* (PADILLA, 2015) e o *problema da coincidência cósmica* (VELTEN; MARTTENS; ZIMDAHL, 2014) como tópicos que ainda levantam discussão na comunidade. Ao contrário do que alguns podem imaginar, estes contrapontos servem de motivação para investigar diferentes aspectos da energia escura. Neste trabalho, nossa abordagem se concentrará no estudo de modelos alternativos para a energia escura onde aspectos termodinâmicos da teoria de formação de estruturas cosmológicas serão avaliados. Em particular, pretendemos fazer as seguintes indagações. A saber, a energia escura deve comportar-se apenas como um fluido adiabático? Ou poderia ser tratada como um fluido não adiabático?

Com os dados da formação de estruturas vamos analisar nossos modelos utilizando técnicas de perturbações cosmológicas e uma dinâmica do universo para dois fluidos (simplesmente matéria e energia escuras). Como estaremos interessados no estudo do

universo em tempos recentes desprezaremos os efeitos da radiação e neutrinos. Através da dinâmica do nosso universo descrita pelas equações de Einstein podemos, com a ajuda da teoria de perturbação cosmológica, encontrar o potencial gravitacional e relacioná-lo com o as perturbações na distribuição de densidade da matéria (ou contraste de densidade). A evolução desta quantidade é fundamental para determinar se estruturas cósmicas, como galáxias e aglomerados, podem se formar. Em outras palavras, estudaremos a chamada função crescimento. Ainda, vamos utilizar a correlação cruzada entre a formação de estruturas observadas e o espectro de flutuações da temperatura da CMB (Cosmic Microwave Background - Radiação Cósmica de Fundo) para termos acesso ao estudo do Efeito Sachs-Wolfe integrado (SWI). O efeito SWI é uma contribuição secundária no espectro da CMB mas que está diretamente relacionado ao fenômeno da energia escura. Os fótons da CMB, ao atravessar poços de potencial que variam no tempo, podem adquirir uma contribuição em sua temperatura. Assim, analisamos se a produção do Efeito SWI em modelos alternativos de energia escura são compatíveis com a expansão de fundo esperada ao utilizar dados de supernovas do tipo Ia, H_0 (constante de Hubble), CC (Cosmic Chronometers) e BAO (Baryon Acoustic Oscillations). Com estes dados construímos as curvas de confiança estatística para os parâmetros dos modelos. Analisamos quais modelos (adiabáticos e não adiabáticos) geram um excesso ou um déficit de efeito Sachs-Wolfe integrado, em comparação com o modelo padrão, e se esta produção anômala do sinal SWI é compatível com a análise de fundo. Também incentivados pelo recente artigo ([LINDER, 2017](#)) realizamos a chamada abordagem conjunta que parametriza a taxa de expansão com o crescimento de estruturas. Em todas as análises vamos considerar versões adiabáticas e não adiabáticas da energia escura para descobrirmos o efeito dessa não adiabaticidade.

Dados como $f\sigma_8$ e catálogos de galáxias como WISE (Wide-field Infrared Survey) ([WRIGHT et al., 2010](#)) e NVSS (NRAO VLA Sky Survey) ([Condon et al., 1998](#)) serão utilizados para nossa análise. Esta dissertação é baseada nos artigos ([VELTEN; FAZOLO, 2017](#)) e ([VELTEN et al., 2018](#)). Como principal conclusão destes trabalhos encontramos uma quasi-degenerescência entre modelos de energia escura não-adiabáticos e o modelo padrão da cosmologia. Em outras palavras, caso a energia escura seja um fluido não adiabático a distinção entre estes modelos e o modelo padrão é menos evidente.

1 Uma breve história do universo em expansão

A cosmologia estuda o universo como um sistema único, tentando descrever cada parte de sua origem e evolução. Utilizando ferramentas teóricas e matemáticas, como a relatividade geral, podemos estudar e mensurar este universo, onde um dos aspectos físicos principais nesta tarefa refere-se à nossa noção de distância. Através das observações notamos que todos os objetos astronômicos parecem se afastar de nós, e quanto mais longe um objeto (uma galáxia, por exemplo) se encontra, mais rapidamente este objeto se afasta. Essas velocidades de afastamento são medidas através do desvio para o vermelho (*redshift*) observado nas linhas espectrais dos objetos, que tem sua origem física (localmente) no efeito Doppler para ondas de luz. Da mesma maneira, para o caso de um objeto se movendo em nossa direção vamos obter uma frequência maior no espectro visível resultando no desvio para o azul (*blueshift*). Com esse estudo do redshift, da distribuição e da luminosidade de objetos como galáxias e supernovas concluímos que nosso universo está em expansão e que nos encontramos agora em uma época de expansão acelerada.

Com nosso universo em expansão também adotamos uma medida de coordenadas comóveis. Convém introduzir o fator de escala $a(t)$, como função do e tempo cósmico t , onde é comum normalizá-lo de tal maneira que seu valor hoje (t_0) seja a unidade, $a(t_0) = 1$. Sua relação com a distância física real é dada por

$$\vec{r} = a(t)\vec{x}, \quad (1.1)$$

onde \vec{r} é a distância real, t o tempo cósmico e \vec{x} a distância comóvel.

Através desta relação de distância podemos calcular a velocidade de recessão de observáveis obtendo a lei de Hubble (HUBBLE, 1929)

$$\vec{v} = \frac{|\dot{\vec{r}}|}{|\vec{r}|}\vec{r} = \frac{\dot{a}}{a}\vec{r}, \quad (1.2)$$

definindo o parâmetro de Hubble

$$H = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.3)$$

Seu valor hoje é caracterizado por H_0 . Ao medirmos a constante de Hubble encontramos um valor positivo, dessa maneira sabemos que o universo está expandindo.

Em um universo homogêneo e isotrópico, descrito por uma expansão do tipo Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW), podemos relacionar o fator de escala com o desvio para o vermelho através da seguinte relação

$$a(t) = \frac{1}{1 + z(t)}, \quad (1.4)$$

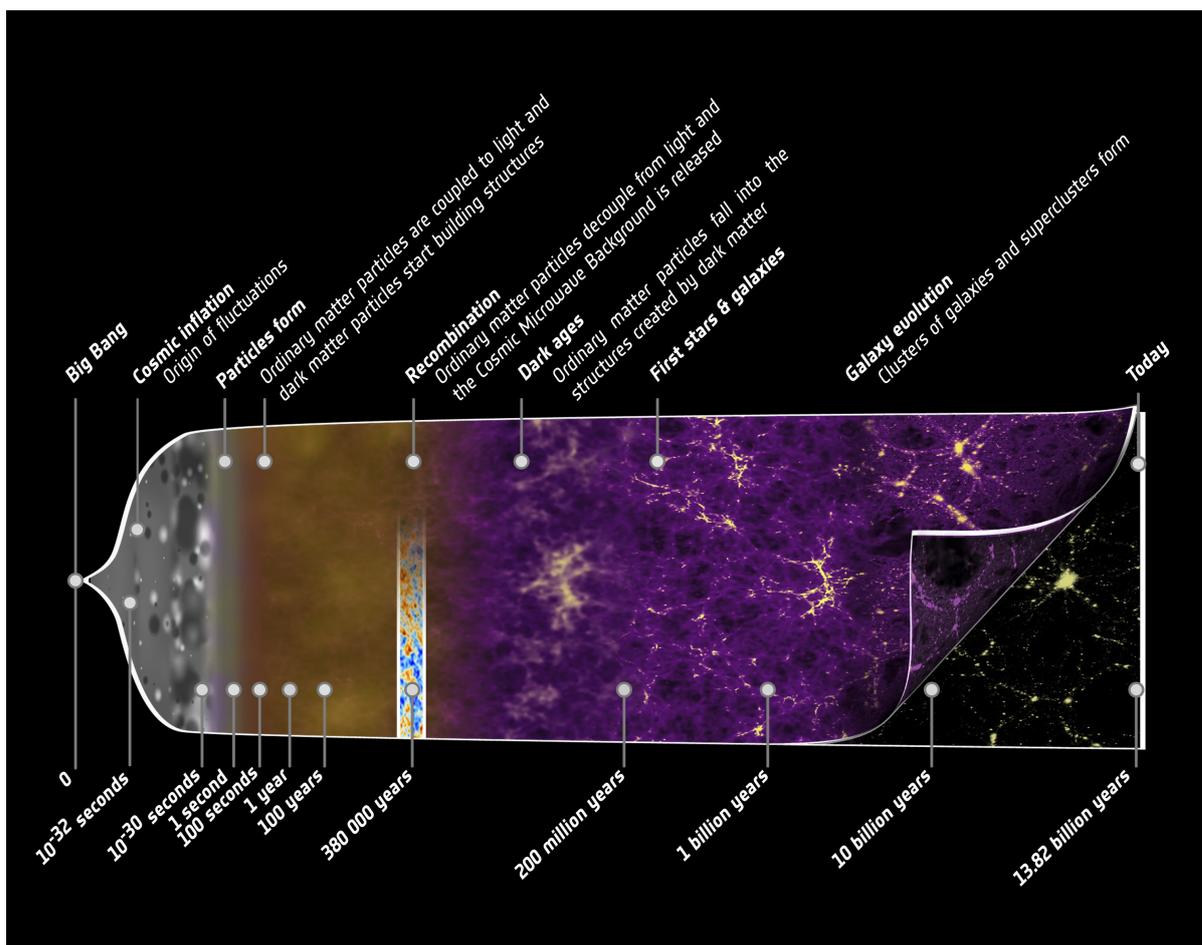
onde z representa o desvio para o vermelho (*redshift*).

Com essa noção de distância e tempo podemos descrever uma linha temporal do universo de acordo com a mostrada na [Figura 1](#). A partir de uma singularidade chamada *Big Bang* o universo surge, de um estado extremamente comprimido e de alta energia. A partir daí, de acordo com o modelo padrão da cosmologia, surge uma época inflacionária onde o universo (seu fator de escala) se expande exponencialmente. Com o fim da Inflação, tem-se início a chamada época da radiação. A partir deste momento, temperatura decai com a expansão cósmica $T \sim a^{-1}$. Em certo momento, cerca de 380.000 anos após o Big Bang, o Universo esfriou o suficiente para formar os primeiros átomos de hidrogênio. Época chamada de recombinação. Como consequência disso são liberados os fótons (até então fortemente acoplados aos elétrons devido ao espalhamento Thomson) para evoluírem livremente. Chamamos este último processo de época do *desacoplamento*. A *Radiação Cósmica de Fundo* (CMB - Cosmic Microwave Background) aparece em torno de $z = 1100$, ou seja, quando o universo era muito novo. A CMB carrega muitas evidências observacionais onde podemos verificar, por exemplo, a geometria do nosso universo, sua homogeneidade e isotropia ([WANDS](#); [PIATTELLA](#); [CASARINI, 2016](#)). Ao medir a diferença de temperatura entre um ponto e outro do céu, observando as anisotropias da CMB, obtemos flutuações da ordem

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}, \quad (1.5)$$

fato que indica a homogeneidade e isotropia do universo em grandes escalas. A teoria de inflação ([SENATORE, 2017](#)) explica esta pequena anisotropia conectando pontos que, sem ela, deveriam estar causalmente desconectados.

Figura 1 – Linha do tempo para universo detalhando cada fase da evolução cósmica, desde o Big Bang até hoje. A idade estimada para o universo é de 13,8 bilhões de anos.



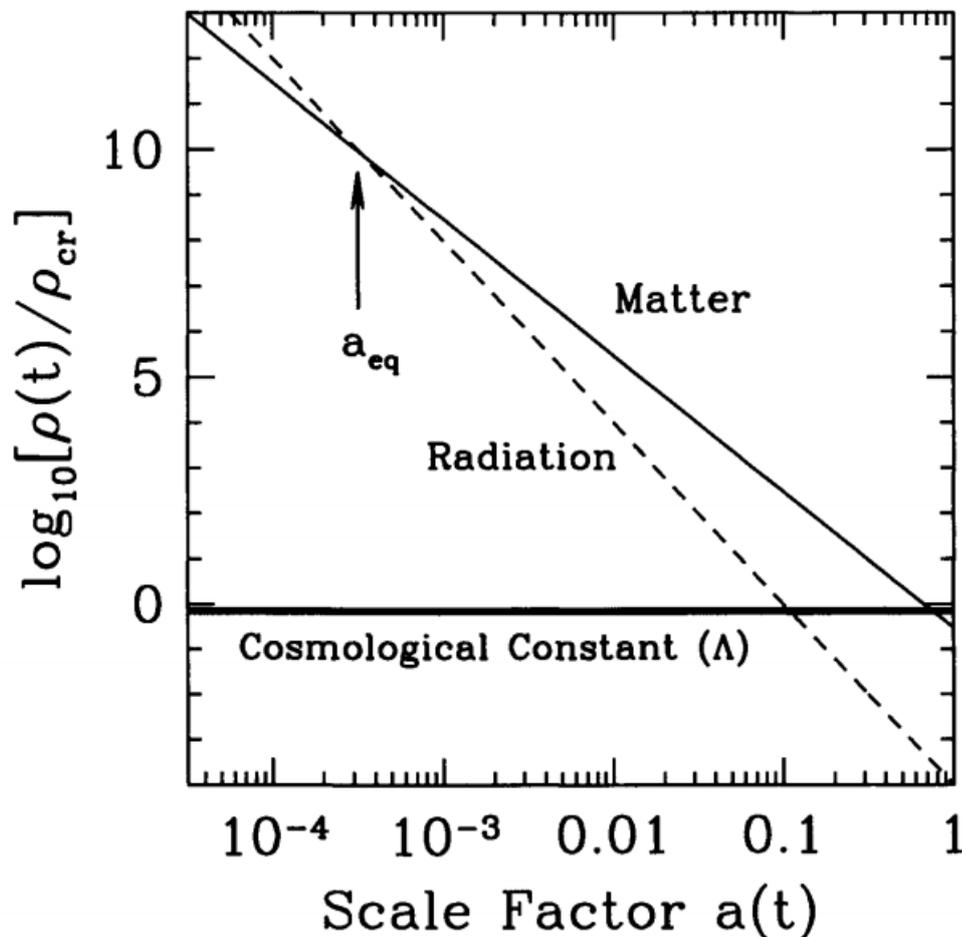
Fonte: <https://www.nasa.gov/mission_pages/planck/multimedia>

A CMB também nos traz uma importante questão: Como, de um universo homogêneo e isotrópico, surgiram as estruturas observadas atualmente? Tal pergunta é respondida através da teoria de perturbações cosmológica. Imaginando um universo como um fluido homogêneo, ao inserir uma pequena flutuação em um ponto deste fluido a interação gravitacional com os pontos ao seu redor pode levar a uma aglomeração de matéria. Esses pontos são atraídos gravitacionalmente formando as estruturas. Podemos encontrar a evolução da flutuação de cada componente do universo através da equação de Boltzmann, que nos dá a variação da função de distribuição no tempo, sendo essa função de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein, dependendo do tipo de partícula estudada (DODELSON, 2003).

Em cosmologia podemos estudar as componentes do universo de várias formas. De um modo geral, consideram-se, como constituintes do universo, neutrinos, fótons, prótons, nêutrons, elétrons, matéria escura fria e energia escura. Assim como visualizado na Figura 2,

a dinâmica do universo passa por períodos dominados por diferentes componentes.

Figura 2 – Era da radiação, da equivalência, da matéria e da expansão acelerada: No eixo vertical temos a densidade total sobre a densidade crítica do universo e no eixo horizontal o tempo descrito pelo fator de escala

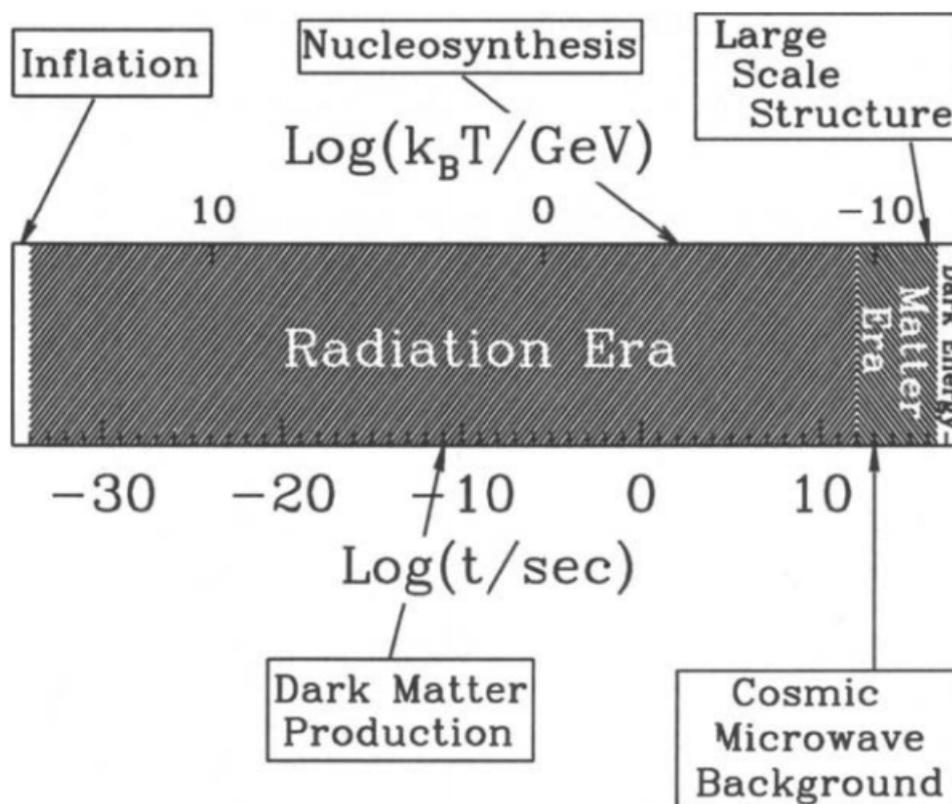


Fonte: (DODELSON, 2003)

Associamos estes períodos com os termos *época*, daí temos a época da radiação, da matéria e da expansão acelerada. A densidade ρ de fótons e neutrinos, que compõem nosso fluido de radiação, decai mais rapidamente com a expansão cósmica (com $\rho \sim a^{-4}$). Em seguida, existe uma equivalência de radiação e matéria, que ocorre por volta de um desvio para o vermelho $z_{eq} \sim 3300$. Com isso, o universo passa por uma época dominada pela matéria (que decai com $\rho \sim a^{-3}$). Esta época é fundamental para a formação de estruturas cósmicas. Finalmente, em $z \sim 0.55$, chegamos aos "dias de hoje", onde a densidade da energia escura domina a expansão cósmica e observamos uma expansão acelerada do universo. Essa expansão acelerada pode ser explicada ao adicionarmos a energia escura como uma componente do universo. Já a matéria escura fria é inserida para explicar, por exemplo, a quantidade de estruturas observadas hoje (também pode explicar curvas de rotação de galáxias e outras implicações).

Para reforçar esta introdução à história do universo também utilizamos a [Figura 3](#). De fato, é importante diferenciar tempos primordiais e tempos tardios para selecionar o foco de qualquer estudo em cosmologia. A [Figura 3](#), por exemplo, possui um grande enfoque no período primordial do universo.

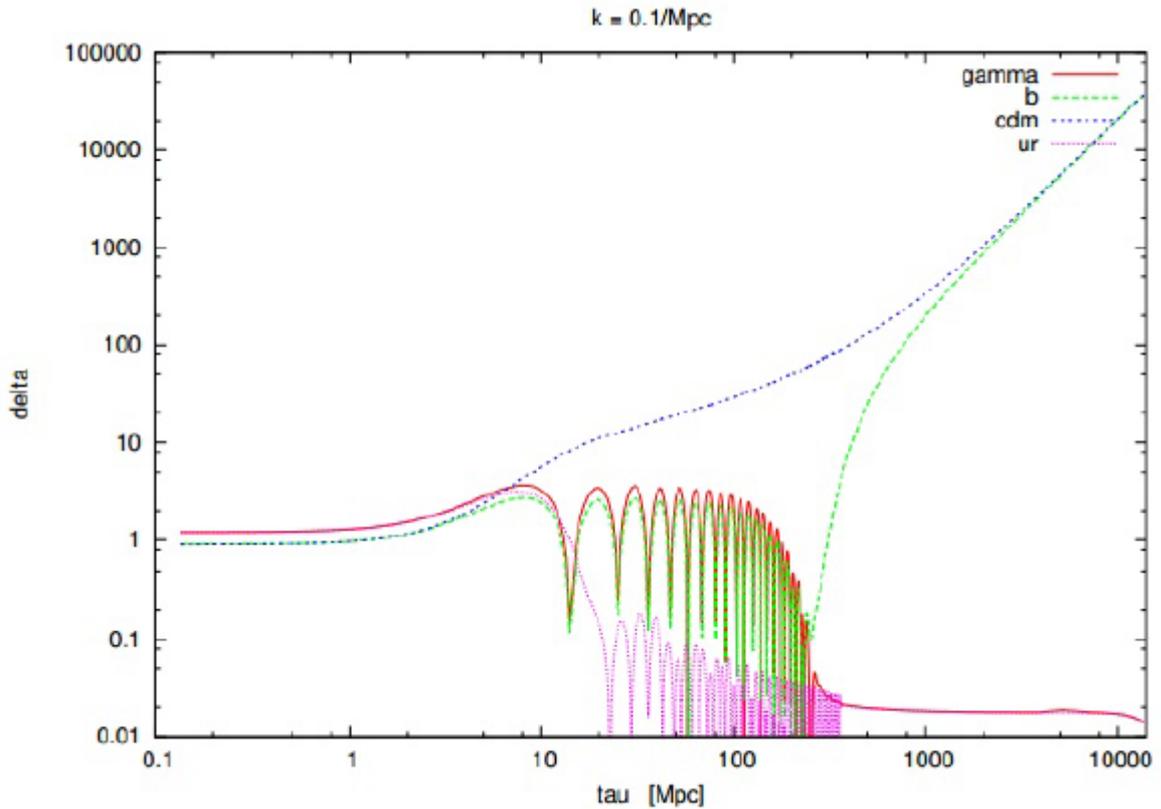
Figura 3 – Épocas do universo como função do tempo cósmico (parte inferior do eixo horizontal) ou como função da temperatura (parte superior do eixo horizontal).



Fonte: ([DODELSON, 2003](#))

Como dito acima, a chamada expansão de base (ou de fundo) do universo é determinada pela componente que domina seu conteúdo material. Também como já dito, a interação gravitacional pode fazer com que, localmente, uma pequena perturbação da distribuição homogênea da densidade de um fluido se aglomere. Estamos assim falando da chamada evolução das perturbações cosmológicas. Entende-se que a existência de um objeto astronômico como uma galáxia, por exemplo, deve-se à existência de uma perturbação inicial na matéria escura e que, após o desacoplamento, capturou a matéria bariônica. A [Figura 4](#) mostra como as perturbações de cada componente do universo evoluem.

Figura 4 – Evolução das componentes do universo: contraste de densidade ($\delta = \delta\rho/\rho$) \times tempo conforme. Na direita temos o início do universo demonstrando a evolução das flutuações no tempo.



Fonte: Arquivos do código CAMB (LEWIS; BRIDLE, 2002a)

Esta figura mostra o típico comportamento oscilatório da perturbação da radiação representada por *gamma* (fótons) e *ur* (neutrinos relativísticos). Já a matéria escura fria, representada por *cdm* (*cold dark matter*) no gráfico (linha pontilhada), começa a formar "poços" de potencial gravitacional onde a matéria bariônica (*b*), após o desacoplamento, é atraída para formar as estruturas observadas hoje. A energia escura, na forma de uma constante cosmológica Λ , inserida para explicar a expansão acelerada, não aglomera como outras componentes. Em geral, mesmo em modelos alternativos para a energia escura onde sua aglomeração possa existir, este processo é extremamente limitado.

Nesta dissertação estudamos o comportamento da energia escura no nível de suas perturbações. Portanto nosso foco é o universo tardio, se concentrando no período desde a CMB até hoje. Assim, desprezamos contribuições da radiação. Em resumo, vamos modelar o universo como se fosse composto apenas por matéria (que pode ser entendida como matéria escura e bariônica) e energia escura.

Na cosmologia o modelo de maior concordância com as observações é o modelo Λ CDM. Neste trabalho vamos investigar modelos alternativos à componente de energia

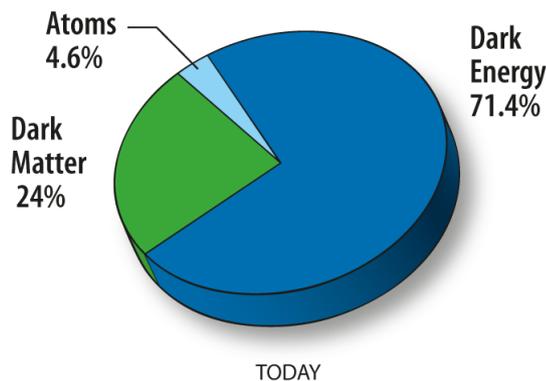
escura Λ e ainda assumir que as perturbações podem ter contribuições ditas não adiabáticas.

1.1 O modelo padrão

O modelo cosmológico padrão descreve o universo através de alguns pilares fundamentais. Entre eles podemos citar: a ideia de inflação cósmica, o princípio cosmológico (que parte da hipótese que o universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas) e os conceitos de matéria e energia escuras.

A energia escura é um dos grandes mistérios para os cosmólogos se tornando uma das grandes áreas de pesquisa atualmente. De acordo com observações, a quantidade de energia escura no universo atual corresponde a um valor próximo de 70% do conteúdo total de energia do universo [Figura 5](#).

Figura 5 – Representação da composição atual da energia do universo entre suas componentes. O termo "átomos" utilizado no gráfico se refere a toda a matéria conhecida pelo modelo padrão de partículas elementares. Também se usa, em cosmologia, o jargão "matéria bariônica".



Fonte: <https://wmap.gsfc.nasa.gov/universe/uni_matter.html>

Embora o modelo padrão seja bastante utilizado ele possui problemas. Por exemplo citamos o problema da constante cosmológica ([PADILLA, 2015](#)). Este problema tem sua origem na associação de Λ , assim como utilizado na relatividade geral, com o comportamento dinâmico que a energia de vácuo teria na teoria quântica de campos. No entanto, inferidos $\sim 70\%$ da composição atual do universo na forma de Λ entram em desacordo com estimativas teóricas advindas da teoria quântica de campos chegando a uma diferença de 123 ordens de grandeza.

Também relacionado à energia escura há o problema da coincidência cósmica ([VELTEN; MARTTENS; ZIMDAHL, 2014](#)). Trata-se da equivalência na ordem de grandeza da densidade de energia escura e de matéria escura próximo ao momento atual do universo. A [Figura 2](#) exemplifica isso. Note que a linha horizontal, representando a densidade de

energia de Λ passa a dominar a matéria muito próximo de hoje, ou seja, $a = 1$ naquela figura. Utilizando o modelo padrão descobrimos que essas densidades possuíam igualdade em um desvio para o vermelho $z \approx 0.55$. O que nos leva a questionar por que estamos vivendo em uma época tão especial, e quais condicionais iniciais são necessárias para chegar a este ponto nos dias de hoje.

Esta dissertação possui foco nos trabalhos (VELTEN; FAZOLO, 2017) (VELTEN et al., 2018) onde analisamos modelos de energia escura com alguns aspectos de perturbação de entropia. De certa forma, pode se entender que este trabalho investiga uma extensão do modelo padrão. Ainda, a título de organização de nossa notação, vamos considerar $c = 1$ por simplicidade nas demonstrações.

1.2 Geometria e Relatividade Geral

Para tratar um universo em expansão e entender a física que observamos utilizamos relatividade geral que relaciona a geometria do universo com a distribuição de matéria-energia. Aqui vamos introduzir alguns conceitos.

A relatividade geral é uma das principais ferramentas dos cosmólogos para descrever a interação gravitacional. Geometricamente consideramos o tempo como um coordenada e podemos associar o fator de escala da geometria às coordenadas espaciais para o universo em expansão.

O conceito de distância tem relação com a definição do elemento de linha ds e sua dependência com uma métrica, de acordo com a geometria do espaço. Na cosmologia uma das métricas mais utilizadas é a métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW). Trata-se da descrição de um universo homogêneo, isotrópico e em expansão. De maneira geral, e em coordenadas esféricas, é definida como

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (1.6)$$

onde k é parâmetro de curvatura.

Observando esta equação sabemos que estamos considerando um universo em expansão que evolui com fator de escala a , e com uma curvatura dada por k . Com as observações da CMB podemos restringir os parâmetros cosmológicos. Um deles é a geometria do nosso universo que pode ser analisada através da localização do primeiro pico no espectro de potência angular da CMB. Como resultado, concluí-se que estamos em um universo plano onde $k = 0$ (WANDS; PIATTELLA; CASARINI, 2016), (COLLABORATION et al., 2016). Para um universo fechado teríamos $k = +1$ e para um universo aberto $k = -1$. Vamos então tratar nosso universo como plano daqui para frente ¹.

¹ Mais adiante vamos utilizar k para representar o número de onda de perturbações trabalhando no espaço de Fourier apenas.

Observando nosso universo sabemos que ele possui não homogeneidades. Com isso, faz-se uso da teoria de perturbação cosmológica. Essa teoria é fundamental para explicarmos a formação de estruturas como aglomerados de galáxias, filamentos de galáxias e vazios. Entendendo como pequenas flutuações evoluem para o que observamos hoje. Vamos utilizar esta teoria para analisar modelos de energia escura.

A teoria de perturbação cosmológica introduz uma métrica perturbada que podemos avaliar em níveis lineares e não lineares e também como escalar, vetorial e tensorial. Podemos separar as partes escalares, vetoriais e tensoriais através do teorema de Helmholtz (DODELSON, 2003), (MUKHANOV, 2005). Vamos utilizar apenas as perturbações escalares no nível linear. A métrica de FLRW perturbada é dada por:

$$ds^2 = -(1 + 2A)dt^2 + 2a\partial_i B dx^i dt + a^2[(1 + 2\psi)\delta_{ij} + 2\partial_{ij} E]dx^i dx^j, \quad (1.7)$$

onde A , B , ψ e E são as perturbações escalares da métrica.

Na teoria de perturbação também introduzimos os termos invariantes de calibre fazendo uma transformação de coordenadas, que após alguns cálculos e considerando apenas perturbações escalares, podemos combiná-las encontrando os potenciais de Bardeen

$$A - \frac{d}{dt}[a^2(\dot{E} + B/a)] \equiv \Phi, \quad (1.8)$$

e

$$-\psi + a^2 H(\dot{E} + B/a) \equiv \Psi. \quad (1.9)$$

Utilizamos o símbolo ponto para representar a derivada no tempo cósmico. Vamos utilizar o calibre Newtoniano onde $E = B = 0$ definindo assim:

$$\begin{aligned} A &\equiv \Phi, \\ -\psi &\equiv \Psi. \end{aligned} \quad (1.10)$$

A perturbação Φ corresponde ao potencial Newtoniano e a perturbação Ψ a perturbação da curvatura espacial.

Na relatividade geral somos introduzidos à equação de Einstein, que utilizamos para descrever a dinâmica do universo

$$G_{\alpha\beta} \equiv R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}\mathcal{R} = 8\pi GT_{\alpha\beta}. \quad (1.11)$$

Nesta equação podemos relacionar a curvatura do espaço-tempo com a matéria, onde $G_{\alpha\beta}$ é o tensor de Einstein e $T_{\alpha\beta}$ o tensor de energia-momento. O tensor $G_{\alpha\beta}$ é composto pelo tensor de Ricci $R_{\alpha\beta}$ e seu escalar \mathcal{R} . Como estamos trabalhando numa análise perturbativa, todos os termos da equação de Einstein vão possuir termos perturbativos. Podemos obter

os tensores de Ricci perturbados e seu escalar aplicando a métrica perturbada nos símbolos de Christoffel que compõe este tensor:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} &= \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} - \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha,\nu} + \Gamma^{\alpha}_{\beta\alpha}\Gamma^{\beta}_{\mu\nu} - \Gamma^{\alpha}_{\beta\nu}\Gamma^{\beta}_{\mu\alpha}, \\ \mathcal{R} &= g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

onde os símbolos de Christoffel são definidos por

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{g^{\mu\nu}}{2} \left[\frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\nu}} \right], \quad (1.13)$$

e $g_{\mu\nu}$ é nossa métrica total que possui termos do fundo e perturbativos. Os cálculos extensos para estas quantidades perturbadas no nível escalar podem ser encontradas em vários livros (DODELSON, 2003), (MUKHANOV, 2005), (WEINBERG, 2008) e artigos (KODAMA; SASAKI, 1984) e também em (FAZOLO, 2016).

O tensor energia-momento é definido através do fluxo de energia e densidade no espaço-tempo. Tratando o universo como um fluido com densidade ρ e pressão p , o tensor energia-momento é descrito pelas seguintes componentes

$$\begin{aligned} T^0_0 &= -(\rho + \delta\rho), \quad T^0_{\alpha} = (\rho + p)v_{,\alpha}, \\ T^{\alpha}_{\beta} &= (p + \delta p)\delta^{\alpha}_{\beta} + \Pi^{\alpha}_{\beta}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

onde $\delta\rho$, δp , v correspondem as perturbações da densidade, pressão e do potencial escalar associado a velocidade respectivamente. O termo Π^{α}_{β} é uma contribuição anisotrópica (viscosidade de cisalhamento, por exemplo) que vamos considerar como nulo em nosso estudo.

Vamos considerar agora o caso de um universo composto por apenas um fluido perfeito. Assim as componentes da equação de Einstein (0-0, 0-i, i-j) para a base serão as equações de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}, \quad (1.15)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p). \quad (1.16)$$

Já para as perturbações escalares de primeira ordem temos

$$-\frac{\nabla^2}{a^2}\Phi + 3H^2\Phi + 3H\dot{\Phi} = -4\pi G\delta\rho, \quad (1.17)$$

$$H\Phi + \dot{\Phi} = 4\pi Ga(\rho + p)v, \quad (1.18)$$

e

$$3\ddot{\Phi} + 9H\dot{\Phi} + (6\dot{H} + 6H^2 + \frac{\nabla^2}{a^2})\Phi = 4\pi G(\delta\rho + 3\delta p), \quad (1.19)$$

onde v é o potencial escalar associado a velocidade, H é o parâmetro de Hubble ($H(t) \equiv \frac{da/dt}{a}$) e G a constante gravitacional. A contribuição de i - j sem traço longitudinal nos leva a $\Psi = \Phi$ devido a $\Pi_\beta^\alpha = 0$, o que já foi considerado na apresentação da [Equação 1.19](#).

Fazendo a conservação do tensor energia momento $T^{\mu\nu}_{;\mu} = 0$ para a base obtemos a equação de continuidade

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (1.20)$$

Utilizando nossa métrica perturbativa obtemos esta equação da forma

$$\delta\dot{\rho} + 3H(\delta\rho + \delta p) = (\rho + p)\left(3\dot{\Phi} + \frac{\nabla^2}{a}v\right), \quad (1.21)$$

e a também a conservação de momento

$$\frac{[a^4(\rho + p)v]'}{a^4(\rho + p)} = \frac{1}{a}\left(A + \frac{\delta p}{\rho + p}\right). \quad (1.22)$$

Com essas equações podemos descrever como as perturbações no universo se comportam.

1.3 Componentes do universo

Vamos considerar o universo composto por radiação, matéria bariônica, matéria escura fria e energia escura. Utilizando a equação de Einstein obtemos a equação de Friedmann para o modelo Λ CDM. Relacionamos então a taxa de expansão do universo em função de suas componentes com os decaimentos com o fator de escala da seguinte maneira

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \frac{\Omega_{r0}}{a^4} + \frac{\Omega_{b0}}{a^3} + \frac{\Omega_{dm0}}{a^3} + \Omega_{DE}, \quad (1.23)$$

supondo o caso da constante cosmológica para a energia escura.

Introduzimos os parâmetros de densidade Ω_x que são definidos pela densidade de cada componente sobre a densidade crítica do universo ρ_x/ρ_{cr} , onde $\rho_{cr}(t_0) \approx 1.88h^2 \times 10^{-26} \text{kgm}^{-3}$. Dessa maneira a soma de todos os parâmetros de densidade devem resultar na quantidade total $\Omega_{r0} + \Omega_{b0} + \Omega_{dm0} + \Omega_{DE} = 1$.

Em nosso estudo vamos focar apenas em efeitos tardios começando pela era dominada pela matéria até hoje. Desse modo desprezamos efeitos de radiação restando matéria bariônica, matéria escura e energia escura. Com o objetivo de analisar a natureza da energia escura, ao dividir o universo em dois fluidos, um de matéria total (bariônica+ cdm) e outro de energia escura, a equação de Einstein [Equação 1.11](#) pode ser escrita da forma

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} = 8\pi GT_{\mu\nu}^m + 8\pi GT_{\mu\nu}^{DE}, \quad (1.24)$$

onde o primeiro termo à direita corresponde ao fluido de matéria total que introduzimos anteriormente, e o segundo termo corresponde ao fluido de energia escura. E a taxa de expansão pode ser reescrita como

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \frac{\Omega_{m0}}{a^3} + \Omega_{DE}. \quad (1.25)$$

Podemos caracterizar um fluido introduzindo o parâmetro da equação de estado que é definido como

$$w = \frac{p}{\rho}, \quad (1.26)$$

que associa onde uma pressão específica para cada densidade $p \equiv p(\rho)$. Dessa maneira vamos atribuir a energia escura um parâmetro da equação de estado $w_{DE} = p_{DE}/\rho_{DE}$ (*dark energy*), que no caso mais simples

$$w_{DE} = -1, \quad (1.27)$$

possui o mesmo comportamento dinâmico de fundo da constante cosmológica Λ . Vamos estudar outros parâmetros de equação de estado para a energia escura que serão introduzidos mais à frente.

Como não conhecemos a relação da energia escura com o fator de escala, podemos escrever de maneira mais geral inserindo uma função com seu parâmetro da equação de estado. Assumindo uma expansão de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), a taxa de expansão do universo é reescrita da forma

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \frac{\Omega_{m0}}{a^3} + (1 - \Omega_{m0}) e^{-3 \int da \frac{1+w_{DE}}{a}}, \quad (1.28)$$

onde a soma dos parâmetros de densidade devem resultar na quantidade total $\Omega_{m0} + \Omega_{DE} = 1$. Durante a dissertação vamos fixar seus valores como $\Omega_{m0} = 0.3$ e $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, estes valores serão usados nas análises.

Com a base para trabalharmos com a dinâmica do universo, podemos seguir em direção à perturbação de entropia afim de entendermos como funciona e como podemos aplicar para a energia escura questões como adiabaticidade e não adiabaticidade em nossos modelos.

2 Análise perturbativa

Em cosmologia é comum adotarmos a descrição da dinâmica do universo através de fluidos perfeitos. Fluidos perfeitos em equilíbrio não geram entropia e nem possuem propriedades dissipativas como viscosidade, cisalhamento e troca de calor devido a sua dinâmica ser reversível e sem dissipação. Mas alguns aspectos do universo só podem ser compreendidos ao inserirmos processos dissipativos, aproximando-se assim de um fluido real que possui irreversibilidade. O objetivo deste trabalho é estudar o impacto de inserirmos perturbações de entropia na energia escura. Não vamos considerar termos dissipativos como viscosidade, cisalhamento e fluxo de calor que são consequências de uma termodinâmica irreversível (MAARTENS, 1996) e requerem uma descrição microscópica destes fenômenos.

Posteriormente, nesta dissertação, faremos este estudo através da teoria de perturbações cosmológicas relativistas. No entanto, afim de introduzir uma abordagem pedagógica para esta situação vamos descrever, na próxima seção, a dinâmica perturbativa de um fluido através de uma análise Newtoniana.

2.1 Abordagem Newtoniana

Para compreendermos as consequências de adicionarmos a entropia em um fluido vamos introduzir uma abordagem newtoniana em um fluido perfeito (MO; BOSCH; WHITE, 2010). O conteúdo desta seção é meramente ilustrativo e não tem relação direta com os resultados apresentados no capítulo 4.

Considerando um fluido perfeito não relativístico com densidade ρ e velocidade \vec{u} sob influência de um campo gravitacional ϕ podemos descrever a evolução do fluido através da equação da continuidade, equação de Euler e de Poisson. Respectivamente,

$$\frac{D\rho}{Dt} + \nabla_{\vec{r}} \cdot \vec{u} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{\nabla_{\vec{r}} p}{\rho} = \nabla_{\vec{r}} \phi, \quad (2.2)$$

$$\nabla_{\vec{r}}^2 \phi = 4\phi G\rho, \quad (2.3)$$

onde

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla_{\vec{r}}.$$

A coordenada \vec{r} representa a distância real introduzida em [Equação 1.1](#). Vamos introduzir o universo em expansão com a representação de distância comóvel utilizando \vec{x} .

Dessa maneira a velocidade própria em um ponto \vec{x} pode ser escrita como:

$$\vec{u} = \dot{a}(t)\vec{x} + \vec{v}, \quad (2.4)$$

$$\vec{v} \equiv a\dot{\vec{x}}, \quad (2.5)$$

onde chamamos \vec{v} de velocidade peculiar de movimento do fluido em relação ao observador em \vec{x} que está comóvel em relação ao fundo. Passando para as coordenadas comóveis as derivadas se transformam da seguinte maneira

$$\nabla_{\vec{r}} \rightarrow \frac{1}{a}\nabla_{\vec{x}}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\dot{a}}{a}\vec{x} \cdot \nabla_{\vec{r}}. \quad (2.7)$$

Inserindo uma pequena flutuação no fluido podemos descrever a densidade com uma parte perturbativa em relação ao fundo

$$\rho(\vec{x}, t) = \bar{\rho}[1 + \delta(\vec{x}, t)], \quad (2.8)$$

tal que δ é o contraste de densidade definido como $\delta = \delta\rho/\rho$.

Considerando um fluido não relativístico, cuja densidade decai com $\bar{\rho} \propto a^{-3}$, as equações de evolução [Equação 2.1](#), [Equação 2.2](#), [Equação 2.3](#) em nível perturbativo se tornam

$$\frac{\partial\delta}{\partial t} + \frac{1}{a}\nabla \cdot [(1 + \delta)\vec{v}] = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a}\vec{v} + \frac{1}{a}(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{\nabla\Phi}{a} - \frac{\nabla p}{a\bar{\rho}(1 + \delta)}, \quad (2.10)$$

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta, \quad \Phi \equiv \phi + a\ddot{a}x^2/2. \quad (2.11)$$

Podemos analisar a pressão desse fluido de uma maneira mais geral. Através do parâmetro da equação de estado de um fluido w [Equação 1.26](#) podemos associar sua pressão com a densidade $p = p(\rho)$, além disso podemos generalizar adicionando sua dependência com a entropia

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

onde S é a entropia do sistema que engloba nosso fluido. Ao introduzir esta nova variável precisamos de mais uma equação para ser possível resolver nosso sistema de equações. Da termodinâmica temos por definição que a quantidade de calor dQ adicionada ao fluido está diretamente relacionada com a entropia

$$dS = \frac{dQ}{T}, \quad (2.13)$$

onde T é a temperatura. Pode-se relacionar essa variação de calor com a quantidade de aquecimento \mathcal{H} (*heat*) e de esfriamento \mathcal{C} (*cold*) por unidade de volume. Assim

$$T\frac{dS}{dt} = \frac{\mathcal{H} - \mathcal{C}}{\rho}. \quad (2.14)$$

Logo, se a evolução for adiabática, então não há troca de calor, sendo $dS/dt = 0$.

A primeira lei da termodinâmica nos fornece a conservação de energia do sistema

$$dU = TdS - PdV, \quad (2.15)$$

onde U representa a energia interna do sistema termodinâmico.

Assumindo essa conservação e considerando um gás monoatômico $U = (3/2)k_B T$ (onde k_B é a constante de Boltzmann) com massa unitária $V = 1/\rho$ a primeira lei toma a forma

$$TdS = d\left(\frac{3p}{2\rho}\right) + pd\left(\frac{1}{\rho}\right). \quad (2.16)$$

Utilizando a relação $p = (\rho/\mu m_p)k_B T$ (onde μ é o peso molecular médio por unidade de massa do próton m_p) para substituir a temperatura na equação acima obtemos

$$d \ln P = \frac{5}{3} d \ln \rho + \frac{2}{3} \frac{\mu m_p}{k_B} S d \ln S, \quad (2.17)$$

que resulta na seguinte solução para a pressão

$$p \propto \rho^{5/3} \exp\left(\frac{2}{3} \frac{\mu m_p}{k_B} S\right). \quad (2.18)$$

Sabendo da dependência da pressão com a densidade e entropia sua derivada total nos dá

$$\frac{\nabla p}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \nabla \rho + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho \nabla S \right], \quad (2.19)$$

onde podemos definir a velocidade de som adiabática

$$c_{ad}^2 = (\partial p / \partial \rho)_S, \quad (2.20)$$

obtendo para o gás monoatômico

$$\frac{\nabla p}{\bar{\rho}} = c_{ad}^2 \nabla \delta + \frac{2}{3} (1 + \delta) T \nabla S. \quad (2.21)$$

Substituindo essa relação na equação de Euler [Equação 2.10](#)

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} \vec{v} + \frac{1}{a} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla \Phi}{a} - \frac{c_{ad}^2}{a} \frac{\nabla \delta}{(1 + \delta)} - \frac{2T}{3a} \nabla S. \quad (2.22)$$

Considerando δ e \vec{v} muito pequenos de tal maneira que podemos desprezar termos de segunda ordem em [Equação 2.9](#) e [Equação 2.10](#) obtemos o seguinte conjunto de equações

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} [\nabla \cdot \vec{v}] = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} \vec{v} = -\frac{\nabla \Phi}{a} - \frac{c_{ad}^2}{a} \nabla \delta - \frac{2\bar{T}}{3a} \nabla S, \quad (2.24)$$

onde \bar{T} é a temperatura do fundo e c_s^2 é a velocidade do som utilizando as quantidades do fundo. Aplicando $\nabla \times$ nos dois lados de [Equação 2.24](#) obtemos

$$\nabla \times \vec{v} \propto a^{-1}. \quad (2.25)$$

Então, no regime linear, o campo de velocidade peculiar decai com a expansão e pode ser desprezado em tempos tardios. Essa expressão equivale à conservação de momento angular no universo em expansão.

Diferenciando [Equação 2.23](#) em relação a t e utilizando a [Equação 2.11](#) e a [Equação 2.24](#)

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2\frac{\dot{a}}{a}\frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G\bar{\rho}\delta + \frac{c_{ad}^2}{a^2}\nabla^2\delta + \frac{2\bar{T}}{3a^2}\nabla^2 S, \quad (2.26)$$

obtemos a equação de evolução do contraste de densidade para um gás monoatômico, onde podemos notar pelo seu segundo termo do lado esquerdo possui um fator de Hubble que amortece o crescimento da perturbação devido a expansão do universo. O primeiro termo do lado direito correspondem à instabilidade gravitacional que colabora com o crescimento das perturbações. Já os últimos dois termos do lado direito corresponde à variação espacial de densidade $\nabla^2\delta$, e o outro $\nabla^2 S$ está relacionado às variações espaciais de uma entropia específica.

Na [Equação 2.26](#) podemos observar que a perturbação de densidade δ e de entropia S , atuam como fontes para a evolução das flutuações de densidade. A perturbação de entropia corresponde a variações espaciais na pressão que geram flutuações de densidade através de uma expansão ou compressão adiabática. Logo, há duas perturbações iniciais que podem ser fontes das flutuações:

- $\delta_i \neq 0$ e $\delta_i S = 0$, perturbações isentrópicas;

- $\delta_i = 0$ e $\delta_i S \neq 0$, perturbações de isocurvatura

Perturbações isentrópicas e de isocurvatura podem estar presentes nas condições iniciais. Já que perturbações na métrica de espaço-tempo estão associadas com a densidade de energia, perturbações isentrópicas correspondem às perturbações na curvatura do espaço-tempo, enquanto as de isocurvatura não.

Em nosso estudo ao me referir que um modelo é adiabático, estou considerando que sua condição inicial e que sua evolução é adiabática. Já para modelos não adiabáticos, considero uma condição inicial sempre isentrópica mas com evolução não adiabática. Vale destacar que mesmo se as condições iniciais forem isentrópicas, as flutuações na entropia podem surgir através de processos não adiabáticos.

2.2 Perturbação da entropia

De acordo com a termodinâmica (MAARTENS, 1996), a pressão pode ser descrita como um função da densidade e entropia [Equação 2.12](#). Fazendo uma pequena variação da pressão, obtemos similarmente a [Equação 2.19](#)

$$\delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{S=\text{const}} \delta \rho + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_{\rho=\text{const}} \delta S, \quad (2.27)$$

tal que δS é uma pequena flutuação de entropia.

Agora, no contexto das perturbações relativísticas, a perturbação de entropia vem de um termo invariante de calibre que corresponde à perturbação de curvatura em hipersuperfícies (KODAMA; SASAKI, 1984), (MALIK; WANDS; UNGARELLI, 2003). Este termo perturbativo é dado por

$$\zeta = -\Phi - H \frac{\delta \rho}{\dot{\rho}}, \quad (2.28)$$

onde, por exemplo, para um fluido x

$$\zeta_x = -\Phi - H \frac{\delta \rho_x}{\dot{\rho}_x}, \quad (2.29)$$

e para um dado número de fluidos α , é dada pela soma

$$\zeta = \sum_{\alpha} \frac{\dot{\rho}_{\alpha}}{\dot{\rho}} \zeta_{\alpha}. \quad (2.30)$$

A diferença entre duas perturbações de curvatura é o que chamamos de perturbação de entropia relativa (isocurvatura)

$$S_{xy} = 3(\zeta_x - \zeta_y) \equiv -3H \left(\frac{\delta \rho_x}{\dot{\rho}_x} - \frac{\delta \rho_y}{\dot{\rho}_y} \right), \quad (2.31)$$

onde x e y são quaisquer dois fluidos.

Utilizando nossa definição para a perturbação de entropia relativa [Equação 2.31](#) e [Equação 2.30](#) podemos reescrever a perturbação da forma

$$\zeta_{\alpha} = \zeta + \frac{1}{3} \sum_{\beta} \frac{\dot{\rho}_{\beta}}{\dot{\rho}} S_{\alpha\beta}. \quad (2.32)$$

Podemos fazer uma decomposição da perturbação da pressão [Equação 2.27](#) como:

$$\delta p = c_s^2 \delta \rho + \delta p_{nad}. \quad (2.33)$$

Na presença de mais de um fluido, a perturbação da pressão não adiabática pode ser dividida em duas partes

$$\delta p_{nad} \equiv \delta p_{intr} + \delta p_{rel}, \quad (2.34)$$

ou seja, em uma parte intrínseca (viscosidades, por exemplo) e outra relativa entre os fluidos. A perturbação de entropia intrínseca de cada fluido pode ser descrita por

$$\delta p_{intr} = \sum_{\alpha} \delta p_{intr,\alpha}, \quad (2.35)$$

que para cada fluido

$$\delta p_{intr,\alpha} = \delta p_{\alpha} - c_{\alpha}^2 \delta \rho_{\alpha}, \quad (2.36)$$

onde

$$c_{\alpha}^2 \equiv \frac{\dot{p}_{\alpha}}{\dot{\rho}_{\alpha}}, \quad (2.37)$$

representa a velocidade de som adiabática para cada fluido específico tal que para a velocidade total temos a soma ponderada

$$c_s^2 = \sum \frac{\dot{\rho}_{\alpha}}{\rho} c_{\alpha}^2. \quad (2.38)$$

Para a matéria vamos considerar $p = 0$. Sendo w o parâmetro da equação de estado total e w_{DE} o da energia escura, podemos reescrever estas equações tal que o fluido como um todo possui velocidade do som adiabática intrínseca

$$c_a^2 = \frac{\dot{p}}{\dot{\rho}} = \frac{w}{1+w} \left[(1+w_{DE}) - \frac{a}{3} \frac{w'_{DE}}{w_{DE}} \right], \quad (2.39)$$

enquanto possui uma velocidade do som adiabática intrínseca da energia escura

$$c_{a,DE}^2 = \frac{p_{\dot{DE}}}{\rho_{\dot{DE}}} = w_{DE} - \frac{w'_{DE} a}{3(1+w_{DE})}. \quad (2.40)$$

O segundo termo da [Equação 2.34](#), devido à perturbação relativa da entropia entre os fluidos, é definida como

$$\delta p_{rel} \equiv \frac{1}{6H\dot{\rho}} \sum_{\alpha,\beta} \dot{\rho}_{\alpha} \dot{\rho}_{\beta} (c_{\alpha}^2 - c_{\beta}^2) S_{\alpha\beta}. \quad (2.41)$$

Assim como feito nas referências ([DENT; DUTTA; WEILER, 2009](#)) e ([BARTOLO et al., 2004](#)), introduzimos a perturbação de entropia intrínseca para a energia escura

$$\Gamma(a) \equiv \frac{3H(1+w_{DE})c_{a,DE}^2}{1-c_{a,DE}^2} \left(\frac{\delta \rho_{DE}}{\dot{\rho}_{DE}} - \frac{\delta p_{DE}}{\dot{p}_{DE}} \right), \quad (2.42)$$

e a perturbação entrópica relativa do nosso sistema de dois fluidos (matéria e energia escura)

$$S(a) \equiv \frac{3H(1+w_m)(1+w_{DE})\Omega_m}{1+w} \left(\frac{\delta \rho_{DE}}{\dot{\rho}_{DE}} - \frac{\delta \rho_m}{\dot{\rho}_m} \right). \quad (2.43)$$

Como vamos considerar um fluido de pressão nula para a matéria $w_m = 0$, isso nos leva a

$$S(a) \equiv \frac{3H(1+w_{DE})\Omega_m}{1+w} \left(\frac{\delta \rho_{DE}}{\dot{\rho}_{DE}} - \frac{\delta \rho_m}{\dot{\rho}_m} \right). \quad (2.44)$$

Podemos escrever a flutuação de pressão não adiabática como

$$\delta p_{nad} = \Omega_{DE} [(-c_{a,DE}^2)S + (1 - c_{a,DE}^2)\Gamma]\rho, \quad (2.45)$$

de modo que em um sistema que permanece adiabático durante toda sua evolução $S = \Gamma = 0$ e o termo não adiabático da pressão se torna nulo. Vamos utilizar as equações de perturbação de entropia intrínseca e relativa para a energia escura em um conjunto de equações mais a frente para obtermos um sistema no qual podemos relacionar e obter sua influência no contraste de densidade da matéria.

2.3 O contraste de densidade

Para obter a evolução do contraste de densidade total $\Delta = \delta\rho/\rho$ podemos fazer uma combinação da [Equação 1.17](#) com a [Equação 1.22](#). Fazemos isso para achar uma equação no qual a evolução do contraste de densidade dependa do potencial gravitacional. Passando para o espaço de Fourier $\nabla^2 \rightarrow -k^2$ (onde k é o número de onda) e tomando cuidado para cancelarmos termos de segunda ordem no qual não estamos interessados, podemos obter quatro equações:

- A primeira equação relacionando o contraste de densidade total Δ com o potencial Φ

$$\Delta = -\left(\frac{2k^2}{3a^2H^2}\right)\Phi - 2\Phi - 2\frac{\dot{\Phi}}{H}. \quad (2.46)$$

- A segunda relacionando a evolução de Δ com o potencial associado à perturbação da velocidade (v)

$$\dot{\Delta} = -3H\Theta + 3(1+w)\dot{\Phi} - (1+w)\frac{k^2}{a}v, \quad (2.47)$$

onde foi definido

$$\Theta = (c^2 - w)\Delta. \quad (2.48)$$

- Ainda, pode-se encontrar através da eq. (i-j) da equação de Einstein

$$\Theta = \frac{2}{3H^2}[\ddot{\Phi} + H(4 + 3w)\dot{\Phi} + w\frac{k^2}{a^2}\Phi]. \quad (2.49)$$

- Por fim, a dinâmica para o termo de velocidade v é encontrada através da equação de Euler

$$\dot{v} = -vH(1 - 3w) - \frac{\dot{w}}{1+w}v + \frac{1}{a}\left[\Phi + \frac{w}{1+w}\Delta + \frac{\Theta}{1+w}\right]. \quad (2.50)$$

Agora podemos obter uma equação para o contraste de densidade total. Se isolarmos v da [Equação 2.47](#) e substituirmos na [Equação 2.50](#), desprezando termos de segunda ordem,

a equação completa para o contraste de densidade total é dada por

$$\begin{aligned} \ddot{\Delta} + \dot{\Delta}(2 - 3w)H + \frac{k^2}{a^2}w\Delta + \frac{k^2}{a^2}(1 + w)\Phi = 3(1 + w)[\ddot{\Phi} + \dot{\Phi}(2 - 3w)H] + 3\dot{w}\dot{\Phi} - 3H\dot{\Theta} \\ + \Theta \left[-\frac{k^2}{a^2} + \frac{3H^2}{2}(1 + 9w) \right]. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Mais adiante vamos discutir como vamos lidar com essa equação para o contraste de densidade de matéria e, através de sua solução, como realizar a análise com os dados observacionais.

Outro termo de análise perturbativa que pode ser construído será a perturbação de curvatura comóvel, invariante de calibre, que pode ser escrita como (MUKHANOV; FELDMAN; BRANDENBERGER, 1992)

$$\mathcal{R} \equiv \Phi + \frac{2(H\Phi + \dot{\Phi})}{3(1 + w)H}, \quad (2.52)$$

e cuja equação de movimento é dada por

$$\dot{\mathcal{R}} = \frac{2}{3H(1 + w)} \left[-c_s^2 \frac{k^2}{a^2} + 4\pi G\delta p_{nad} \right]. \quad (2.53)$$

Esse termo invariante de calibre é obtido combinando termos geométricos e de matéria.

2.4 Equações de evolução

Estamos interessados em compreender como um modelo de energia escura não adiabático, em um nível perturbativo, afetaria o processo de formação de estruturas cósmicas. Vamos formular um conjunto de equações como em (DENT; DUTTA; WEILER, 2009) e (BARTOLO et al., 2004). Inserimos os termos de perturbação de entropia Equação 2.42 e Equação 2.44 em um conjunto de equações com o potencial Φ e com a perturbação de curvatura comóvel \mathcal{R} da seguinte maneira.

Definindo o vetor

$$\mathbf{v} \equiv (\Phi, \mathcal{R}, S, \Gamma)^T, \quad (2.54)$$

e fazendo a derivada em relação a $N \equiv \log(a/a_0)$ encontramos a seguinte evolução

$$\mathbf{v}' = \left[M_0 + M_1 \frac{k^2}{a^2 H^2} + M_2 \frac{k^4}{a^4 H^4} \right] \times \mathbf{v}, \quad (2.55)$$

onde

$$M_0 = \begin{pmatrix} -(1 + \frac{3(1+w)}{2}) & \frac{3(1+w)}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Omega_{DE}(w_m - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} & \frac{\Omega_{DE}(1 - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} \\ 0 & 0 & \frac{3(w_{DE} - w_m) + 3(1+w_m)\Omega_m(w_m - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} & \frac{3((1+w_m)\Omega_m(1 - c_{a,DE}^2))}{(1+w)} \\ 0 & 0 & -\frac{3(1+w)}{2} & 3(w_{DE} - \frac{(1+w)}{2}) \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

$$M_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-2c_{a,DE}^2}{3(1+w)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 & 1/3 \\ 0 & -(1 + w_{DE}) & -1/3 & -1/3 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

$$M_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{2(1+w_{DE})}{9(1+w)} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{2(1+w_{DE})}{9(1+w)} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

A matriz total incluindo os termos descritos em [Equação 2.55](#) é dada por

$$M_{total} = \begin{pmatrix} -(1 + \frac{3(1+w)}{2}) & \frac{3(1+w)}{2} & 0 & 0 \\ \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{-2c_{a,DE}^2}{3(1+w)} & 0 & \frac{\Omega_{DE}(w_m - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} & \frac{\Omega_{DE}(1 - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} \\ \frac{k^4}{a^4 H^4} \frac{2(1+w_{DE})}{9(1+w)} & 0 & \frac{3(w_{DE} - w_m) + 3(1+w_m)\Omega_m(w_m - c_{a,DE}^2)}{(1+w)} + \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{1}{3} & \frac{3((1+w_m)\Omega_m(1 - c_{a,DE}^2))}{(1+w)} + \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{1}{3} \\ -\frac{k^4}{a^4 H^4} \frac{2(1+w_{DE})}{9(1+w)} & -\frac{k^2}{a^2 H^2} (1 + w_{DE}) & -\frac{3(1+w)}{2} - \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{1}{3} & 3(w_{DE} - \frac{(1+w)}{2}) - \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

O trabalho ([BARTOLO et al., 2004](#)) trata de um campo escalar com um fluido perfeito. Na nossa análise adaptamos para o caso de um fluido de matéria e um fluido de energia escura. O fluido de matéria é considerado sem pressão de modo que $w_m = 0$. Utilizando o fator de escala como variável temporal obtemos o seguinte conjunto de equações

$$a^2 H^2 \Phi'' + \left[5aH + a^2 H' + 3aHc_a^2 \right] a^2 H \Phi' + c_a^2 k^2 \Phi + \left[3 + 2a \frac{H'}{H} + 3c_a^2 \right] a^2 H^2 \Phi = \frac{3}{2} a^2 H^2 \Omega_{DE} [-c_{a,DE}^2 S + (1 - c_{a,DE}^2 \Gamma)], \quad (2.60)$$

$$aS' = \left(3w_{DE} - \frac{3\Omega_m c_{a,DE}^2}{1+w} \right) S + \frac{3\Omega_m (1 + c_{a,DE}^2) \Gamma}{1+w} + \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{S + \Gamma}{3} + \frac{k^4}{a^4 H^4} \left(\frac{2}{9} \frac{1 + w_{DE}}{1+w} \right) \Phi, \quad (2.61)$$

$$a\Gamma' = -\frac{3}{2} (1+w) S + 3 \left(w_{DE} - \frac{1+w}{2} \right) \Gamma + \frac{k^2}{a^2 H^2} \left(-(1 + w_{DE}) \mathcal{R} - \frac{S + \Gamma}{3} \right) + \frac{k^4}{a^4 H^4} \left(-\frac{2}{9} \frac{(1 + w_{DE})}{1+w} \Phi \right), \quad (2.62)$$

onde $'$ significa derivada com respeito ao fator de escala.

A Equação 2.60 é encontrada pela relação das duas primeiras linhas de M_{total} que contém as equações dinâmicas de Φ e \mathcal{R} utilizando Equação 2.52 e Equação 2.53. Já as equações para S e Γ são obtidas diretamente da matriz final.

Estas serão nossas principais equações. Elas serão utilizadas para obter o potencial e então obter o contraste de densidade para a matéria. Podemos notar que a Equação 2.60 é muito conhecida na literatura mas, no entanto, em sua forma adiabática, ou seja, o termo à sua direita nulo (MUKHANOV, 2005). A equação de evolução do potencial descrita dessa maneira nos dá a ideia de que os termos não adiabáticos atuam como fonte para este potencial. Este tipo de relação pode ser vista em outros trabalhos como (PIATTELLA; FABRIS; BILIĆ, 2014).

Podemos notar também que no caso de $w_{DE} = -1$ o potencial retorna ao caso adiabático, pois Equação 2.42 e Equação 2.44 se tornam nulas. Na Equação 2.61 e Equação 2.62 há termos com uma dependência com relação ao número de onda (escala) k . Vamos entrar em mais detalhes na escolha de condições iniciais e do número de onda a seguir.

3 Analisando modelos de energia escura não adiabáticos

O parâmetro da equação de estado w caracteriza um fluido com a fração de sua pressão e densidade. Se utilizarmos a definição desse parâmetro na equação de continuidade podemos obter como uma determinada componente evolui com o fator de escala

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}, \quad (3.1)$$

obtendo-se assim os decaimentos com o fator de escala que aparecem na [Equação 1.23](#).

Estamos tratando de um universo composto de dois fluidos, um de matéria (bárions e matéria escura) e outro de energia escura. Como a contribuição no parâmetro da equação de estado para a matéria é nula vamos considerar parametrizações diferentes para a energia escura apenas. Vamos testar a não adiabaticidade da energia escura em parâmetros de equação de estado não usuais e com valores distintos do modelo padrão ($w_{DE} = -1$).

As parametrizações que vamos estudar são:

- Equação de estado constante (no caso do modelo Λ CDM vamos utilizar $w_{DE} = -1$)

$$w_{DE} = w_0; \quad (3.2)$$

- *Chevallier-Polarski-Linder* (CPL), que é uma parametrização que evolui temporalmente com o fator de escala ([CHEVALLIER; POLARSKI, 2001](#)) e ([LINDER, 2003](#))

$$w_{DE}(a) = w_0 + w_1(1 - a); \quad (3.3)$$

- *Wetterich-logarithmic* (WL), que possui uma dependência logarítmica com fator de escala ([WETTERICH, 2004](#))

$$w_{DE}(a) = \frac{w_0}{[1 + w_1 \ln(1/a)]^2}. \quad (3.4)$$

Para cada um desses modelos vamos testar suas versões adiabáticas e não adiabáticas e comparar suas predições com os dados. Neste capítulo vamos introduzir os passos feitos para cada tipo de análise e exibir os resultados no capítulo seguinte.

Como observamos anteriormente nas principais equações [Equação 2.60](#), [Equação 2.61](#) e [Equação 2.62](#) possuímos uma dependência da equação de estado total

$$w(a) = \sum \Omega_i(a)w_i, \quad (3.5)$$

onde, uma vez que consideramos o fluido de matéria sem pressão, vamos possuir apenas contribuições do termo da energia escura. Assim

$$\begin{aligned} w(a) &= \Omega_{DE}(a)w_{DE}(a) \\ &= \Omega_{DE0} \left[\frac{H_0^2}{H^2(a)} e^{-3 \int da \frac{1+w_{DE}}{a}} \right] w_{DE}(a). \end{aligned}$$

As versões analíticas para cada parametrização podem ser encontradas definindo e resolvendo a função $f(a) = e^{-3 \int da \frac{(1+w_{DE})}{a}}$ (ESCAMILLA-RIVERA, 2016). Substituindo cada parametrização citada anteriormente obtemos as soluções

- w_{DE} constante:

$$f(a) = a^{-3(1+w_{DE})}; \quad (3.6)$$

- w_{DE} CPL:

$$f(a) = a^{-3(1+w_0+w_1)} \cdot e^{-3w_1(1-a)}; \quad (3.7)$$

- w_{DE} WL:

$$f(a) = a^{-3(1+\frac{w_0}{1+w_1 \ln(1/a)})}. \quad (3.8)$$

3.1 Evolução do contraste de densidade e $f\sigma_8$

Nosso primeiro objetivo é testar a não adiabaticidade da energia escura com dados de formação de estrutura. Para a primeira comparação com os dados vamos utilizar a evolução do contraste de densidade para a matéria. Da Equação 2.51 vamos obter a evolução do contraste de densidade da matéria δ_m , que possui pressão nula, cancelando os parâmetros de equação de estado e ainda tomando o limite quasi-estático, onde derivadas temporais do potencial são desprezadas com relação às espaciais ($\ddot{\Phi} \ll \nabla^2 \Phi$). Com isso:

$$a^2 \delta_m'' + \left(\frac{aH'}{H} + 3 \right) a \delta_m' + \frac{k^2 H_0^2}{a^2 H^2(a)} \Phi = 0. \quad (3.9)$$

Podemos notar que no último termo há uma contribuição do potencial gravitacional, onde temos as contribuições perturbativas de entropia na energia escura Equação 2.60. Precisamos resolver o conjunto de equações para Φ , S e Γ para obter o potencial. Para isso utilizamos as seguintes condições iniciais.

3.1.1 Condições iniciais

Definimos o *redshift* inicial que será fixado em

$$z_i = 3000,$$

que simboliza o começo da época dominada pela matéria, pois estamos interessados apenas em efeitos tardios para a evolução de estruturas, desprezando assim efeitos da radiação.

A condição inicial para as perturbações de entropia S e Γ são adiabáticas (isentrópicas), ou seja,

$$S(z_i) = \Gamma(z_i) = 0. \quad (3.10)$$

Dessa maneira os efeitos não adiabáticos, que por ventura surgirem, serão devidos à fenômenos em tempos tardios, relacionados a energia escura.

Nota-se a dependência de [Equação 2.61](#) e [Equação 2.62](#) com o número de onda k . Afim de estudarmos escalas dentro do horizonte e que ainda se encontram no regime linear hoje adotaremos

$$k = 0.1hMpc^{-1}. \quad (3.11)$$

Por fim utilizamos o CAMB ([LEWIS; BRIDLE, 2002b](#)) para gerar a condição inicial para o contraste de densidade $\delta_m(z_i)$ através do espectro de potência em z_i . Em seguida, com a equação de Poisson encontramos a condição inicial para o potencial $\Phi(z_i)$.

Utilizamos a ferramenta *Mathematica* para realizar estes cálculos. Encontramos primeiramente uma solução para o potencial Φ e, em seguida, inserimos na [Equação 3.9](#) e buscamos suas soluções numéricas para o contraste de densidade de matéria.

3.1.2 Análise das flutuações de densidade

Vamos utilizar dados de aglomeração de matéria obtidos através das chamadas *Redshift Space Distortion* (RSD) - distorções espaciais no desvio para o vermelho. Estas distorções ocorrem, em geral, devido às velocidades peculiares das galáxias. Estas velocidades ocorrem em uma região superdensa onde as galáxias se movem em direção a área de maior densidade. Dependendo de onde observamos elas aparentam estar se aproximando ou se afastando, afetando a observação da sua posição real ([DODELSON, 2003](#)).

A quantidade $f\sigma_8$ é um termo de crescimento linear multiplicado por uma variância de um campo de distribuição de densidade σ_R^2 em um raio $R = 8h^{-1}Mpc$. Define-se

$$f = \frac{d \ln \delta_m}{d \ln a} \quad (3.12)$$

e

$$\sigma_8 = \sigma_8(a=1) \frac{\delta_m}{\delta_m(a=1)}. \quad (3.13)$$

Essa combinação se torna independente de viés (*bias*), erro sistemático que esta associado as observações das galáxias, que relaciona o contraste de densidade da galáxia com o de matéria $\delta_g = b\delta_m$. O *bias* pode estar associado a propriedades da galáxia como quantidade de matéria escura, luminosidade e cor ([MO; BOSCH; WHITE, 2010](#)). Os dados

de RSD são obtidos através do espectro de potência da matéria no espaço de *redshift*. Devido as velocidades peculiares o espectro de potência é distorcido no espaço de *redshift* (P_r) em relação ao espectro de potência no espaço real (P)

$$P_r(\vec{k}) = P(k)[1 + \beta\theta_k^2]^2, \quad (3.14)$$

onde θ_k é o cosseno do ângulo entre a linha de visão e o número de onda \hat{k} , b é o *bias* tal que $\beta = f/b$. Devido a dependência de f com o *bias* podemos obter um termo mais confiável combinando com o desvio quadrático médio da flutuação de massa em um raio R:

$$\sigma_R^2 \equiv \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} P(k, z) \tilde{W}^2(kR) \quad (3.15)$$

onde $\tilde{W}(x)$ é uma transformada de Fourier. Tomando sua relação com o espectro de potência real P, a dependência de σ_8 com o σ_8^g real associado as galáxias é da forma $\sigma_8^g = b\sigma_8$. Combinando as quantidades $f\sigma_8$ encontramos uma quantidade independente do *bias* (b). Essa independência do *bias* torna $f\sigma_8$ um observável mais confiável para estudo de modelos cosmológicos .

Para σ_8 hoje ($a = 1$) consideramos o valor 0.8 de acordo com resultados de *PlanckTE+lowP* (COLLABORATION et al., 2016).

Com isso em mãos, utilizamos a ferramenta *Mathematica* para calcular e produzir os resultados. Os cálculos são feitos para o modelo padrão e para os outros parâmetros de equações de estado Equação 3.2, Equação 3.3 e Equação 3.4. Resultados apresentados no próximo capítulo.

3.2 O efeito Sachs-Wolfe integrado

O efeito Sachs-Wolfe é causado pelo *redshift* gravitacional (e outras contribuições) à distribuição de temperatura que ocorre na superfície de último espalhamento (efeito primário).

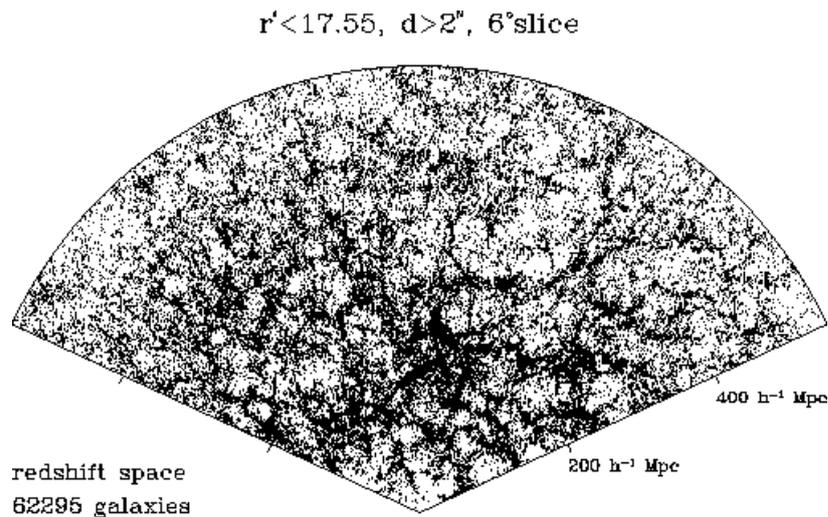
O efeito Sachs-Wolfe integrado é uma propriedade (secundária) dos fótons da CMB que são "desviados"gravitacionalmente, enquanto os fótons viajam livremente após ao desacoplamento, passando pelas estruturas formadas pelas flutuações de densidade que foram caindo nos poços de matéria escura. Ao passar por estruturas com variação temporal em seu potencial gravitacional os fótons podem ganhar ou perder energia, resultando em diferenças de temperatura na CMB. Durante a época da matéria não possuímos este efeito pois a expansão do universo não é suficiente para modificar o potencial de maneira ao efeito ser mensurável. Em outras palavras, a expansão cósmica "cancela" a atração gravitacional local de halos de matéria escura. Mas na época da expansão acelerada, dominada pela energia escura, as estruturas mudam seu potencial gravitacional enquanto o fóton as

atravessa surgindo este efeito. De certa forma, o efeito SWI é uma assinatura da energia escura.

Nosso foco será o efeito Sachs-Wolfe integrado (SWI, ou ISW - *integrated Sachs Wolfe*), que ocorre entre a superfície de último espalhamento e o observador. Vamos focar em tempos tardios onde este efeito se concentra na época de dominação da energia escura. Para o SWI tardio também temos o efeito chamado de Rees–Sciama (NISHIZAWA, 2014), que abrange efeitos não lineares, mas está fora do escopo deste trabalho.

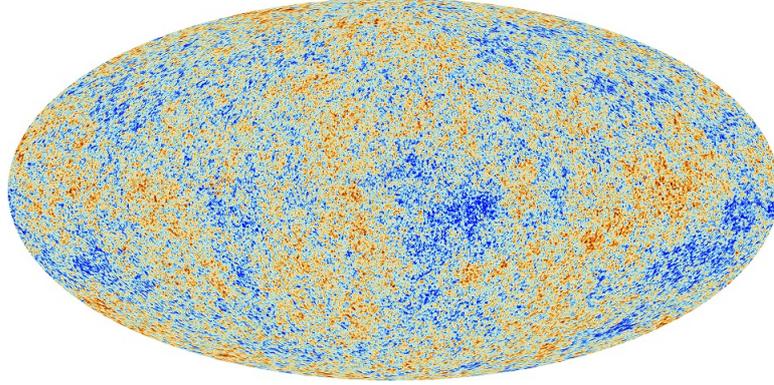
Uma assinatura do efeito SWI é uma função de correlação cruzada não nula entre a densidade de galáxias Figura 6 e as flutuações de temperatura da CMB Figura 7.

Figura 6 – Estruturas em grandes escalas vistas em função da distância (em Mpc). Podemos notar que quanto mais próximo do observador maior a quantidade de aglomerados e de filamentos de galáxias. Já em maiores distâncias (mais no passado observamos) podemos notar uma distribuição de estruturas mais homogênea.



Fonte: <<http://w.astro.berkeley.edu/~mwhite/probes-lss.html>>

Figura 7 – Radiação Cós mica de Fundo vista com dados do Planck, onde observamos as flutuações de temperatura que são da ordem de $\approx 10^{-5}$.



Fonte: <https://www.nasa.gov/mission_pages/planck/multimedia>

As anisotropias secundárias da CMB $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_k^{SWI}$ estão relacionadas ao efeito SWI devido à variação do potencial gravitacional no tempo. A evolução do potencial Φ gera essas anisotropias de temperatura (SACHS; WOLFE, 1967)

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_k^{SWI} = 2 \int_{a_d}^{a_0} \frac{\partial \Phi_k}{\partial a} da = 2 (\Phi_k(a_0) - \Phi_k(a_d)). \quad (3.16)$$

Esta contribuição é calculada desde a época do desacoplamento dos fótons $z \approx 1100$ (por isso o subíndice d na integral) até hoje $a_0 = 1$, para cada número de onda k .

Podemos avaliar a quantidade de efeito Sachs-Wolfe integrado produzida através do potencial que obtemos na Equação 2.60 para os diferentes parâmetros da equação de estado da energia escura. Para isso vamos calcular a quantidade Q

$$Q_{MODEL} = \frac{(\Delta T/T)_{MODEL}^{SWI}}{(\Delta T/T)_{\Lambda CDM}^{SWI}} - 1, \quad (3.17)$$

que faz uma razão do efeito SWI do modelo estudado com o efeito SWI do modelo padrão (Λ CDM). Isso indica se há mais ou menos efeito SWI produzido pelo modelo em estudo em relação ao modelo padrão. Para um Q positivo temos que o modelo estudado produz mais efeito Sachs-Wolfe integrado em relação ao modelo padrão e vice-versa. O k fixo que escolhemos para calcular esta quantidade Q será $k = 0.0005 h Mpc^{-1}$, que corresponde a uma escala linear, grande o suficiente para englobar as escalas onde o efeito SWI é relevante.

Para o caso adiabático consideramos as contribuições S e Γ nulas na Equação 2.60. Resolvendo o potencial podemos calcular o efeito SWI Equação 3.16. Podemos verificar qual região do espaço dos parâmetros de cada modelos são viáveis. Por viável, podemos entender um modelo que não cause um sinal de SWI muito diferente em relação ao modelo padrão. Traçamos as quantidades Q mostrando percentualmente quanto varia o efeito SWI em relação ao modelo padrão à medida que variamos os valores destes parâmetros.

3.2.1 Correlação cruzada de CMB e galáxias

O efeito Sachs-Wolfe integrado pode ser estudado através da correlação cruzada de CMB e galáxias. Grosso modo e a título ilustrativo seria como sobrepor as imagens [Figura 6](#) e [Figura 7](#).

Primeiro reescreve-se a flutuação de temperatura [Equação 3.16](#), passando-a para coordenadas de distância comóvel χ (utilizando $c = 1$ para simplificar as demonstrações)

$$\chi(a) = \int_a^1 \frac{da}{a^2 H(a)}. \quad (3.18)$$

Usando $d\chi = -d\eta = -\frac{dt}{a}$ (logo $\frac{da}{dt} = aH(a)$) obtemos para a flutuação de temperatura, que vamos chamar agora apenas de T ,

$$T = -2 \int_0^{\chi_d} d\chi a^2 H(a) \frac{d\Phi}{da}. \quad (3.19)$$

Em coordenadas comóveis, considerando $8\pi G = 1$, a equação de Poisson (limite quasi-estático) no espaço de Fourier é dada por

$$k^2 \Phi = -\frac{a^2}{2} \rho_m(a) \delta_m. \quad (3.20)$$

Substituindo a na [Equação 3.19](#) obtém-se

$$\frac{\Delta T^{SWI}}{T} = \frac{\delta_m(a=1)}{k^2} \int_0^{\chi_d} a^2 H(a) \frac{dQ_m(a)}{da} d\chi, \quad (3.21)$$

onde definimos

$$Q_m(a) = a^2 \rho_m(a) D_m^+(a), \quad (3.22)$$

com

$$D_m^+(a) = \frac{\delta_m(a)}{\delta_m(a=1)}. \quad (3.23)$$

Esta última função é conhecida também como **função crescimento**. Vale destacar que $Q_m(a)$ não tem relação com a quantidade Q definida na seção anterior.

Com a descrição para a flutuação de temperatura em mãos, falta obtermos uma função de flutuação da distribuição de galáxias. Esse contraste de densidade de galáxias depende do levantamento utilizado para observação das galáxias que iremos relacionar de maneira cruzada com as flutuações de temperatura para obter o efeito Sachs-Wolfe integrado. O contraste de densidade de galáxias é obtido na forma

$$\delta_g = \int_0^{\chi_d} b(z) \frac{dN}{dz} H(a) \delta_m(a) d\chi, \quad (3.24)$$

onde $b(z)$ é o viés (*bias*) entre δ_g e δ_m .

Cada survey possui sua própria função $b(z)(dN/dz)$ da distribuição de galáxias. A quantidade dN/dz é independente do modelo e vem da distribuição das galáxias observadas.

Vamos utilizar o catálogo NRAO VLA Sky Survey (NVSS) (Condon et al., 1998) que cobre toda a parte norte do céu com -40 graus de declinação em uma banda obtendo mais de um milhão de objetos observados, e o catálogo Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) (WRIGHT et al., 2010) que varre o céu em 4 frequências de bandas e com um alcance de até $z \approx 1$ observando mais de 500 milhões de objetos.

Utilizando o *Mathematica* calculamos para cada *survey* as quantidades $b(z)dN/dz$ que são dadas por

$$\left[b(z) \frac{dN}{dz} \right]_{NVSS} = b_{eff} \frac{\alpha^{\alpha+1}}{z_*^{\alpha+1} \Gamma(\alpha)} z^\alpha \exp \left[-\frac{\alpha z}{z_*} \right], \quad (3.25)$$

para o catálogo NVSS. Já para o catálogo WISE podemos obter esta quantidade numericamente interpolando os dados e normalizando (Wright et al., 2010) (YAN et al., 2013).

Com a flutuação de temperatura T e a flutuação de galáxias, que chamarei agora de g , podemos separar os termos dessas integrais em **funções peso**

$$W_T(a) = a^2 H(a) \frac{dQ_m(a)}{da}, \quad (3.26)$$

$$W_g(a) = H(a) b(z) \frac{dN}{dz} \frac{\delta_m(a)}{\delta_m(a=1)}. \quad (3.27)$$

Isso nos permite escrever expressões para o espectro de temperatura-temperatura $C_{TT}(l)$, o espectro cruzado do efeito ISW $C_{Tg}(l)$ e o espectro de galáxias $C_{gg}(l)$. O subíndice l corresponde ao multipolo que está relacionado com as escalas angulares, tal que para l pequeno há correspondência de escala angular grande. Aplicando projeção de Limber (LIMBER, 1954) obtemos os coeficientes

$$\begin{aligned} C_{TT}(l) &= \int_0^{\chi_d} d\chi \frac{W_T^2(\chi)}{\chi^2} P_{\Phi\Phi}(k = l/\chi), \\ C_{Tg}(l) &= \int_0^{\chi_d} d\chi \frac{W_T(\chi) W_g(\chi)}{\chi^2} P_{\Phi g}(k = l/\chi), \\ C_{gg}(l) &= \int_0^{\chi_d} d\chi \frac{W_g^2(\chi)}{\chi^2} P_{gg}(k = l/\chi). \end{aligned}$$

Como estamos interessados no efeito Sachs-Wolfe integrado vamos utilizar apenas a correlação de temperatura e galáxias que, mudando para o fator de escala, assume a forma

$$C_l^{Tg} = \int_1^{a_d} \frac{W_T(a) W_g(a)}{a^2 H(a)} \frac{P(k = l/\chi)}{l^2} da, \quad (3.28)$$

onde introduzimos o espectro de potência

$$P(k) = |\delta_m(k)|^2. \quad (3.29)$$

Calculamos o espectro de potência da seguinte maneira

$$P(k) = P_0 k^{n_s} \mathcal{T}^2(k), \quad (3.30)$$

onde temos o espectro de potência primordial $P_0 k^{n_s}$, com índice espectral n_s que vamos considerar 1 pela aproximação de Harrison-Zeldovich (HARRISON, 1970), (ZELDOVICH, 1972). Também introduzimos a função transferência que pode ser calculada numericamente pela função BBKS (Bardeen, Bond, Kaiser e Szalay) (BARDEEN et al., 1986) (para mais detalhes (DODELSON, 2003))

$$[\mathcal{T}(x = k/k_{eq})]_{BBKS} = \frac{\ln[1 + 0.171x]}{(0.171x)} [1 + 0.284x + (1.18x)^2 + (0.399x)^3 + (0.490x)^4]^{-0.25}. \quad (3.31)$$

Na equação acima o subíndice eq simboliza a época da equivalência entre matéria e radiação, sendo k_{eq} é o número de onda que corresponde ao raio de Hubble comóvel nesta igualdade. Utilizamos $k_{eq} = 0.073h^2\Omega_{m0}^2 Mpc^{-1}$ (BARDEEN et al., 1986).

Tratamos da evolução das perturbações cosmológicas através do potencial gravitacional. Podemos relacionar o potencial gravitacional com o potencial primordial da época da inflação, com uma função transferência que descreve a evolução das perturbações à medida que entram no horizonte e com o fator de crescimento que descreve o crescimento em tempos tardios independente do número de onda.

$$\Phi(\vec{k}, a) = \Phi_p(\vec{k}) \times \mathcal{T}(k) \times D^+(a). \quad (3.32)$$

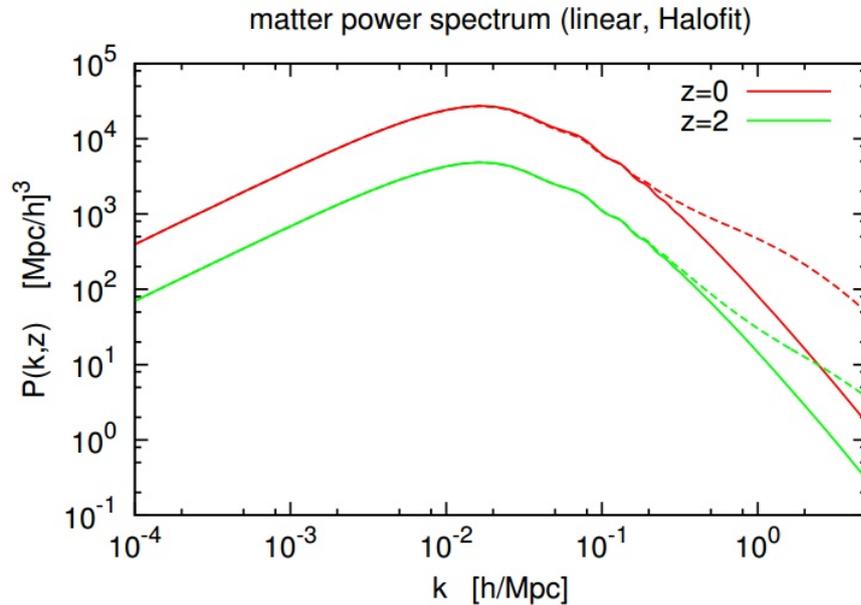
De maneira mais simples podemos visualizar a função transferência então como (DODELSON, 2003)

$$\mathcal{T}(k) = \frac{\Phi(k, a_{tardio})}{\Phi_{Grande-escala}(k, a_{tardio})}. \quad (3.33)$$

Para tempos tardios o espectro de potência pode ser escrito em função da função transferência da maneira que descrevemos anteriormente com alguns aspectos de inflação.

O espectro de potência da matéria descreve o contraste de densidade em função da escala [Figura 8](#).

Figura 8 – Espectro de potência da matéria em função do número de onda para dois valores de z (*redshift*). Para um z menor possuímos um espectro de potência maior devido a evolução do contraste de densidade com o tempo.



Fonte: Arquivos do CAMB (LEWIS; BRIDLE, 2002a)

A linha sólida representa a teoria e as linhas tracejadas são obtidas através de simulações mostrando o limite não linear que afeta o espectro de potência. A função transferência faz seu papel nessa curvatura que ocorre em certa escala dada por k , devido às flutuações que vão entrando em nosso horizonte.

No capítulo seguinte vamos mostrar os resultados da correlação cruzada feita no estudo do efeito Sachs-Wolfe integrado. Esperamos verificar o comportamento dessa correlação ao inserirmos termos não adiabáticos para a energia escura, lembrando que estes termos estão inseridos através do potencial e do contraste de densidade.

4 Resultados

Este capítulo exhibe os resultados obtidos em (VELTEN; FAZOLO, 2017) e (VELTEN et al., 2018). Ao analisarmos a não adiabaticidade para a energia escura com dados de formação de estruturas como $f\sigma_8$ encontramos uma quasi-degenerescência entre os modelos não adiabáticos e o modelo padrão Λ CDM. Este é o principal resultado desta dissertação. Em seguida, utilizando conhecimentos obtidos anteriormente sobre efeito SWI tardio em (VELTEN et al., 2015), calculamos a correlação cruzada para estes mesmos casos avaliados em (VELTEN; FAZOLO, 2017). Em suma, encontramos novamente esta quasi-degenerescência para todas as análises, tanto de quantidade de efeito SWI em relação ao modelo padrão Q quanto de correlação cruzada CMB-galáxias C_l^{Tg} .

Vamos sempre avaliar modelos adiabáticos e não adiabáticos com as respectivas siglas **AD** e **NAD**. Também é importante notar que os modelos adiabáticos serão dados pelas linhas sólidas e os não adiabáticos pelas linhas tracejadas. O modelo padrão sempre será a linha sólida **preta**. As cores azuis e vermelhas indicam o número usado para o parâmetro da equação de estado, conforme descrito em cada gráfico.

Era esperado que os modelos não adiabáticos se distanciassem mais do modelo padrão, pois o modelo padrão é um modelo adiabático com parâmetro de equação de estado para a energia escura $w_{DE} = -1$. Mas ao inserir diferentes parâmetros para a energia escura com valores distintos, acabamos encontrando uma quasi-degenerescência entre os modelos não adiabáticos e o modelo padrão.

Com grandes barras de erros nos estudos para $f\sigma_8$ e da correlação cruzada C_l^{Tg} podemos fazer uma conclusão apenas qualitativa dos resultados observados. Isso reforça a necessidade de um estudo mais preciso, o que requer um estudo no nível não linear e de segunda ordem.

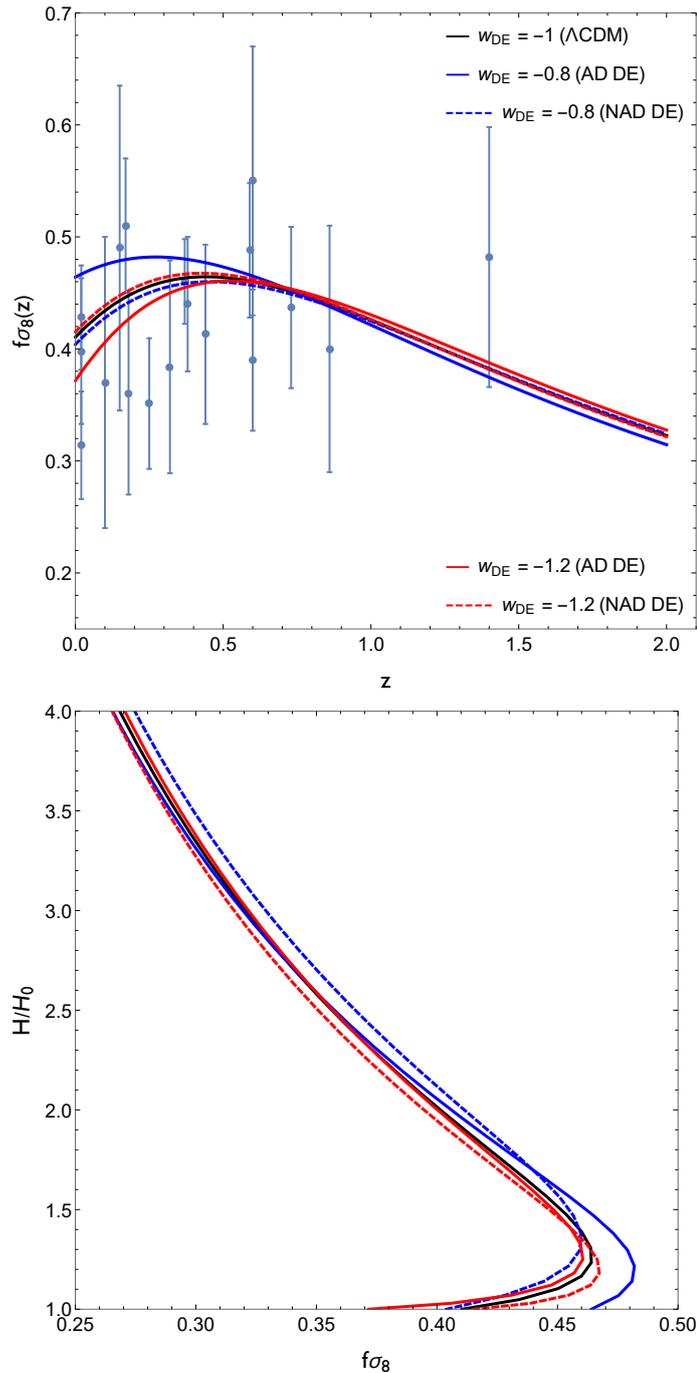
4.1 $f\sigma_8$ e Evolução conjunta

Os dados utilizados neste caso são do conjunto de dados Gold (NESSERIS; PANTAZIS; PERIVOLAROPOULOS, 2017). Também é feita uma análise para expansão conjunta no qual temos a taxa de expansão versus $f\sigma_8$ (LINDER, 2017).

A seguir temos os resultados obtidos para esta análise em (VELTEN; FAZOLO, 2017) onde encontramos um caso quase indistinguível entre os modelos não adiabáticos (linhas tracejadas) e o modelo padrão (linha sólida preta). O comportamento da curva exibida por $f\sigma_8$ nos mostra como o crescimento no contraste de densidade decai ao se aproximar de $z = 0$ (hoje) onde estamos em um época de expansão acelerada. Podemos

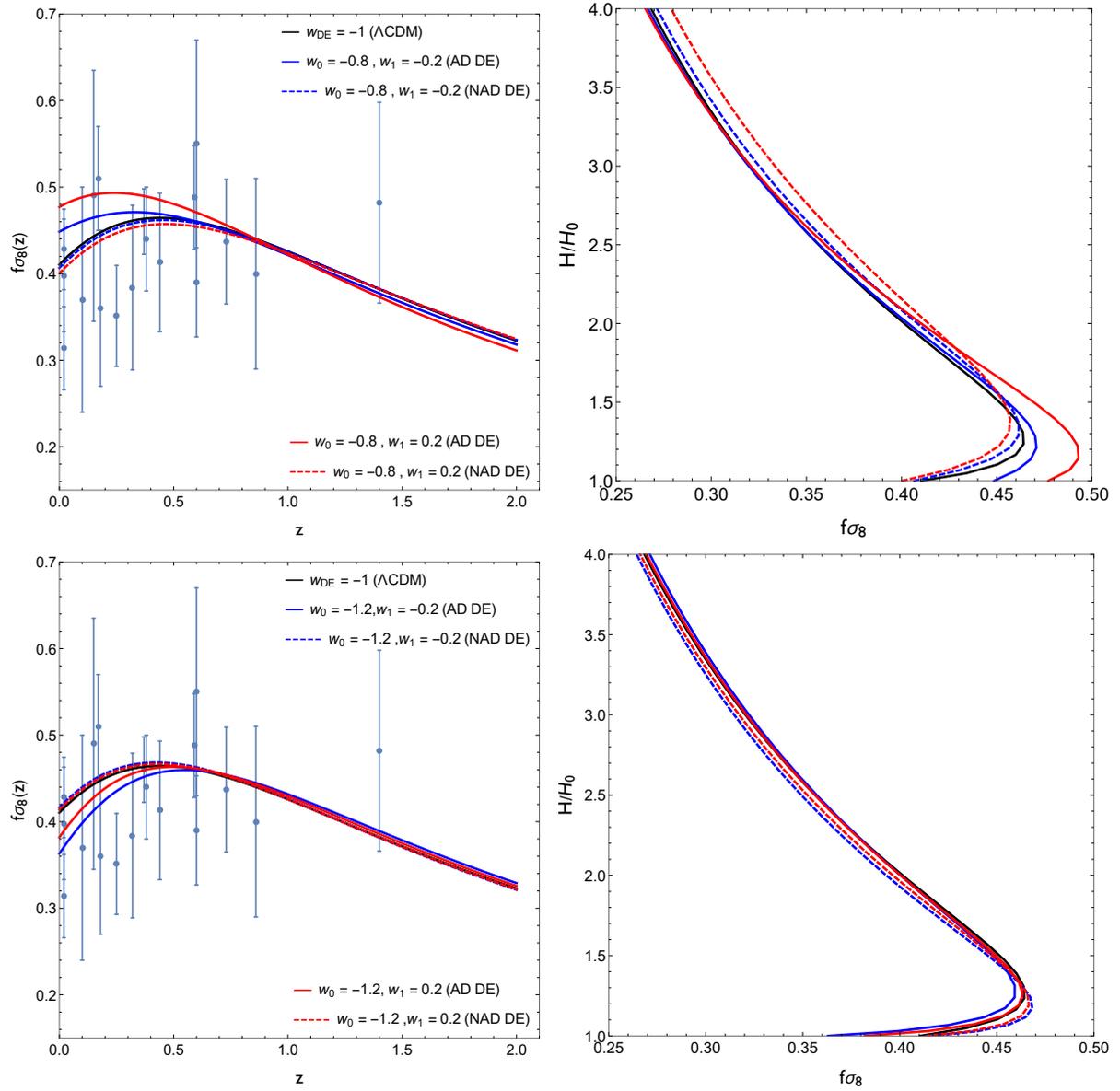
observar como a energia escura afeta a formação de estruturas, "desacelerando" o crescimento do contraste de densidade de matéria.

Figura 9 – Caso: w_{DE} constante. Acima temos a evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. Abaixo temos a expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta.



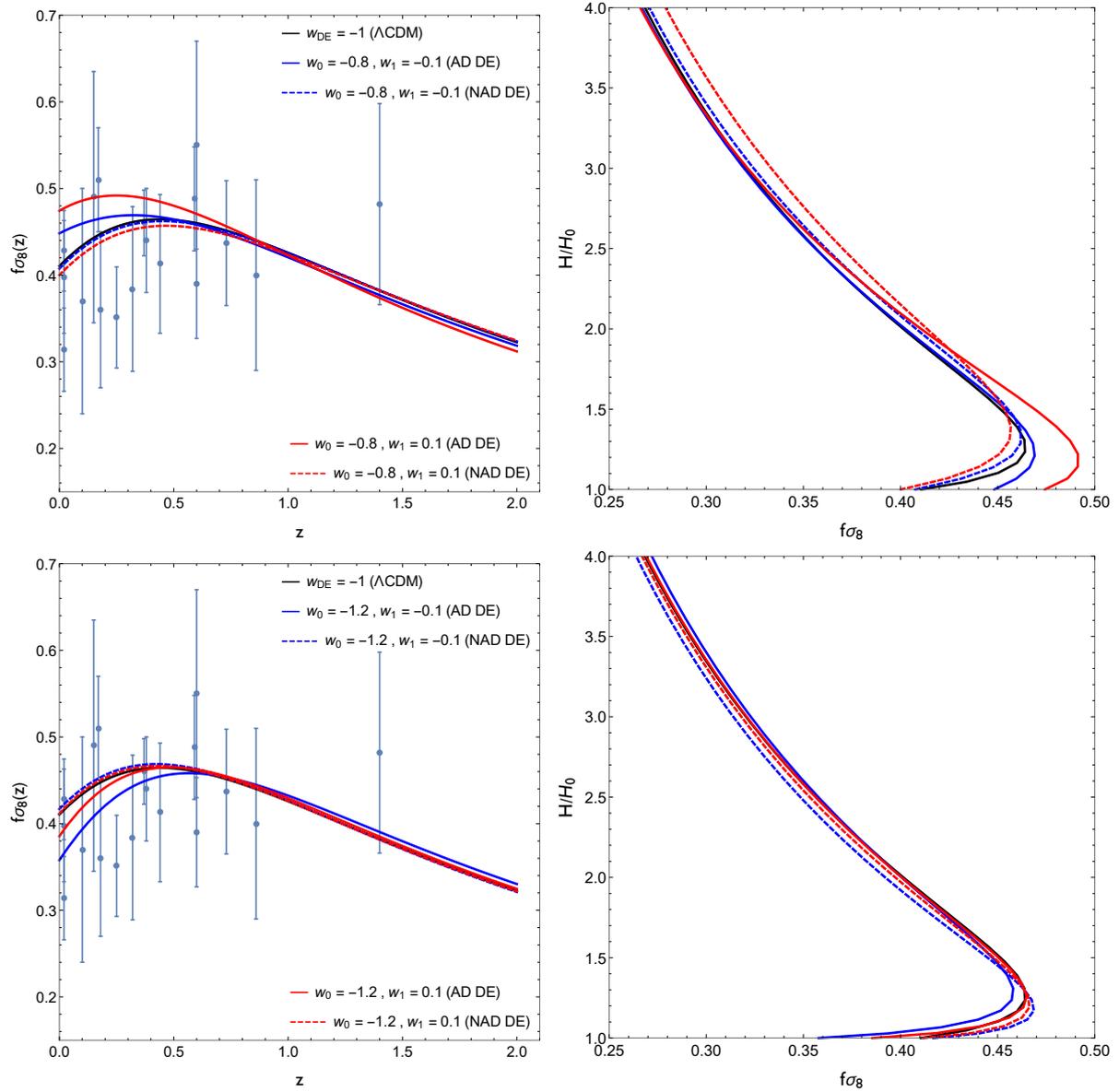
Fonte: (VELTEN; FAZOLO, 2017)

Figura 10 – Caso: w_{DE} CPL. A direita: evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. À esquerda: expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta.



Fonte: (VELTEN; FAZOLO, 2017)

Figura 11 – Caso: w_{DE} Wetterich Logarithmic. À direita: evolução de $f\sigma_8$ em função do redshift. À esquerda: expansão conjunta relacionando a taxa de expansão com $f\sigma_8$. As linhas tracejadas correspondem aos modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas aos adiabáticos (AD). O modelo padrão Λ CDM é representado pela linha sólida preta.



Fonte: (VELTEN; FAZOLO, 2017)

Observamos que os modelos não adiabáticos ficam muito próximos ao modelo padrão sendo difícil a distinção entre si. Isso pode indicar que estes modelos de energia escura apresentados com características não adiabáticas possuem uma compatibilidade maior com o modelo padrão e os dados observáveis. Esta não adiabaticidade pode dificultar estudos de modelos alternativos de energia escura tornando a comparação quase indistinguível. Ao encontramos estes resultados seguimos para uma análise do efeito Sachs-Wolfe integrado em tempos tardios para verificar se realmente esta quasi-degenerescência se mantém para

outros tipos de estudo de formação de estruturas.

4.2 Efeito Sachs-Wolfe Integrado e Correlação cruzada CMB-galáxias

Aqui vamos apresentar os resultados das análises feitas em (VELTEN *et al.*, 2018) envolvendo o efeito Sachs-Wolfe integrado em tempos tardios e a correlação cruzada de CMB-galáxias discutidos na [seção 3.2](#).

4.2.1 A quantidade Q

Começando pelo fator Q representado pela [Equação 3.17](#), que relaciona a quantidade de efeito Sachs-Wolfe integrado, vamos destacar os seguintes valores nos gráficos a seguir:

- $Q = 0$: linha sólida;
- $|Q| = 10\%$: linha tracejada;
- $|Q| = 20\%$: linha tracejada-pontilhada;
- $|Q| = 40\%$: linha pontilhada.

Utilizando as perturbações não adiabáticas no potencial [Equação 2.60](#) podemos mostrar a diferença no efeito Sachs-Wolfe entre modelos adiabáticos e não adiabáticos para a energia escura. Os gráficos a seguir mostram um conjunto de parâmetros que são analisados com dados de SNe Ia (JLA) (BETOULE *et al.*, 2014), H_0 (RIESS *et al.*, 2016), CC(Cosmic Chronometers) (MORESCO *et al.*, 2012) e BAO (ANDERSON *et al.*, 2014) que traçam as curvas de confiança feitas no código CLASS (BLAS; LESGOURGUES; TRAM, 2011) e MontePhyton (AUDREN *et al.*, 2013). Nos gráficos a seguir a curva de confiança mais central (azul escuro) representa um nível de confiança de 2σ (95%) e a curva exterior (azul claro) representa um nível de confiança de 1σ (68%).

Na [Tabela 1](#) temos a análise estatística conjunta utilizando os dados mencionados anteriormente para todos os modelos de equação de estado estudados. São obtidos os melhores ajustes para os parâmetros Ω_{m0} , H_0 , w_0 , w_1 e também para os parâmetros perturbativos dos dados de SNe Ia (JLA) α , β , M e Δ_M . Também é apresentado o χ^2 para cada tipo de parametrização.

Tabela 1 – Análise estatística conjunta de SNe Ia (JLA) + H_0 + CC + BAO.

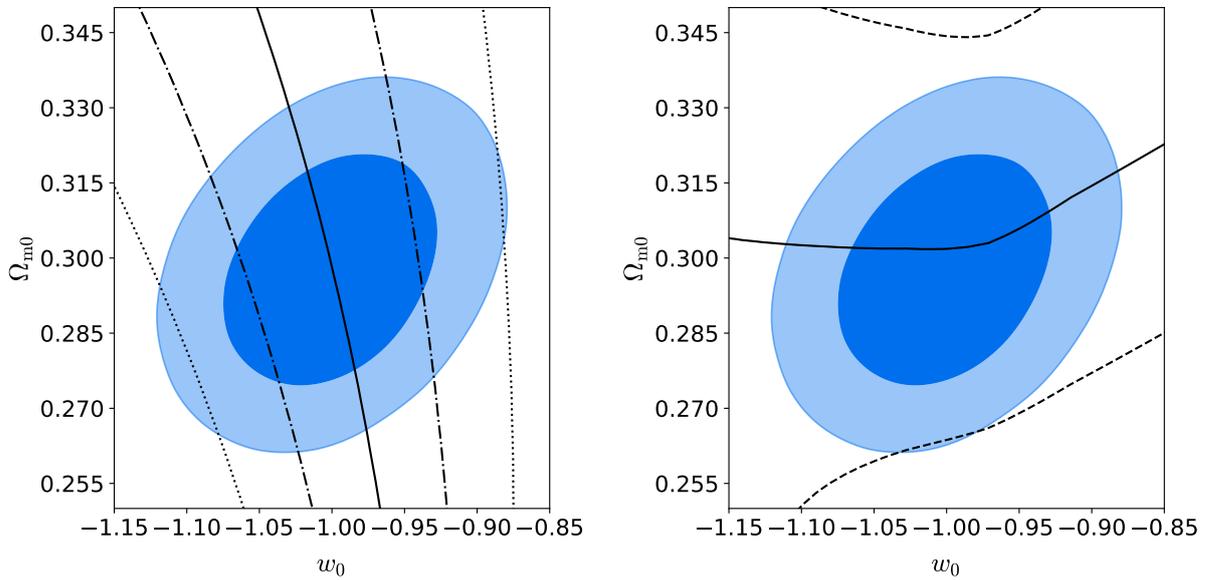
| | Λ CDM | w CDM | CPL | WL |
|----------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Ω_{m0} | $0.2973^{+0.015}_{-0.016}$ | $0.2982^{+0.015}_{-0.016}$ | $0.2982^{+0.016}_{-0.017}$ | $0.2963^{+0.015}_{-0.016}$ |
| H_0 | $70.23^{+1.3}_{-1.4}$ | $71.14^{+1.6}_{-1.6}$ | $71.17^{+1.6}_{-1.6}$ | $71.53^{+1.4}_{-1.4}$ |
| w_0 | * | $-1.003^{+0.050}_{-0.050}$ | $-0.9989^{+0.077}_{-0.076}$ | $-1.034^{+0.054}_{-0.053}$ |
| w_1 | * | * | $-0.01271^{+0.37}_{-0.36}$ | $0.07671^{+0.190}_{-0.110}$ |
| χ^2_{min} | 698.064 | 697.774 | 697.792 | 697.920 |
| α | $0.1413^{+0.0067}_{-0.0067}$ | $0.1413^{+0.0067}_{-0.0067}$ | $0.1414^{+0.0068}_{-0.0068}$ | $0.1415^{+0.0067}_{-0.0068}$ |
| β | $3.105^{+0.082}_{-0.084}$ | $3.105^{+0.082}_{-0.084}$ | $3.105^{+0.081}_{-0.085}$ | $3.108^{+0.081}_{-0.084}$ |
| M | $-19.04^{+0.047}_{-0.046}$ | $-19.01^{+0.049}_{-0.047}$ | $-19.01^{+0.048}_{-0.047}$ | $-19.00^{+0.042}_{-0.041}$ |
| Δ_M | $-0.070^{+0.024}_{-0.024}$ | $-0.070^{+0.024}_{-0.024}$ | $-0.070^{+0.024}_{-0.024}$ | $-0.070^{+0.024}_{-0.024}$ |

Fonte:([VELTEN et al., 2018](#))

Nos resultados a seguir [Figura 12](#), [Figura 13](#) e [Figura 14](#) podemos notar que a quasi-degenerescência encontrada para a análise de $f\sigma_8$ também pode ser vista para a quantidade de efeito SWI produzido pelos modelos não adiabáticos. As diferenças quase não chegam a 10% de diferença no efeito para os casos não adiabáticos.

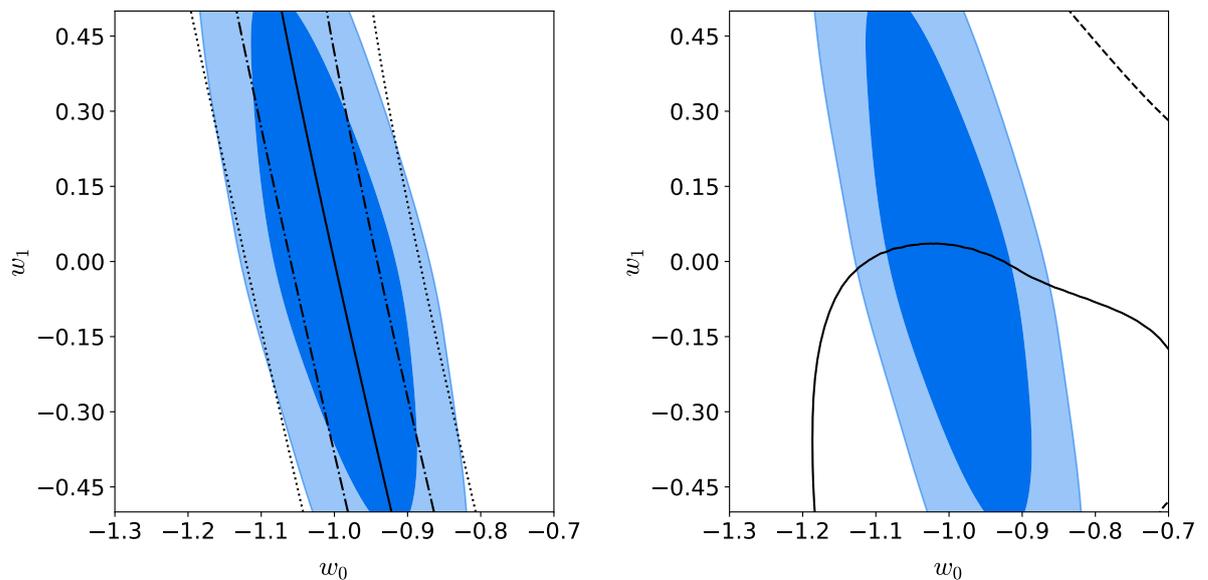
Pegamos as combinações do conjunto de dados que utilizamos, variando os parâmetros destacados através de MCMC (Markov chain Monte Carlo - Monte Carlo via Cadeias de Markov) em cada gráfico, encontrando as curvas de confiança. As linhas sólidas e tracejadas representam as porcentagens de Q descritas anteriormente. Essas linhas são traçadas ao resolvermos o potencial para os modelos comparando com o modelo padrão de acordo com [Equação 3.17](#).

Figura 12 – $w_0 \times \Omega_{m0}$ para o modelo w CDM. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%.



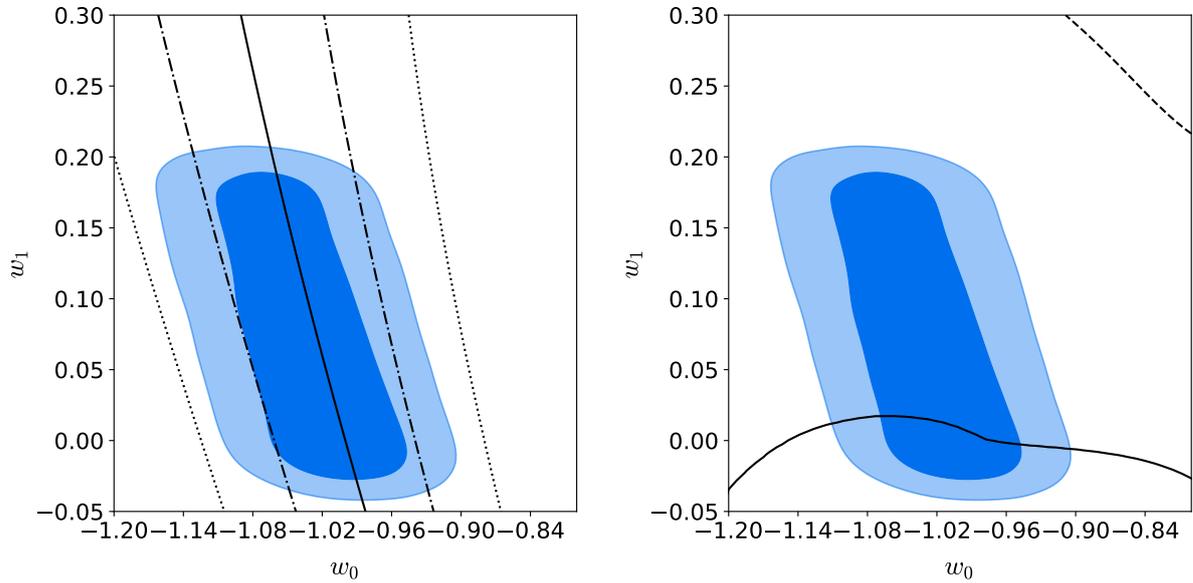
Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 13 – w_0 e w_1 CPL. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%.



Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 14 – w_0 e w_1 Wetterich Logarithmic. Esquerda: AD; Direita: NAD. Podemos notar que no caso NAD (direita) encontramos uma diferença menor entre os modelos que chega até apenas 10%.

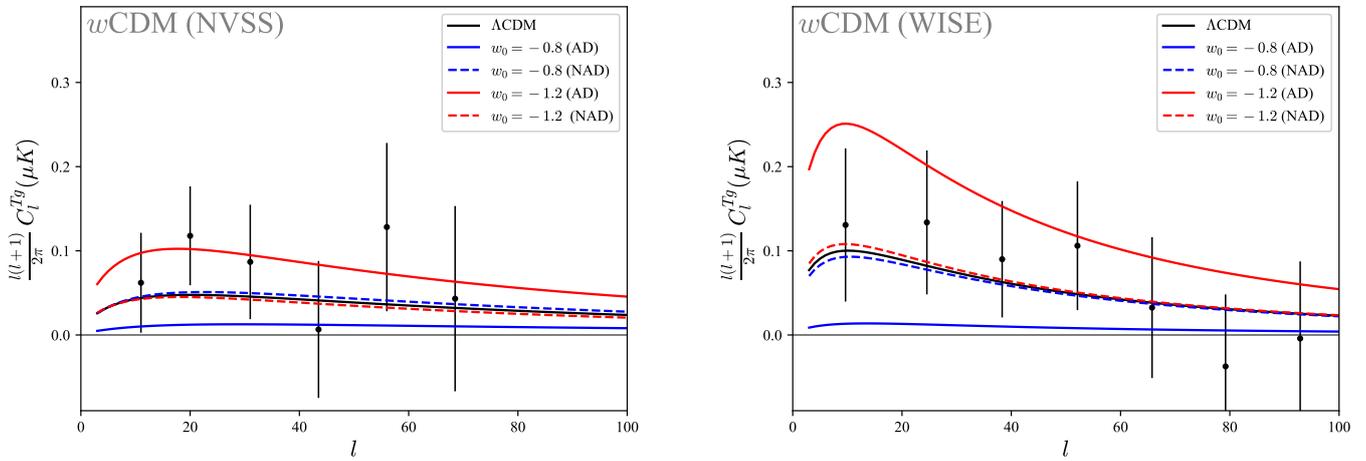


Fonte: (VELTEN et al., 2018)

4.2.2 Correlação cruzada CMB-galáxias

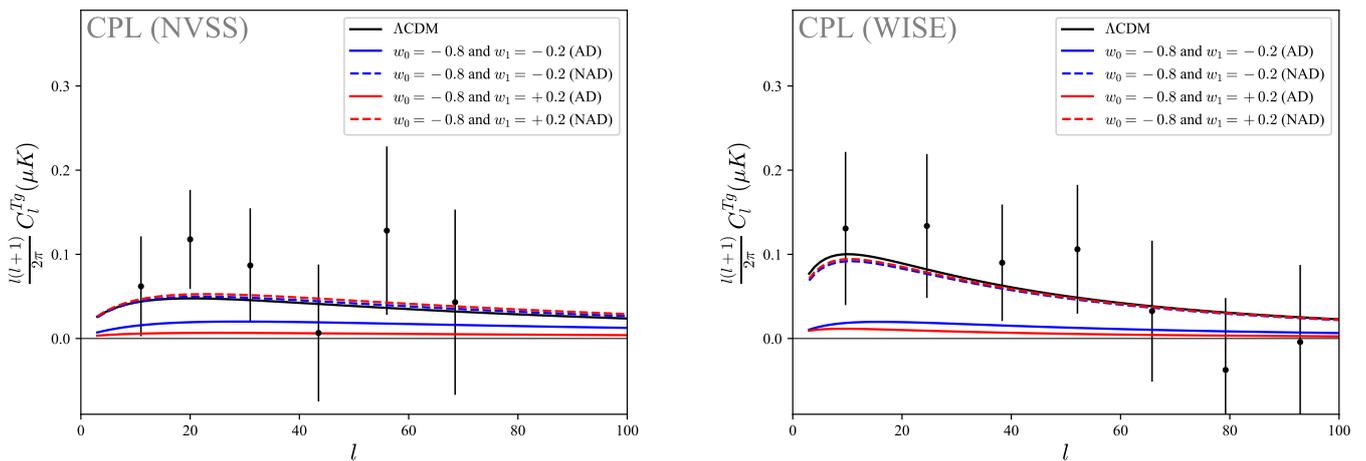
A seguir temos os resultados [Figura 15](#), [Figura 16](#), [Figura 17](#), [Figura 18](#), [Figura 19](#) para a correlação cruzada de CMB-galáxias que exhibe novamente a quasi-degenerescência para os modelos não adiabáticos (linhas tracejadas) com o modelo padrão Λ CDM (linha sólida preta). Utilizamos os catálogos NVSS (*NRAO VLA Sky Survey*) e WISE (*Wide-field Infrared Survey*). Os gráficos são dados pela relação do espectro de potência multiplicado pela temperatura da CMB ($T_{CMB} \approx 2,725 \times 10^6 \mu K$) e seu multipolo. Focamos no efeito tardio causado pela energia escura.

Figura 15 – Espectro de potência C_l^{Tg} para w CDM. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta.



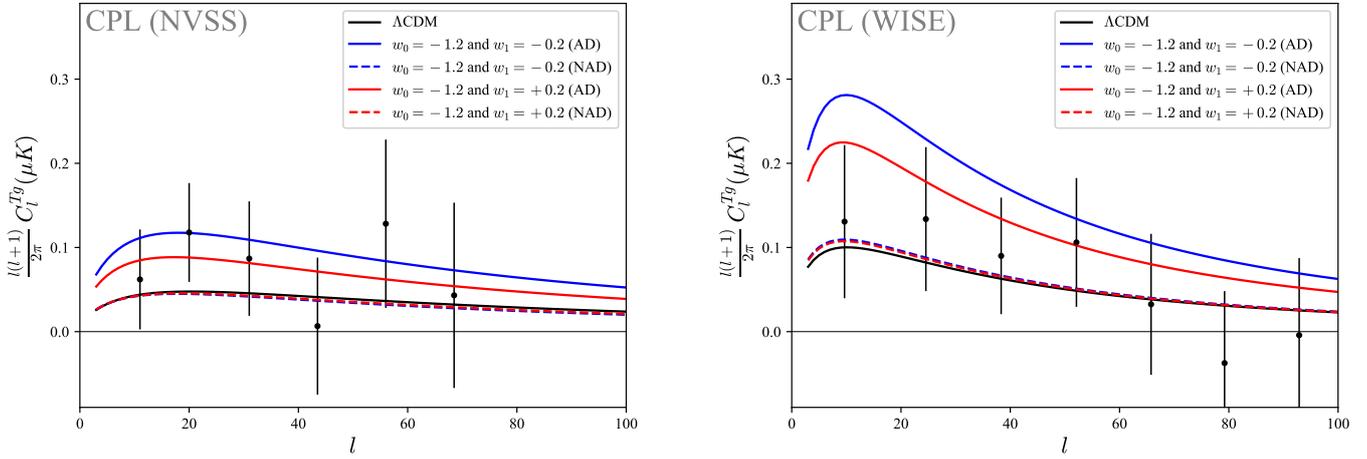
Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 16 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo CPL com $w_0 = -0.8$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta.



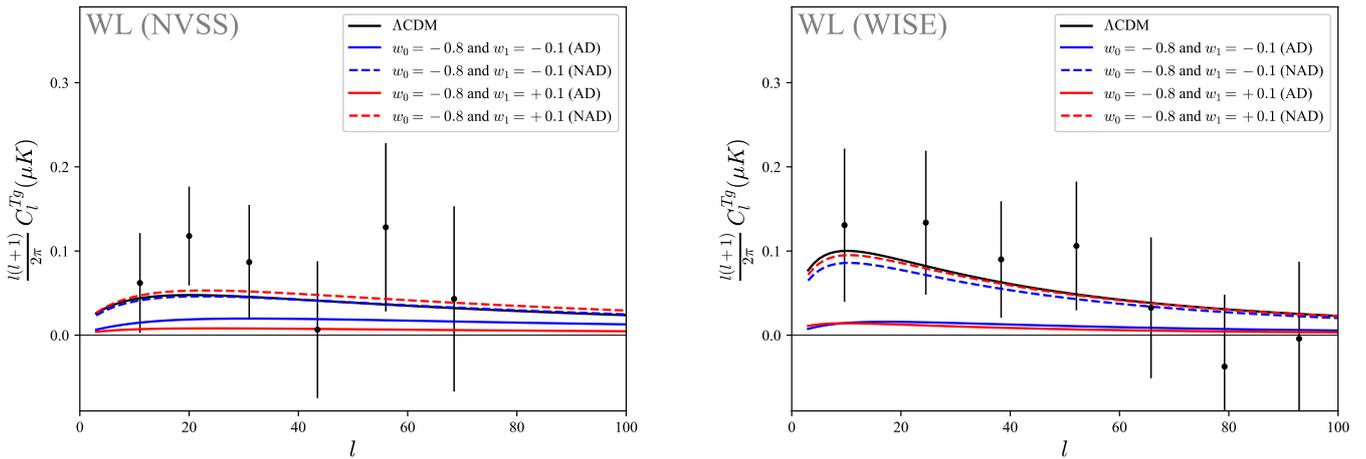
Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 17 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo CPL com $w_0 = -1.2$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta.



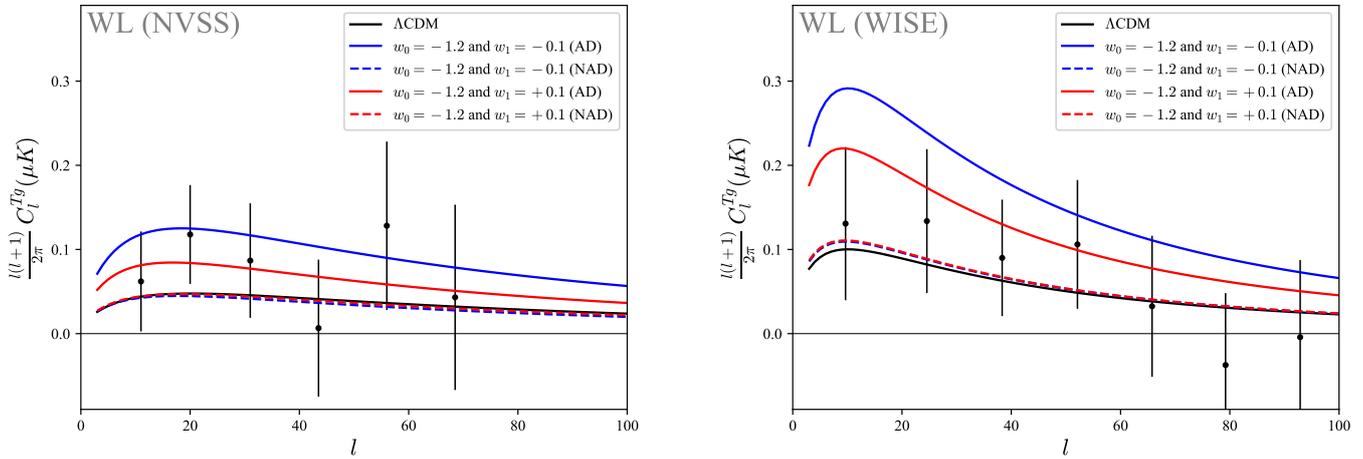
Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 18 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo WL com $w_0 = -0.8$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta.



Fonte: (VELTEN et al., 2018)

Figura 19 – Espectro de potência C_l^{Tg} para o modelo WL com $w_0 = -1.2$. Esquerda: NVSS. Direita: WISE. As linhas tracejadas representam os modelos não adiabáticos (NAD) e as sólidas os modelos adiabáticos (AD). O modelo padrão é dado pela linha sólida preta.



Fonte: (VELTEN et al., 2018)

5 Conclusão

Ao considerar nosso universo composto por dois fluidos (matéria e energia escuras), e considerando que efeitos perturbativos não-adiabáticos podem existir neste sistema, encontramos as contribuições correspondentes a aos termos perturbativos de entropia intrínseca (para a energia escura) e relativa (entre energia escura e matéria). Resolvendo, através de métodos numéricos, um conjunto de equações para as perturbações escalares lineares conseguimos obter o comportamento do potencial gravitacional efetivo, cuja fonte são estes termos perturbativos de entropia. Obtendo o potencial conseguimos relacioná-lo ao contraste de densidade da matéria. Assim, é possível comparar as previsões teóricas para modelos de energia escura não-adiabáticos com dados de formação de estruturas, como a quantidade $f\sigma_8$. Esta primeira análise resultou na publicação do trabalho (VELTEN; FAZOLO, 2017). Em seguida fizemos o mesmo estudo para efeito Sachs-Wolfe integrado com correlação cruzada de CMB e galáxias (VELTEN et al., 2018). Em ambos utilizamos os mesmos conjunto de equações do potencial relacionado às perturbações de entropia para a energia escura.

Podemos perceber em nossas equações que se colocarmos um parâmetro da equação de estado para a energia como $w_{DE} = -1$ nas equações de perturbação de entropia intrínseca e relativa, obtemos sempre o caso adiabático que, no caso, representa o modelo padrão (Λ CDM). Para um parâmetro de equação de estado dependente do tempo esperávamos que um modelo não adiabático, por incluir contribuições não usuais à dinâmica perturbativa, se distinguisse mais do do modelo Λ CDM, em comparação ao caso adiabático. Em outras palavras, seria um modelo mais distante do modelo padrão. Porém encontramos uma quasi-degenerescência entre os casos não adiabáticos e o modelo padrão Λ CDM em todas as análises feitas no nível perturbativo escalar linear. Podemos aprofundar este estudo para perturbações de segunda ordem e não lineares para desvendar os efeitos dessa não adiabaticidade para a energia escura. Esta é a motivação para a continuação deste trabalho.

O setor escuro ainda precisa ser melhor investigado utilizando as contribuições futuras na área observacional. Estamos vivendo em uma época de expansão acelerada onde quase toda a composição do universo seria a energia escura, e essa quasi-degenerescência encontrada comprova que mais estudos devem ser feitos sobre as características dessa energia. Em particular, mostramos ser necessário uma análise mais profunda sobre a natureza adiabática (não-adiabática) das perturbações da energia escura.

Referências

ABBOTT, T. M. C. et al. The Dark Energy Survey Data Release 1. *ArXiv e-prints*, jan. 2018. Citado na página 13.

ANDERSON, L. et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: baryon acoustic oscillations in the Data Releases 10 and 11 Galaxy samples. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 441, p. 24–62, jun. 2014. Citado na página 51.

AUDREN, B. et al. Conservative constraints on early cosmology with MONTE PYTHON. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 2, p. 001, fev. 2013. Citado na página 51.

BARDEEN, J. M. et al. The statistics of peaks of Gaussian random fields. *Astrophysical Journal*, v. 304, p. 15–61, maio 1986. Citado na página 45.

BARTOLO, N. et al. Perturbations in cosmologies with a scalar field and a perfect fluid. *Physical Review D*, v. 70, n. 4, p. 043532, ago. 2004. Citado 3 vezes nas páginas 32, 34 e 35.

BETOULE, M. et al. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *Astronomy & Astrophysics*, v. 568, p. A22, ago. 2014. Citado na página 51.

BLAS, D.; LESGOURGUES, J.; TRAM, T. The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS). Part II: Approximation schemes. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 7, p. 034, jul. 2011. Citado na página 51.

CHEVALLIER, M.; POLARSKI, D. Accelerating Universes with Scaling Dark Matter. *International Journal of Modern Physics D*, v. 10, p. 213–223, 2001. Citado na página 37.

COLLABORATION, P. et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy e Astrophysics*, v. 594, p. A13, set. 2016. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 40.

Condon, J. J. et al. The NRAO VLA Sky Survey. *The Astronomical Journal*, v. 115, p. 1693–1716, maio 1998. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 44.

DENT, J. B.; DUTTA, S.; WEILER, T. J. New perspective on the relation between dark energy perturbations and the late-time integrated Sachs-Wolfe effect. *Physical Review D*, v. 79, n. 2, p. 023502, jan. 2009. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 34.

DODELSON, S. *Modern cosmology*. San Diego, CA: Academic Press, 2003. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1282338>>. Citado 7 vezes nas páginas 17, 18, 19, 23, 24, 39 e 45.

ESCAMILLA-RIVERA, C. Status on Bidimensional Dark Energy Parameterizations Using SNe Ia JLA and BAO Datasets. *Galaxies*, v. 4, p. 8, jul. 2016. Citado na página 38.

- FAZOLO, E. R. Uma introdução às perturbações cosmológicas. *Monografia - UFES*, p. 1–91, 2016. Disponível em: <<https://www.dropbox.com/s/g1437nssx0rsmkr/MonografiaRaquel.pdf?dl=0>>. Citado na página 24.
- HARRISON, E. R. Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology. *Physical Review D*, v. 1, p. 2726–2730, maio 1970. Citado na página 45.
- HUBBLE, E. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, v. 15, p. 168–173, mar. 1929. Citado na página 15.
- KODAMA, H.; SASAKI, M. Cosmological Perturbation Theory. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, v. 78, p. 1, 1984. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 31.
- LEWIS, A.; BRIDLE, S. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Physical Review D*, v. 66, p. 103511, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 46.
- LEWIS, A.; BRIDLE, S. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Physical Review D*, v. 66, p. 103511, 2002. Citado na página 39.
- LIMBER, D. N. The Analysis of Counts of the Extragalactic Nebulae in Terms of a Fluctuating Density Field. II. *Astrophysical Journal*, v. 119, p. 655, maio 1954. Citado na página 44.
- LINDER, E. V. Exploring the Expansion History of the Universe. *Physical Review Letters*, v. 90, n. 9, p. 091301, mar. 2003. Citado na página 37.
- LINDER, E. V. Cosmic growth and expansion conjoined. *Astroparticle Physics*, v. 86, p. 41–45, jan. 2017. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 47.
- MAARTENS, R. Causal Thermodynamics in Relativity. *ArXiv Astrophysics e-prints*, set. 1996. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 31.
- MALIK, K. A.; WANDS, D.; UNGARELLI, C. Large-scale curvature and entropy perturbations for multiple interacting fluids. *Physical Review D*, v. 67, n. 6, p. 063516, mar. 2003. Citado na página 31.
- MO, H.; BOSCH, F. C. van den; WHITE, S. *Galaxy Formation and Evolution*. [S.l.: s.n.], 2010. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 39.
- MORESCO, M. et al. Improved constraints on the expansion rate of the universe up to $z = 1.1$ from the spectroscopic evolution of cosmic chronometers. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 2012, n. 08, p. 006, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1475-7516/2012/i=08/a=006>>. Citado na página 51.
- MUKHANOV, V. *Physical Foundations of Cosmology*. [S.l.: s.n.], 2005. 442 p. Citado 3 vezes nas páginas 23, 24 e 36.
- MUKHANOV, V. F.; FELDMAN, H. A.; BRANDENBERGER, R. H. Theory of cosmological perturbations. *Physics Reports*, v. 215, p. 203–333, jun. 1992. Citado na página 34.

- NESSERIS, S.; PANTAZIS, G.; PERIVOLAROPOULOS, L. Tension and constraints on modified gravity parametrizations of $G_{eff}(z)$ from growth rate and Planck data. *Physical Review D*, v. 96, n. 2, p. 023542, jul. 2017. Citado na página 47.
- NISHIZAWA, A. J. The integrated Sachs-Wolfe effect and the Rees-Sciama effect. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, v. 2014, n. 6, p. 06B110, jun. 2014. Citado na página 41.
- PADILLA, A. Lectures on the Cosmological Constant Problem. *ArXiv e-prints*, fev. 2015. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 21.
- PERLMUTTER, S. et al. Cosmology From Type IA Supernovae: Measurements, Calibration Techniques, and Implications. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. [S.l.: s.n.], 1997. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 29), p. 1351. Citado na página 13.
- PIATTELLA, O. F.; FABRIS, J. C.; BILIĆ, N. Note on the thermodynamics and the speed of sound of a scalar field. *Classical and Quantum Gravity*, v. 31, n. 5, p. 055006, mar. 2014. Citado na página 36.
- RIESS, A. G. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, v. 116, p. 1009–1038, set. 1998. Citado na página 13.
- RIESS, A. G. et al. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, v. 826, p. 56, jul. 2016. Citado na página 51.
- SACHS, R. K.; WOLFE, A. M. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *Astrophysical Journal*, v. 147, p. 73, jan. 1967. Citado na página 42.
- SENATORE, L. Lectures on Inflation. In: *Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: New Frontiers in Fields and Strings (TASI 2015): Boulder, CO, USA, June 1-26, 2015*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 447–543. Citado na página 16.
- VELTEN, H. et al. Large-scale structure and integrated Sachs-Wolfe effect in decaying vacuum cosmology. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 452, p. 2220–2224, set. 2015. Citado na página 47.
- VELTEN, H.; FAZOLO, R. Revealing the nonadiabatic nature of dark energy perturbations from galaxy clustering data. *Physical Review D*, v. 96, n. 8, p. 083502, out. 2017. Citado 7 vezes nas páginas 14, 22, 47, 48, 49, 50 e 58.
- VELTEN, H. et al. Degeneracy between nonadiabatic dark energy models and Λ CDM : Integrated Sachs-Wolfe effect and the cross correlation of CMB with galaxy clustering data. *Physical Review D*, v. 97, n. 10, p. 103514, maio 2018. Citado 11 vezes nas páginas 14, 22, 47, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57 e 58.
- VELTEN, H. E. S.; MARTTENS, R. F. vom; ZIMDAHL, W. Aspects of the cosmological “coincidence problem”. *European Physical Journal C*, v. 74, p. 3160, nov. 2014. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 21.

- WANDS, D.; PIATTELLA, O. F.; CASARINI, L. Physics of the Cosmic Microwave Background Radiation. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, v. 45, p. 3, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 22.
- WEINBERG, S. *Cosmology*. [S.l.]: Oxford University Press, 2008. Citado na página 24.
- WETTERICH, C. Phenomenological parameterization of quintessence. *Physics Letters B*, v. 594, p. 17–22, jul. 2004. Citado na página 37.
- WRIGHT, E. L. et al. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance. *The Astronomical Journal*, v. 140, p. 1868–1881, dez. 2010. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 44.
- Wright, E. L. et al. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance. *The Astronomical Journal*, v. 140, p. 1868–1881, dez. 2010. Citado na página 44.
- YAN, L. et al. Characterizing the Mid-infrared Extragalactic Sky with WISE and SDSS. *The Astronomical Journal*, v. 145, p. 55, mar. 2013. Citado na página 44.
- ZELDOVICH, Ya. B. A Hypothesis, unifying the structure and the entropy of the universe. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 160, p. 1P–3P, 1972. Citado na página 45.