

# *Avaliando a energia escura através de fração de massa de gás*

Dinorah Barbosa<sup>1,2</sup>, Rodrigo von Marttens<sup>3,4</sup>, Javier Gonzalez<sup>5</sup> e Jailson Alcaniz<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Universidade Federal Fluminense*

<sup>2</sup>*Observatório Nacional*

<sup>3</sup>*Universidade Federal da Bahia*

<sup>4</sup>*Universidade Federal do Espírito Santo*

<sup>5</sup>*Universidade Federal de Sergipe*

## **Resumo**

Exploramos a possibilidade de quebrar a degenerescência escura utilizando medidas da fração de massa de gás observada em aglomerados de galáxias massivos e gravitacionalmente relaxados. Estudamos o caso particular  $w$ CDM e sua contrapartida interagente. Comparamos os resultados obtidos nas duas descrições físicas do setor escuro com uma reconstrução não-paramétrica obtida através de Processos Gaussianos. Ainda que a degenerescência tenha sido quebrada em teoria, nossa análise mostra que as medidas atuais da fração de massa de gás são insuficientes para obter uma conclusão final para qual abordagem é favorecida, mesmo quando combinada com SNIa, BAO e CMB.

## **Abstract**

We explore the possibility of breaking the dark degeneracy by using measurements of the gas mass fraction observed in massive and relaxed galaxy clusters. This data is particularly interesting for this purpose because it isolates the matter contribution, possibly allowing the degeneracy breaking. We study the particular case of the  $w$ CDM model with its interactive counterpart. We compare the results obtained from both descriptions with a non-parametric analysis obtained through Gaussian Process. Even though the degeneracy may be broken from the theoretical point of view, we find that current gas mass fraction data seems to be insufficient for a final conclusion about which approach is favored, even when combined with SNIa, BAO and CMB.

**Palavras-chave:** cosmologia, energia escura, matéria escura, fração de massa do gás.

**Keywords:** cosmology, dark energy, dark matter, gas mass fraction.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53340](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53340)

## **1 Introdução**

O modelo cosmológico padrão,  $\Lambda$ CDM, descreve o setor escuro do universo como constituído por energia escura (DE) na forma de constante cosmológica ( $w_x = -1$ ), enquanto a matéria escura se apresenta majoritariamente na forma não-relativística, "fria"(CDM). Atualmente, este modelo enfrenta obstáculos teóricos e observacionais, entre os quais destacam-se o problema da constante cosmológica [1, 2] e tensões cosmológicas, como a tensão de Hubble [3]. Em resposta a esses desafios, uma variedade de modelos alternativos surgiram na literatura, focando principalmente em diferentes mecanismos físicos que expliquem a aceleração tardia do universo, com o

objetivo de resolver ou pelo menos aliviar as dificuldades mencionadas. Entre estes, modelos que propõem uma interação não gravitacional entre matéria e energia escura destacam-se na literatura, visto que podem naturalmente aliviar o problema da coincidência cósmica e em alguns casos reduzir significativamente a tensão de Hubble [4].

Por outro lado, as equações de Einstein vinculam somente a soma do tensor energia-momento total de seus componentes, não impondo restrições individuais para os componentes. Desse modo, surge uma degenerescência no setor escuro do universo, conhecida como degenerescência escura [5–11]. Para o caso particular em que modelos de energia escura dinâmicos e interagentes

são considerados, Ref. [6] demonstrou ser possível encontrar uma correspondência entre essas duas descrições físicas degeneradas de modo que, para um dado modelo dinâmico de energia escura, podemos determinar sua contrapartida (interagente) degenerada e vice-versa.

Neste trabalho, realizamos um teste para romper essa degenerescência a nível de *background*, isto é, para escalas de expansão homogênea do universo. Utilizamos medidas de fração de massa de gás obtidas a partir de aglomerados massivos de galáxias,  $f_{gas}(z)$ , nos aproveitando do fato de que estas fornecem a razão  $\Omega_c/\Omega_m$  ao invés de distâncias, as quais dependem de  $H(z)$ . Este *dataset* possibilita um teste para distinguir valores de parâmetros cosmológicos nas duas abordagens, quebrando a degenerescência escura. Nós realizamos uma estimativa de parâmetro com Markov-Chain Monte Carlo (MCMC) para os dados de  $f_{gas}$  isolados, e em combinação com SNIa, BAO e CMB. Com o objetivo de determinar qual abordagem é favorecida pelas medidas de  $f_{gas}$ , comparamos nossos resultados de análise estatística com um valor de  $\Omega_{c,0}$  obtido através de uma reconstrução não-paramétrica de  $\rho_c(z)$ . Para a abordagem dinâmica, consideramos uma energia escura que varia no tempo e uma CDM que evolui com  $\rho_c \propto a^{-3}$ , enquanto para a abordagem interagente, consideramos um modelo em que o vácuo que decai é acoplado com matéria escura. Mais especificamente, examinamos os casos de um  $w$ CDM plano e sua contrapartida interagente, denotada como  $\tilde{w}$ CDM.

## 2 Degenerescência Escura

As Equações de campo de Einstein estabelecem uma relação entre a geometria do espaço-tempo e os constituintes do universo. Ela pode ser escrita em termos do tensor de energia-momento do setor escuro,  $T_{\mu\nu}^d = T_{\mu\nu}^c + T_{\mu\nu}^x$ :

$$T_{\mu\nu}^d = \frac{G_{\mu\nu}}{\kappa} - T_{\mu\nu}^b + T_{\mu\nu}^r, \quad (1)$$

onde  $G_{\mu\nu}$  é o tensor de Einstein,  $\kappa = 8\pi G/c^4$  é a constante gravitacional universal. Os *superscripts* c, x, b e r denotam respectivamente CDM, DE, bárions e radiação. Como não podemos medir diretamente as contribuições individuais do

setor escuro, i.e., matéria e energia escura, modelos cosmológicos com o mesmo valor de  $T_{\mu\nu}^d$  mas diferentes decomposições de DE e CDM, serão indistinguíveis sob dados que dependam exclusivamente da taxa de expansão do universo,  $H(z)$ .

De forma geral, assumindo a métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker e que os bárions e a radiação não interagem com DE e CDM, podemos descrever o setor escuro como um fluido unificado, que segue a equação de conservação de energia:

$$\dot{\rho}_d + 3H[1 + w_d]\rho_d = 0, \quad (2)$$

onde  $\rho_d$  é a densidade de energia do fluido unificado,  $H$  é o fator de Hubble,  $w_d$  é o parâmetro de equação de estado do fluido e 'd' é o *subscript* do setor escuro unificado. A Eq. 2 é obedecida mesmo quando seus componentes individuais não se conservam isoladamente, como num cenário de energia escura interagente.

Para qualquer par de decomposições distintas do setor escuro, é possível estabelecer um mapeamento entre modelos degenerados [6]. Consideramos os casos de energia escura dinâmica (representado pelo *superscript*  $-$ ) e energia escura interagente (representado pelo *superscript*  $\sim$ ). No modelo interagente, adotamos um *ansatz* para a função fonte de interação ( $Q$ ) que depende exclusivamente das densidades de energias dos constituintes do setor escuro do universo

$$Q = 3HR(\tilde{\rho}_c, \tilde{\rho}_x), \quad (3)$$

com  $R(\tilde{\rho}_c, \tilde{\rho}_x)$  uma função de  $\tilde{\rho}_c$  e  $\tilde{\rho}_x$ , as densidades de energia da CDM e DE no modelo interagente, respectivamente. a nível de *background*, a degenerescência escura nos leva às seguintes relações:

$$\tilde{\rho}_x = -\bar{w}_x \bar{\rho}_x \quad (4)$$

$$\tilde{\rho}_c = \bar{\rho}_c + (1 + \bar{w}_x) \bar{\rho}_x. \quad (5)$$

As equações apresentadas acima demonstram explicitamente como podemos partir de um cenário para o outro: do lado esquerdo das Eqs. 4 e 5 temos quantidades do modelo interagente ( $\sim$ ), enquanto do lado direito temos apenas quantidades referentes ao modelo dinâmico ( $-$ ). Neste trabalho, estamos particularmente interessados em

encontrar o cenário interagente a partir de um modelo dinâmico, mas o inverso também é possível [7]. Além disso, Eqs. 4 e 5 nos levam a:

$$\tilde{\Omega}_{x,0} = -\bar{w}_0 \bar{\Omega}_{x,0}, \quad (6)$$

$$\tilde{\Omega}_{c,0} = \bar{\Omega}_{c,0} + (1 + \bar{w}_0) \bar{\Omega}_{x,0}. \quad (7)$$

O que nos mostra que  $\tilde{\Omega}_{c,0} \neq \bar{\Omega}_{c,0}$ ,  $\tilde{\Omega}_{x,0} \neq \bar{\Omega}_{x,0}$ , já que a evolução individual dos componentes em cada abordagem será distinta.

## 2.1 Caso $w$ CDM e $\tilde{w}$ CDM

Estudamos o caso particular  $w$ CDM e sua contrapartida interagente,  $\tilde{w}$ CDM. Neste caso, as equações para CDM e DE para o  $w$ CDM são:

$$\bar{\rho}_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \bar{\Omega}_{c,0} a^{-3}, \quad (8)$$

$$\bar{\rho}_x = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \bar{\Omega}_{x,0} a^{-3(1+w_0)}. \quad (9)$$

enquanto para o  $\tilde{w}$ CDM, as equações 4 e 5 tornam-se

$$\tilde{\rho}_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} [\bar{\Omega}_{c,0} + \bar{\Omega}_{x,0}(1 + w_0)^{-3(w_0)}] a^{-3}, \quad (10)$$

$$\tilde{\rho}_x = -\frac{3H_0^2}{8\pi G} \bar{\Omega}_{x,0} a^{-3(1+w_0)}. \quad (11)$$

Por outro lado, no regime perturbativo, é possível quebrar a degenerescência a nível linear sob certas escolhas paramétricas. Conforme discutido em Ref. [6], manter a degenerescência em pequenas escalas não resulta em consequências físicas interessantes, portanto tomamos a velocidade do som da DE igual à unidade, i.e.,  $c_x^2 = 1$  nas duas abordagens com a finalidade de romper a degenerescência a nível linear perturbativo.

## 3 Metodologia

### 3.1 Dados Observacionais

Para discutir uma possível quebra de degenerescência escura a nível de *background*, utilizamos amostras de *datasets* complementares para realizar nossa análise de MCMC nas duas abordagens consideradas para a energia escura. Em particular, utilizamos 40 medidas de fração de massa de

gás  $f_{gas}(z) = M_{gas}/M_{total}$ , de aglomerados de galáxias massivos e gravitacionalmente estáveis da Ref. [12] (a partir de agora, M14), calculados na casca esférica  $0.8 < r/r_{2500}^{ref} < 1.2$  a partir do centro do aglomerado. A fração de massa de gás depende da razão entre a quantidade de bárions ( $\Omega_b$ ) e a quantidade total da matéria do universo ( $\Omega_m$ ):

$$f_{gas}^{ref} \left( 0.8 < \frac{r}{r_{2500}^{ref}} < 1.2; z \right) = K(z) A(z) \Upsilon(z) \left( \frac{\Omega_{b,0}}{\Omega_{m,0}} \right) \left[ \frac{d_A^{ref}(z)}{d_A(z)} \right]^{3/2}. \quad (12)$$

onde  $K(z)$  é a relação entre raio-X e massa de *weak lensing* e  $\Upsilon(z)$  é a depleção do gás.  $A(z)$  corresponde a uma correção geométrica que considera as diferenças na distância angular entre a cosmologia de referência, denotado como 'ref', e a cosmologia avaliada. Por fim,  $d_A$  é a distância de diâmetro angular.

Além disso, utilizamos (i) medidas de distância Supernovas Tipo Ia do Pantheon [13]; (ii) dados de oscilações acústicas de bárions (BAO) em combinação distorções espaciais de *redshift* (RSD), BAO/RSD, contendo informações comprimidas sobre o pico do BAO radial e angular, além de  $f\sigma_8$ , utilizando os catálogos de aglomeração de galáxias/quasares dos surveys SDSS DR7 [14], BOSS DR12 [15] e eBOSS DR16 [16]; por fim, consideramos (iii) medidas de temperatura e polarização E da radiação cósmica de fundo (CMB) do Planck 2018 [17]. Embora medidas de CMB estejam relacionadas a escalas do regime perturbativo e portanto não podem ser utilizadas para o estudo da quebra de degenerescência no *background*, esses dados notavelmente fornecem fortes vínculos observacionais em análises combinadas. Desse modo, incluímos análises  $f_{gas}(z) + \text{CMB}$  para posteriormente serem avaliadas pela reconstrução não-paramétrica.

## 4 Análise Estatística

Utilizamos versões modificadas do código de Boltzmann CLASS [18] para calcular a evolução de *background* dos nossos modelos e realizamos uma análise de MCMC com o MontePython [19].

|             | Parâmetro         | Prior                                         |
|-------------|-------------------|-----------------------------------------------|
| Cosmológico |                   |                                               |
| ★           | $100\omega_{b,0}$ | $\mathcal{N}[2.202; 0.046]$                   |
| ★           | $h$               | $\mathcal{N}[0.732; 0.013]$                   |
|             | $\Omega_{c,0}$    | $\mathcal{U}[0.25; 0; 1]$                     |
|             | $w_0$             | $\mathcal{U}[-0.9; \text{None}; \text{None}]$ |
| Astrofísico |                   |                                               |
| ★           | $K_0$             | $\mathcal{N}[0.96; 0.09]$                     |
|             | $K_1$             | $\mathcal{U}[0; -0.05; 0.05]$                 |
|             | $\Upsilon_0$      | $\mathcal{U}[0.84; 0.763; 0.932]$             |
|             | $\Upsilon_1$      | $\mathcal{U}[0; -0.05; 0.05]$                 |
| ★           | $\eta$            | $\mathcal{N}[0.442; 0.035]$                   |

**Tabela 1:** *Priors* utilizados na análise de MCMC para  $f_{gas}(z)$ . *Priors* gaussianos são denotados com  $\mathcal{N}[\text{Média}; \text{Desvio padrão}]$ , enquanto *priors* uniformes estão no formato  $\mathcal{U}[\text{Média}; \text{Valor mínimo}; \text{Valor máximo}]$ . Quando um símbolo de estrela (★) aparece ao lado do nome do parâmetro, significa que o *prior* utilizado era externo. Para o parâmetro de equação de estado,  $w_0$ , tanto para a abordagem dinâmica quanto para a interagente, utilizamos um *prior* não informativo, isto é, sem limites inferior e superior ("None").

Nós criamos um código de *likelihood* no MontePython para utilizar os dados de  $f_{gas}(z)$  de M14.

Os *priors* escolhidos para os parâmetros cosmológicos e para as quantidades astrofísicas relacionadas a  $f_{gas}(z)$  encontram-se na Tab. 1. Para as análises combinadas, i.e.,  $f_{gas}(z) + \text{SN Ia} + \text{BAO}$ ,  $f_{gas}(z) + \text{CMB}$ , não utilizamos os *priors* externos  $100\omega_{b,0}$  e  $h$ , mas  $H_0$  ( $\mathcal{U}[72; 60; 80]$ ) e  $\omega_b$  ( $\mathcal{U}[0.0215; 0; 1]$ ). Os *priors* externos para  $K_0$  e  $\eta$  são mantidos em todas as análises. Adotamos os valores padrão do MontePython para os parâmetros de *nuisance* de cada experimento.

Apresentamos os resultados da nossa análise estatística nas Figs. 1, 2 e 3. Os valores médios e com  $1\sigma$  de incerteza estão apresentados na Tabela 2. O critério de convergência considerado foi o diagnóstico de Gelman-Rubin, para  $R - 1 < 0.001$ , onde  $R$  é a estatística Gelman-Rubin. Para o  $f_{gas}(z)$ ,  $\Omega_{c,0}$  não varia consideravelmente para os dois modelos, enquanto  $w_0$  difere nos casos  $\bar{w}\text{CDM}$  e  $\tilde{w}\text{CDM}$ . Os dois modelos estão em concordância com o  $\Lambda\text{CDM}$  para  $2\sigma$  de confiança.

Uma energia escura "fantasma" ( $w_0 < -1$ ) em  $1\sigma$  é esperada para o  $\bar{w}\text{CDM}$ , visto que dados

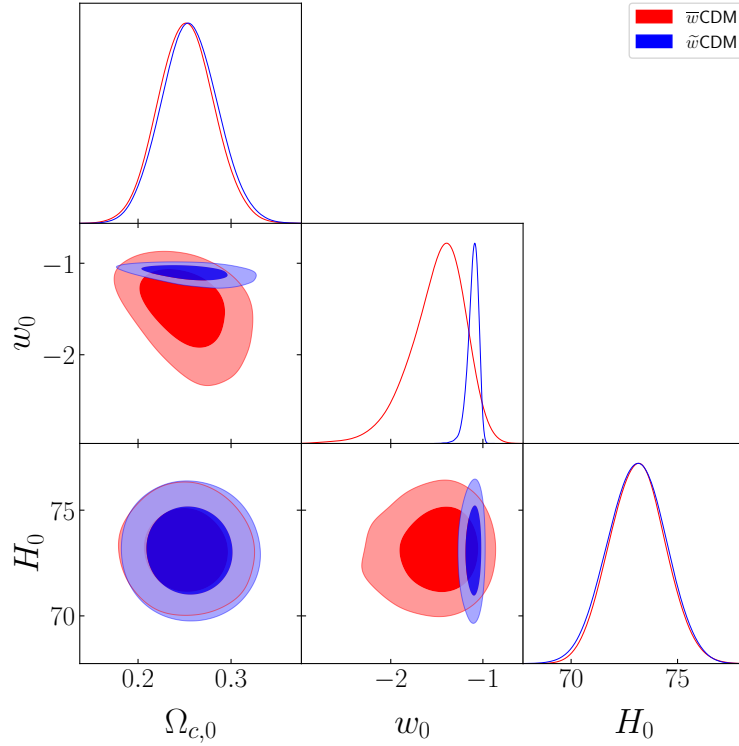
de  $f_{gas}$  têm preferência por valores mais negativos para este modelo [12, 20]. Notamos que as regiões de contorno para  $w_0$  são menores para  $\bar{w}\text{CDM}$  em comparação ao  $w\text{CDM}$ , o que pode ser explicado pelo fato de que  $w_0$  aparece diretamente nas expressões de evolução de *background* do modelo interagente, enquanto no modelo dinâmico este parâmetro aparece apenas indiretamente. Além disso, encontramos valores de  $w_0$  próximos de  $w_0 = -1$ , sugerindo fraca interação para este modelo. Tendo em mente as pequenas diferenças entre as análises estatísticas para  $f_{gas}(z)$  dos dois modelos estudados, consideramos que a degenerescência não foi quebrada a nível de *background* para esse *dataset*, o que pode ser associado ao fato de que as medidas de  $f_{gas}(z)$  possuem barras de erro elevadas. Ao combinar  $f_{gas}$  com outras sondas cosmológicas, optamos em separar nossas análises em  $f_{gas}(z) + \text{SN Ia} + \text{BAO}$  e  $f_{gas}(z) + \text{CMB}$ , separando os *datasets* de *background* da CMB. Similarmente ao caso anterior, não encontramos diferenças estatísticas significativas para considerar que a degenerescência foi quebrada com a inclusão de outros conjuntos de dados.

## 5 Reconstrução não paramétrica de $\rho_c(z)$

Com o objetivo de determinar qual das duas abordagens é favorecida pelas medidas de  $f_{gas}$ , comparamos nossos resultados da seção anterior com um valor de  $\Omega_{c,0}$  fracamente dependente de modelo, obtido através de uma reconstrução de  $\rho_c(z)$  de Processos Gaussianos (GP). Nesta análise, encontramos  $\rho_{c,0} = 29.1 \pm 6.4 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  para o *kernel* de melhor ajuste (Matérn 9/2), o que equivale a  $\Omega_{c,0} = 0.29 \pm 0.06$  para  $H_0 = 73.2 \pm 1.3 \text{ km/s/Mpc}$  [21]. Calculamos a discrepância  $D = |X - Y| / \sqrt{\sigma_X^2 + \sigma_Y^2}$ , onde  $X$  e  $Y$  são os valores médios de uma dada quantidade, e  $\sigma_X$ ,  $\sigma_Y$  seus respectivos erros, entre os valores obtidos da análise de MCMC e os obtidos com GP. Estes resultados estão apresentados na Tabela 3. De modo geral, as discrepâncias entre modelos são insuficientes para indicar preferência por uma das cosmologias testadas.

|                 | Dataset                                 | $\Omega_{c,0}$            | $w_0$                      |
|-----------------|-----------------------------------------|---------------------------|----------------------------|
| $\bar{w}$ CDM   | $f_{gas}(z)$                            | $0.252 \pm 0.030$         | $-1.50^{+0.34}_{-0.22}$    |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$ | $0.261 \pm 0.011$         | $-1.043 \pm 0.038$         |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{CMB}$               | $0.221^{+0.016}_{-0.021}$ | $-1.209^{+0.088}_{-0.10}$  |
| $\tilde{w}$ CDM | $f_{gas}(z)$                            | $0.256 \pm 0.030$         | $-1.106^{+0.068}_{-0.042}$ |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$ | $0.232 \pm 0.017$         | $-1.050 \pm 0.024$         |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{CMB}$               | $0.228 \pm 0.020$         | $-1.040^{+0.020}_{-0.023}$ |

**Tabela 2:** Valores médios e incerteza de  $1\sigma$  encontrados para a análise realizada para  $\bar{w}$ CDM e  $\tilde{w}$ CDM.



**Figura 1:** Plot triangular para a análise de  $f_{gas}(z)$ .  $\bar{w}$ CDM está apresentado em vermelho, enquanto  $\tilde{w}$ CDM em azul.

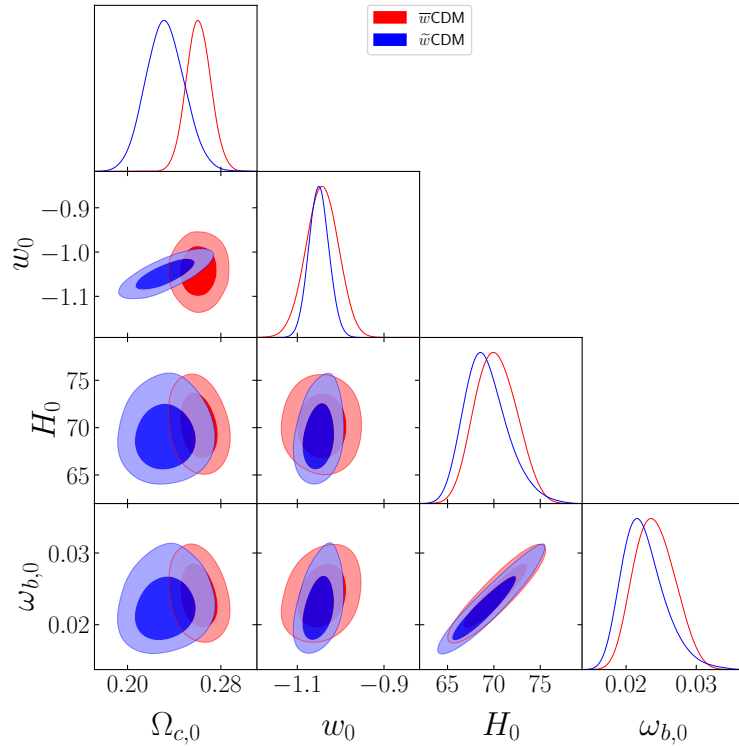
|                 | Análise                                 | D( $\sigma$ ) |
|-----------------|-----------------------------------------|---------------|
| $\bar{w}$ CDM   | $f_{gas}(z)$                            | 0.53          |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$ | 0.43          |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{CMB}$               | 1.04          |
| $\tilde{w}$ CDM | $f_{gas}(z)$                            | 0.47          |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$ | 0.86          |
|                 | $f_{gas}(z) + \text{CMB}$               | 0.91          |

**Tabela 3:** Discrepâncias para  $\bar{w}$ CDM e  $\tilde{w}$ CDM para  $\Omega_{c,0}$  a partir da reconstrução de  $\rho_c$ .

## 6 Conclusões

Neste trabalho, exploramos a possibilidade de quebrar a degenerescência escura a nível de *background* utilizando medidas de fração de massa de gás  $f_{gas}(z)$ , que nos fornece medidas diretas de  $\Omega_c$ . Estudamos o par  $\bar{w}$ CDM e  $\tilde{w}$ CDM e realiza-

mos uma estimativa de parâmetro para diferentes combinações de *datasets*. Observamos que a degenerescência não é quebrada para as medidas atuais de  $f_{gas}$ , mesmo em combinação com outras sondas. Comparamos esses resultados com um valor de  $\Omega_{c,0}$  obtido através de Processos Gaus-



**Figura 2:** Plot triangular para a análise de  $f_{gas}(z) + \text{SN Ia} + \text{BAO}$ .  $\bar{w}\text{CDM}$  está apresentado em vermelho, enquanto  $\tilde{w}\text{CDM}$  em azul.

sianos. Nossos resultados não apresentam preferência por um ou outro cenário cosmológico avaliado. Conforme discutido em [12], ainda que medidas de fração de massa de gás sejam limitadas pela quantidade de aglomerados de galáxias relaxados, espera-se que melhorias na obtenção de dados, como na medição da casca esférica para  $f_{gas}$ , bem como no processamento, como otimizar a calibração de massa na relação raio- $X/weak$  lensing, sejam capazes de diminuir consideravelmente as barras de erro. Isto pode tornar esta sonda cosmológico promissora para a quebra de degenerescência escura, especialmente se combinado com outros experimentos.

## 7 Sessão agradecimentos

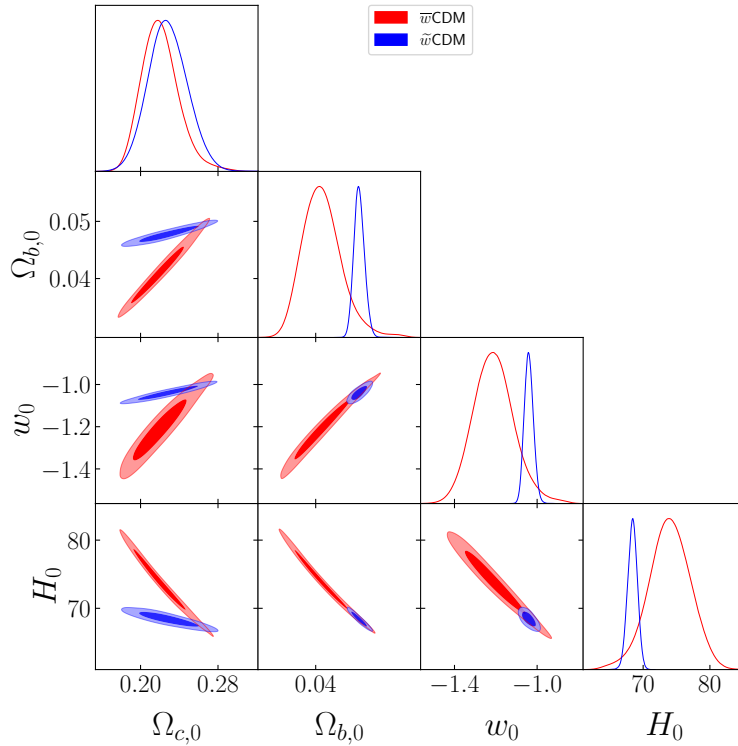
DB agradece ao apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior CAPES. RvM foi financiado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado da Bahia (FAPESB) TO APP 0039/2023. JSA foi financiado pela CNPq No. 307683/2022-2 e Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro

(FAPERJ) No. 259610 (2021).

## Sobre os autores

**Dinorah Barbosa** ([dinorahbarbo-saft@gmail.com](mailto:dinorahbarbo-saft@gmail.com)) é doutora em astrofísica pelo Observatório Nacional do Rio de Janeiro. Possui ampla experiência em códigos de Boltzmann para a cosmologia e em vincular modelos cosmológicos através de análises de Markov Chain Monte Carlo com dados observacionais. Sua pesquisa consiste majoritariamente em investigar possibilidades de um setor escuro interagente. Atualmente é pós-doc na Universidade Federal Fluminense.

**Rodrigo von Marttens** ([rodrigomarttens@ufba.br](mailto:rodrigomarttens@ufba.br)) é Professor Adjunto A do quadro permanente na Universidade Federal da Bahia (UFBA) em Salvador-BA, onde também é membro permanente do PPGFIS. Atua em cosmologia, principalmente nos seguintes temas: energia escura, teorias de gravitação modificada, formação de estruturas em largas escalas, análise de dados e machine learning. É membro das



**Figura 3:** Plot triangular para a análise de  $f_{gas}(z) + \text{CMB}$ .  $\tilde{w}\text{CDM}$  está apresentado em vermelho, enquanto  $w\text{CDM}$  em azul.

colaborações internacionais J-PAS, J-PLUS, e membro permanente do Doutorado Internacional em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação (PPGCosmo).

**Javier Gonzalez** ([javiergonzalez@academico.ufs.br](mailto:javiergonzalez@academico.ufs.br)) é professor do Departamento de Física da Universidade Federal de Sergipe e coordenador do curso de Física: Astrofísica. Sua pesquisa é voltada para reconstrução paramétrica e não-paramétrica de quantidades que permitam distinguir entre modelos de Energia Escura e teorias de Gravidade Modificada, tais como a taxa de expansão do Universo e as perturbações cosmológicas de matéria; e na possível interação no setor escuro. É membro do grupo de teoria do grande levantamento de dados astronômicos J-PAS. Também tem sido parte dos projetos de Mentorias e Estágios de Pesquisa para Estudantes de Astronomia da Colômbia.

**Jailson Alcaniz** ([alcaniz@on.br](mailto:alcaniz@on.br)) é Pesquisador Titular III no Observatório Nacional do Rio de Janeiro, onde atualmente é diretor. É também coordenador do Grupo de Teoria da colaboração J-PAS; membro do grupo de cosmologia e fi-

sica fundamental do projeto ANDES/ELT/ESO, além de integrar a União Astronômica Internacional (IAU). Com cerca de 250 artigos publicados nas principais revistas científicas internacionais nas áreas de Física e Astrofísica, sua pesquisa tem ênfase em Cosmologia, atuando especialmente nos seguintes temas: matéria e energia escuras, estrutura em grande escala do Universo, testes de hipóteses fundamentais em cosmologia, relatividade geral e a física do Universo primordial.

## Referências

- [1] S. Weinberg, *The cosmological constant problem*, Reviews of modern physics **61**(1), 1 (1989).
- [2] T. Padmanabhan, *Cosmological constant—the weight of the vacuum*, Physics reports **380**(5-6), 235 (2003).
- [3] E. Di Valentino et al., *In the realm of the Hubble tension—a review of solutions*, Clas-

- sical and Quantum Gravity **38**(15), 153001 (2021).
- [4] W. Giarè et al., *Interacting dark energy after DESI baryon acoustic oscillation measurements*, Physical Review Letters **133**(25), 251003 (2024).
- [5] S. Carneiro e H. Borges, *On dark degeneracy and interacting models*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2014**(06), 010 (2014).
- [6] R. von Marttens et al., *Dark degeneracy I: Dynamical or interacting dark energy?*, Physics of the Dark Universe **28**, 100490 (2020).
- [7] R. von Marttens, D. Barbosa e J. Alcaniz, *One-parameter dynamical dark-energy from the generalized Chaplygin gas*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2023**(04), 052 (2023).
- [8] I. Wasserman, *Degeneracy inherent in the observational determination of the dark energy equation of state*, Physical Review D **66**(12), 123511 (2002).
- [9] C. Rubano e P. Scudellaro, *Quintessence or phoenix?*, General Relativity and Gravitation **34**(11), 1931 (2002).
- [10] M. Kunz, *Degeneracy between the dark components resulting from the fact that gravity only measures the total energy-momentum tensor*, Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology **80**(12), 123001 (2009).
- [11] A. Aviles e J. L. Cervantes-Cota, *Dark degeneracy and interacting cosmic components*, Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology **84**(8), 083515 (2011).
- [12] A. B. Mantz et al., *Cosmology and astrophysics from relaxed galaxy clusters—II. Cosmological constraints*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **440**(3), 2077 (2014).
- [13] D. M. Scolnic et al., *The complete light-curve sample of spectroscopically confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and cosmological constraints from the combined pantheon sample*, The Astrophysical Journal **859**(2), 101 (2018).
- [14] A. J. Ross et al., *The clustering of the SDSS DR7 main Galaxy sample—I. A 4 per cent distance measure at  $z=0.15$* , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **449**(1), 835 (2015).
- [15] S. Alam et al., *The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **470**(3), 2617 (2017).
- [16] S. Alam et al., *Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory*, Physical Review D **103**(8), 083533 (2021).
- [17] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters*, Astronomy & Astrophysics **641**, A6 (2020).
- [18] J. Lesgourgues, *The cosmic linear anisotropy solving system (CLASS) I: Overview*, arXiv preprint arXiv:1104.2932 (2011).
- [19] B. Audren et al., *Conservative constraints on early cosmology: an illustration of the monte python cosmological parameter inference code. 2012*, arxiv e-prints, arXiv preprint arXiv:1210.7183 .
- [20] A. B. Mantz et al., *Cosmological constraints from gas mass fractions of massive, relaxed galaxy clusters*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **510**(1), 131 (2022).
- [21] A. G. Riess et al., *Cosmic distances calibrated to 1% precision with Gaia EDR3 parallaxes and Hubble Space Telescope photometry of 75 Milky Way Cepheids confirm tension with  $\Lambda$ CDM*, The Astrophysical Journal Letters **908**(1), L6 (2021).