

CADERNOS DE ASTRONOMIA

NÚCLEO DE ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA DA UFES

ANAIS DA 3ª EDIÇÃO DO EVENTO

AS ASTROCIENTISTAS

ENCONTRO BRASILEIRO DE MENINAS E MULHERES DA
ASTROFÍSICA, COSMOLOGIA E GRAVITAÇÃO



CADERNOS DE ASTRONOMIA

ISSN 2675-4754

www.periodicos.ufes.br/astronomia

CORPO EDITORIAL

Prof. Dr. Felipe Tovar Falciano (CBPF)
ftovar@cbpf.br

Prof. Dr. Hermano Velten (UFOP)
hermano.velten@ufop.edu.br

Prof. Dr. Júlio C. Fabris (Ufes)
julio.fabris@cosmo.ufes.org

Prof. Dr. Júnior Diniz Toniato (Ufes)
junior.toniato@ufes.br

CONSELHO CIENTÍFICO

Prof Dr. Adriano Mesquita Oliveira (Ifes)
adriano.oliveira@ifes.edu.br

Prof. Dr. José A. F. Pacheco (OCA, França)
pacheco@oca.eu

Prof. Dr. Sergio Mascarello Bisch (Ufes)
sergiobisch@gmail.com

EDITORES CONVIDADOS

Carla Rodrigues Almeida (UFBA)
carlarodrigues@ufba.br

Igor de O. C. Pedreira (UFF)
igorpereira@id.uff.br

Laura P. de Carvalho (UFBA)
laurapereira@ufba.br

Paola C. M. Delgado (CEICO - FZU, Tchéquia)
delgado@fzu.cz

Tays Miranda (ENS, França)
tays.miranda@phys.ens.fr

ENDEREÇO

Núcleo de Astrofísica e Cosmologia.
Universidade Federal do Espírito Santo.
Av. Fernando Ferrari, 514, Goiabeiras.
Vitória - ES. CEP 29075-010

E-mail: cadernos@cosmo-ufes.org



SOBRE A REVISTA

A revista *Cadernos de Astronomia* é uma publicação semestral do Núcleo Cosmo-Ufes da Universidade Federal do Espírito Santo e que conta também com recursos humanos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e da Universidade Federal de Ouro Preto (vide o Corpo Editorial).

Propõe-se a publicar artigos destinados à divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa em astronomia e áreas correlatas. O objetivo é tornar acessível a um amplo público, que inclui estudantes secundários, graduandos e simpatizantes da área, o conhecimento científico relacionado à astronomia, cosmologia e gravitação.

Possuindo acesso totalmente gratuito, cada número dedica uma seção inteira a um tema específico, onde especialistas nacionais e internacionais discutem em detalhes aspectos qualitativos e quantitativos do tópico em questão.

SUBMISSÕES

A revista *Cadernos de Astronomia* aceita artigos inéditos versando sobre temas de divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa nas áreas de astronomia, cosmologia e disciplinas afins. Além de artigos que busquem traduzir para uma linguagem simples tópicos avançados de ciências, também se aceita a submissão de textos que introduzam aspectos técnicos de temas variados visando estudantes de graduação e início de pós-graduação. Espera-se assim contribuir para a ampliação de uma bibliografia qualificada para a formação de jovens cientistas.

Para mais informações acesse:
<https://periodicos.ufes.br/astronomia/about/submissions>

ARTE DE FUNDO DA CAPA E CONTRACAPA

Créditos: NASA, ESA and Jesús Maíz Apellániz (Instituto de Astrofísica de Andalucía, Spain).

Carta ao Leitor

É com grande satisfação que apresentamos, nesta edição especial dos *Cadernos de Astronomia*, os Anais da Terceira Edição do evento *As Astrocientistas: Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação*, realizado entre 31 de março e 4 de abril de 2025. Criado para celebrar o Dia Internacional das Mulheres e Meninas na Ciência, o evento busca dar visibilidade às pesquisadoras brasileiras nas áreas de Astrofísica, Cosmologia e Gravitação e incentivar novas gerações de cientistas.

O projeto *As Astrocientistas* nasceu como uma homenagem às mulheres que construíram suas carreiras em uma área historicamente predominantemente masculina. Desde então, o evento consolidou-se como um espaço de divulgação científica, representatividade e fortalecimento da comunidade brasileira de Astrofísica, Cosmologia e Gravitação (aqui denominadas de Astrociências). Após duas edições realizadas integralmente em formato virtual, a terceira edição marcou um novo momento na trajetória do projeto. Com o apoio do CBPF, do PPGCosmo-UFES e da CAPES, realizamos pela primeira vez um encontro híbrido, combinando atividades virtuais com um dia híbrido, com participação presencial no CBPF, no Rio de Janeiro.

Esta edição especial reúne os trabalhos apresentados durante o evento, organizados em três seções. A seção *Divulgação Científica, Ciência e Sociedade* traz uma reflexão sobre a participação das mulheres nas astrociências, complementada pelas discussões promovidas nas mesas-redondas sobre inteligência artificial aplicada à pesquisa e sobre os desafios e perspectivas que as mulheres enfrentam ao prosseguir em suas carreiras na ciência. As seções *Artigos Completos* e *Resumos de Pôsteres* apresentam pesquisas que abrangem diferentes áreas das Astrociências, incluindo modelos cosmológicos, energia e matéria escuras, estrelas de nêutrons, buracos negros, galáxias, ondas gravitacionais, inteligência artificial e evolução estelar. A maioria dos trabalhos aqui divulgados são de jovens pesquisadoras em início de carreira. Em conjunto, esses trabalhos evidenciam a qualidade e a diversidade da produção científica realizada por pesquisadoras e pesquisadores no Brasil.

Agradecemos ao CBPF, ao PPGCosmo-UFES, à CAPES, ao Cosmo-UFES e aos editores dos *Cadernos de Astronomia* pelo apoio à realização do evento e desta publicação. Agradecemos também às autoras e aos autores, demais membros do comitê organizador e do comitê científico, pareceristas, e a todas as pessoas que contribuíram para o sucesso desta terceira edição.

Esperamos que estes Anais registrem a excelência das pesquisas apresentadas e contribuam para ampliar a visibilidade das meninas e mulheres que constroem diariamente da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação no Brasil.

*Os editores convidados,
CRA, IP, LC, PCMD, TM*

Sumário

Seção Divulgação Científica, Ciência & Sociedade

Um Universo Vinculado: reflexões sobre mulheres na astrofísica, cosmologia e gravitação

Carla Rodrigues Almeida 5

Artigos Completos

Desvendando o setor escuro com novas partículas leves e ocultas

Ana Luisa Foguel 13

Avaliando a energia escura através de fração de massa de gás

Dinorah Barbosa, Rodrigo von Marttens, Javier Gonzalez e Jailson Alcaniz 25

Redes Neurais para Interpretar o Sinal de Neutrinos de Supernovas do Colapso de Estrelas Massivas

Isadora da Silva Espíndola e André da Silva Shneider 33

As componentes escuras do Universo no ambiente de estrelas de nêutrons

Loreany Ferreira de Araújo, José Ademir Sales de Lima e Germán Lugones 46

Um novo olhar para a constante de Hubble

Ranna Santana Pereira e Fernando Marques de Oliveira Moucherek 55

Efeitos Não-Lineares: uma nova janela para o Universo primordial

Tays Miranda 61

Resumos de Pôster

Escala acústica bariônica em $z_{eff} = 0, 166$ com galáxias azuis do SDSS

Hanna Lima, Rafael C. Nunes, Felipe Avila, Edilson Carvalho e Armando Bernui . . . 72

Buracos negros regulares e dinâmica térmica de campos

Jhonny A. A. Ruiz e Alesandro Ferreira 77

Mapeando Populações Estelares em Seyfert 2: A Influência do AGN

Lais Nery Marinho e Rogério Riffel 81

Cordas negras e nuvens de cordas imersas em quintessência anisotrópica: soluções para partículas escalares e implicações.

Maria de Lourdes Deglmann 86

Reconstruções Não-Paramétricas da Curvatura Cósmica

Mariana Lopes Dias, C. Bengaly, A. da Cunha, R. Gonçalves e J. Moraes 92

O Processo de Investigação de Trânsitos Planetários em Curvas de Luz Fotométricas do TESS

Mariana S. Bittencourt, Clécio R. Bom e Stela Ishitani Silva 96

Considerações sobre o impacto de experimentos e simulações computacionais com ondas gravitacionais no avanço da física: o contexto do LIGO

Pamella Aline de Almeida e Nadja S. Magalhães 100

Mapeamento Ambiental de Galáxias Pós-Starburst

Rafaela Conz da Costa e Sandro Barboza Rembold 105

Estimativa do redshift fotométrico de galáxias utilizando redes neurais artificiais

Sofia Garcia Telles Brito e Flávia Sobreira 109

Um Universo Vinculado: reflexões sobre mulheres na astrofísica, cosmologia e gravitação

Carla Rodrigues Almeida

Universidade Federal da Bahia

Resumo

A história das mulheres na ciência é marcada por restrições institucionais e sociais que sufocaram a atuação destas, suas práticas e suas conquistas. Mesmo dentro deste Universo vinculado, as mulheres foram responsáveis por grandes contribuições científicas; contribuições que permanecem até os dias de hoje parcialmente ou completamente apagadas. Neste ensaio, refletiremos sobre o papel de gênero na ciência através dos trabalhos de Margaret Rossiter e Sandra Harding, duas pioneiras nos estudos de gênero que expandiram nossa compreensão sobre o fazer científico. A discussão será suportada por exemplos históricos de mulheres pesquisadoras nas áreas da astrofísica, cosmologia e gravitação.

Abstract

The history of women in science is marked by institutional restrictions that constricted their practices and hid their achievements. Even within this constrained universe, women were responsible for major scientific contributions; many of these remain partially or completely erased. In this essay, we will reflect on the role of gender in science through the works of Margaret Rossiter and Sandra Harding, two pioneers in gender studies who extended our comprehension about scientific practices. The discussion will be supported by historical examples of women researchers on the fields of astrophysics, cosmology, and gravitation.

Palavras-chave: mulheres na ciência, astrofísica, cosmologia, gravitação.

Keywords: women in science, astrophysics, cosmology, gravitation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53292](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53292)

Introdução

Em algumas interpretações da mecânica quântica, um observador tem um papel central no desenvolvimento físico de um sistema, sendo o responsável pelo colapso da função de onda que resulta em um estado definido. Mas, e se tivermos uma *observadora* ao invés?

Claro que o questionamento acima é uma provocação que não possui um sentido físico. A entidade “observador” na teoria quântica não requer consciência, quanto mais gênero. Mas a discussão por trás da questão de gênero nas ciências inevitavelmente (e, muitas vezes, cinicamente) esbarra na ideia de que as leis da física deveriam ser independentes da pessoa que as estuda e no argumento de que o questionamento sobre mulheres na ciência não é relevante para os resultados. Porém, recusar o debate com base nestas justificativas é ignorar o fato de que a produção científica é

feita através da interpretação subjetiva dos pesquisadores; que é a avaliação em conjunto que promove uma redução de vieses. O coletivo suaviza as subjetividades do indivíduo.

Nos cursos de física e ciências afim, aprendemos que questionar (seja um resultado, uma metodologia, ou uma intuição) é a base do fazer científico. René Descartes, em seu *Discurso do Método* [1], já colocava a dúvida como principal motriz do conhecimento. Com um espírito cartesiano, este ensaio é um convite ao questionamento sobre os vieses das práticas científicas e o que podemos fazer para reduzi-los.

Sistemas vinculados, na física, são aqueles que podem ser reparametrizados de forma a reduzir a quantidade de variáveis necessárias para descrevê-los, sem nunca alterar a suas propriedades físicas. O título deste ensaio faz alusão a esta propriedade. O Universo das mulheres é vinculado, no sentido de que, mesmo com restrições

sociais, a física que elas produzem é a mesma que seus pares homens produzem. Na teoria, conhecer os vínculos de um sistema nos ajuda a entendê-lo. O objetivo aqui é similar. Entender as restrições que afligem o trabalho das mulheres pode nos ajudar a compreender melhor a relação entre gênero e ciência.

Como acontece com toda analogia, há um ponto em que ela falha. Vínculos físicos são bem-vindos à teoria, enquanto os vínculos sociais são restritivos para a prática científica. De fato, as ramificações negativas da disparidade de gênero nas áreas de exatas se estendem para muito além dos muros da universidade, impactando diretamente o avanço científico e, por conseguinte, o desenvolvimento social. Ela encoraja o estereótipo danoso de que a ciência não é um campo para mulheres. Essa visão é particularmente prejudicial no contexto sociopolítico contemporâneo, caracterizado por uma crescente dependência de soluções tecnológicas, onde decisões informadas são cruciais para a manutenção de uma visão saudável de democracia. Esta dimensão já aponta para a necessidade de encorajar as mulheres, que constituem aproximadamente metade da população mundial, a se interessarem, se engajarem e se informar sobre os avanços científico-tecnológicos, garantindo que suas perspectivas e talentos sejam integrados no esforço coletivo em busca de conhecimento.

No ano passado, perdemos duas pesquisadoras importantes, pioneiras no estudo de gênero dentro da história, filosofia e sociologia da ciência: Margaret Rossiter (1944-2025) e Sandra Harding (1935-2025). Este ensaio é uma homenagem a estas duas mulheres e apresenta reflexões derivadas de suas pesquisas. Seus estudos são relativamente bem estabelecidos na literatura das áreas supracitadas, mas ainda têm alcance limitado dentro da comunidade da física. A discussão sobre o apagamento do trabalho feminino apresentada na Seção 1 tem sua base nos trabalhos Rossiter, historiadora da ciência que cunhou o termo *Efeito Matilda* para descrever o fenômeno de invisibilização e repressão de créditos que acomete os trabalhos das mulheres cientistas [2]. A Seção 2 discute o ponto que é a maior oposição aos estudos feministas por parte de alguns pesquisadores das áreas “duras”: a percepção errônea de que discussões de gênero descredibilizam a ciência ao trazer mais subjetividades ao campo. Investiga-

remos esta proposição a partir da noção de objetividade como apresentada pela filósofa Sandra Harding [3]. Ambas as seções serão complementadas com exemplos e estudos de casos centrados nas áreas de astrofísica, cosmologia e gravitação do século XX. Por fim, as considerações finais trazem reflexões sobre o futuro das pesquisadoras nas áreas temáticas.

1 O Universo não-observado: mulheres na ciência e o Efeito Matilda

Ao longo da história, barreiras institucionais e preconceitos sistêmicos foram grandes obstáculos para a presença e permanência de mulheres nos laboratórios e universidades. Aquelas que tunelaram este poço de potencial foram acometidas por um outro fenômeno, o *Efeito Matilda*. Em 1993, Margaret Rossiter (Fig. 1) identificou um padrão de disparidade de reconhecimento para com o trabalho de mulheres cientistas, cujas contribuições foram notoriamente apagadas ou diminuídas em benefício de colegas homens [2].

O termo Efeito Matilda é cunhado em alusão ao chamado *Efeito Matthew*, identificado em 1968 por Robert K. Merton. Este se refere a um padrão de favorecimento no reconhecimento a pesquisadores experientes e bem conhecidos em detrimento de colaboradores juniores, que permaneciam às sombras. Um exemplo do Efeito Matthew conhecido na cosmologia é o caso de Ralph Alpher, cuja tese de doutorado deu o fundamento para a formulação da Teoria do Big Bang, mas cujas contribuições foram ofuscadas pela participação de seu orientador, o influente George Gamow [4]. O Efeito Matthew é uma consequência da construção hierárquica do contexto acadêmico, denunciando problemas graves na sistematização da própria comunidade científica. Este sozinho já demonstra um claro viés de autoridade no meio científico, mas o Efeito Matilda vai além do ambiente acadêmico. Ele é um reflexo de um preconceito sistêmico presente na sociedade como um todo¹.

¹Apesar de alguns insistirem que este preconceito não existe, a misoginia e sexismo dentro da comunidade científica foi escancarada nos arquivos expostos do criminoso sexual Jeffrey Epstein [5]. Ver também, <https://19thnews.org/2026/02/epstein-files-academic-research-women-scientists/>.



Figura 1: Margaret Rossiter. Cortesia: *Office of Visual Services (UREL), Cornell University*.

A tradição acadêmica que seguimos hoje foi consolidada no século XX, em paralelo aos movimentos feministas que garantiram direitos e liberdades às mulheres nas sociedades ocidentais. Muitas instituições acadêmicas mantiveram políticas de discriminação de gênero por séculos, ignorando aplicações de mulheres competentes. Schiebinger [6] aponta os exemplos da Academia de Ciências (*Akademie der Wissenschaften*) de Berlim, uma instituição fundada no século XVII, mas cuja primeira contratação de uma mulher como cientista foi a de Lise Meitner na década de 1940. Meitner foi a pessoa que, juntamente com seu colaborador Otto Han, descobriu o processo de fissão nuclear. Há também o exemplo da Academia de Ciências (*Académie de Sciences*) de Paris, outra instituição com séculos de tradição e cuja primeira contratação de uma mulher cientista ocorreu apenas em 1979, com a admissão da física e matemática Yvonne-Choquet Bruhat, que trabalhava com aspectos matemáticos da relatividade geral e teoria quântica de campos.

Mesmo os locais que investiram na contratação de mulheres, ainda restringiram suas práticas. Um caso notável na astronomia vem do Observatório de Harvard no final do século XIX. Sob a direção de Edward Pickering, um grupo de mulheres, conhecidas como *Astrônomas de Harvard* ou *Calculadoras de Harvard*, analisavam placas de vidro com fotografias astronômicas para identificação e catalogação de estrelas. Algumas destas mulheres fizeram descobertas muito relevantes para astrofísica moderna. Anne Jump Cannon, Henrietta Leavitt, Cecilia Payne-Gaposhkin e Williamina Fleming são algumas das que conseguiram se destacar neste trabalho, embora o reconhecimento de suas conquistas tenha acontecido *a posteriori* e suas contribuições continuam pouco difundidas. Muitas outras calculadoras não tiveram a autoria de seus trabalhos documentada. Os resultados obtidos por estas mulheres foram atribuídos a outros pesquisadores sêniores, como é o caso do famoso Diagrama H-R, atribuído ao dinamarquês Ejnar Hertzsprung e ao inglês Henry Norris Russell, mas baseados no trabalho de Antonia Maury, uma das Astrônomas de Harvard [7].

A contratação deste grupo de mulheres foi, de certa forma, um modesto reconhecimento de suas qualificações, mas foi motivada por uma ques-

Acesso, 10/06/2026.



Figura 2: Williamina Fleming, em pé, supervisionando o trabalho de outras Astrônomas de Harvard. Crédito: *Harvard University Archives*.

tão financeira. Mulheres computadoradoras recebiam bem menos do que seus pares homens para executar a mesma função. E elas entregavam um trabalho tão bom quanto, se não melhor. No entanto, as mulheres deviam seguir restrições rígidas em suas práticas. Não eram permitidas assinar seus relatórios, ou assumir cargos mais altos na hierarquia acadêmica. Esta posição é o mais longe que muitas delas poderiam alcançar como pesquisadoras. Esta é uma diferença crucial do Efeito Matilda em comparação ao Efeito Matthew: as mulheres foram alvo não apenas da hierarquia, mas também das restrições institucionais e sociais. Porém, o sucesso das Astrônomas de Harvard influenciou outras instituições a formar seus próprios grupos de calculadoras no século XX. Em particular, as *Computadoras da NASA* tiveram um papel fundamental na corrida espacial americana [8]. E, embora suas contribuições tenham sido suprimidas das narrativas sobre a corrida espacial, suas histórias voltaram a ser celebradas recentemente, em partes impulsionadas pelo filme *Estrelas Além do Tempo* (2016), que conta a história de três destas mulheres: Katherine Johnson, Mary Jackson e Dorothy Vaughan.

O caso das Astrônomas de Harvard e das Computadoras da NASA são exemplos do Efeito Matilda, mas estão longe de serem únicos. Outros casos emblemáticos da situação são aqueles em que o trabalho de mulheres foi agraciado com um Nobel, mas os receptores do prêmio foram colaboradores homens. Infelizmente, a astrofísica e a cosmologia trazem exemplos famosos que se tornaram representativos deste viés de gênero. Provavelmente, o mais conhecido é o caso da Jocelyn Bell Burnel, descobridora dos pulsares. Em uma

palestra proferida na segunda edição do evento *As Astrocientistas: Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitacão*, Bell Burnel narrou sua trajetória, desde a juventude até o descobrimento dos pulsares durante seu doutoramento [9]. A descoberta de Bell Burnel resultou no Prêmio Nobel de Física em 1974, concedido a Anthony Hewish, que foi o orientador de doutorado de Bell Burnel. A omissão de Bell Burnel também tem a ver com as práticas hierárquicas da academia. Por muito tempo, premiações e honrarias eram concedidas a líderes de grupos, que era o caso de Hewish. Ainda assim, esta omissão gerou a revolta de alguns grandes nomes da astronomia da época, como, por exemplo, Fred Hoyle, pioneiro nas pesquisas sobre a síntese dos elementos químicos no interior das estrelas, que criticou a decisão do Comitê do Nobel [10].

Também é memorável o caso da Vera Rubin, que, junto com seu colaborador Kent Ford, obteve as evidências mais contundentes para as anomalias observadas nas curvas de rotações de galáxia, contribuindo para a hipótese da matéria escura. Recentemente, sua história tem sido resgatada por historiadores, que denunciavam a falta de reconhecimento sobre seu trabalho seminal [11]. Rubin e Ford nunca foram indicados ao Nobel, mas podemos analisar contribuições similares que foram agraciadas com a premiação. Em 2011, Adam Riess, Brian Schmidt e Saul Perlmutter dividiram o prêmio pela observação da expansão acelerada do Universo, cuja causa é atribuída à energia escura, a contraparte que, junto com a matéria escura, forma o setor escuro do Universo.

Provavelmente o caso menos conhecido é o de Margaret Burbidge, astrônoma britânica que desenvolveu a pesquisa publicada no artigo conhecido como B²FH, juntamente com seu marido Geoffrey Burbidge e seus amigos William Fowler e Fred Hoyle [12]. Este trabalho compilou os resultados iniciais destes quatro autores sobre a síntese dos elementos químicos no interior de estrelas e se tornou um dos pilares para o desenvolvimento da Teoria do Big Bang. Margaret Burbidge assina como primeira autora. Posteriormente, o Comitê do Nobel reconheceu a relevância desta pesquisa ao premiar William Fowler com o Nobel de Física em 1983. Nos arquivos do Nobel, é possível ver que todos os autores foram nomeados em ordem

de autoria². Apesar disso, Harold Clayton Urey³, responsável pelas nomeações, sugere que o prêmio deveria ser dividido apenas entre Fowler e Hoyle.

Desde 1901, quando a premiação teve seu início, o Comitê do Nobel reconheceu apenas cinco mulheres dentre 230 laureados na premiação para a Física. Dentre elas, Andrea Ghez, a astrônoma que descobriu o buraco negro no centro de nossa galáxia [13].

2 Multiversos: diversidade e objetividade na ciência

O argumento mais frequente usado para evitar discussões de gênero, raça e outros marcadores sociais nos meios acadêmicos é a percepção de que estas questões são demasiadamente subjetivas e, portanto, abordá-las mancharia a imagem de objetividade que todo cientista preza. Quanto apresentada como uma preocupação genuína, esta visão se mostra, no mínimo, ingênua. Porém, na maioria das vezes, esta desculpa é utilizada como uma muleta para desmerecer as intenções do locutor. Este pretexto ignora o fato de que a ciência é feita pelo coletivo e a busca por objetividade depende deste coletivo para a redução de vieses metodológicos. Discutir os possíveis vieses, incluindo os sociais e políticos, que acometem a prática científica é, portanto, uma forma de afirmar a objetividade.

A filósofa Sandra Harding (Fig. 3) aponta que o conceito de objetividade é moldado por um olhar masculino, que rotula o conhecimento de mulheres, pessoas negras, indígenas ou de culturas não-ocidentais como tendenciosos, regados à interesses próprios e subjetividades, o que tornaria estes grupos incapazes de produzir um conhecimento confiável [3, p.32]. A ironia desta percepção é que ela é, por si só, tendenciosa e subjetiva e carrega um preconceito incompatível com a retórica científica. A construção hierárquica da academia estabelece o padrão das autoridades no campo como molde de objetividade e neutralidade, cegos para as subjetividades de seus autointeresses. De fato, ao longo dos séculos, encontramos exemplos históricos de práticas



Figura 3: Sandra Harding. Cortesia da *Science History Institute*.

mal fundamentadas, ou até mesmo perigosas, realizadas sob uma bandeira de neutralidade que não existia. Pesquisas eugenistas são exemplos mais extremos deste fato e mostram como a objetividade adotada por autoridades científicas pode ser, também, subjetiva e tendenciosa [14]. A melhor forma de reduzir este viés é questioná-lo, ao invés ignorá-lo.

Em seu livro mais famoso, *Objetividade e Diversidade* [3], Harding aponta exemplos de vieses masculino na biologia, medicina e economia. O trabalho de coleta e catalogação, tradicionalmente realizado por mulheres, na botânica e zoologia foram subvalorizados e os devidos créditos não eram atribuídos a elas. Na medicina, as queixas e sintomas mais frequentes em mulheres foram (e ainda são) tratados como exageros regados pela emotividade. Na economia, o trabalho tradicionalmente atribuído às mulheres, como administrar a casa, cuidar das crianças e gerenciar a economia doméstica, foram descaracterizados e removidos das teorias e estudos sobre o mercado de trabalho. Ainda hoje, são exemplos de trabalhos subvalorizados.

Retornando ao exemplo das calculadoras humanas apresentado na seção anterior, a subvalorização destas é mais do que um exemplo do Efeito Matilda; também aponta para falta de objetividade no reconhecimento da expertise destes grupos de mulheres. Em tempo, os computadores eletrônicos substituíram os humanos nas tarefas de cálculo e análise de dados, o que resultou numa transição do trabalho das calculadoras para a função de programadoras. Os primeiros computadores eletrônicos, como o EINIAC, por exemplo, foram programados por mulheres — fato que foi pouco difundido na época para evitar desconfi-

²<https://www.nobelprize.org/nomination/archive/show.php?id=18342>. Acesso em 10/02/2026.

³Vencedor do prêmio Nobel de química em 1934.

ança para com o produto. A confiabilidade estava atrelada à validação masculina dos trabalhos executados pelas mulheres. Assim, o início da carreira “programador” é feminino, mas esta também é uma história que foi gradualmente apagada e, hoje em dia, é um fato pouco conhecido [15]. Não surpreendentemente, então, mulheres foram também pioneiras na utilização de simulações computacionais para a análise de cenários astrofísicos. Um exemplo notável é o de Barbara Weymann, que ao final da década de 1950, programando com o computador MANIAC, teve sua simulação do colapso gravitacional de estrelas servindo como evidência⁴ de que buracos negros poderiam existir [16].

Ainda no exemplo da gravitação, uma prática fundamental para a formação de uma comunidade de físicos relativistas e que impulsionou as pesquisas em astrofísica, cosmologia e gravitação, foi a organização e realização de grandes conferências temáticas [17]. A física francesa Cécile DeWitt-Morette foi o grande nome por trás das históricas conferências temáticas mais relevantes para a área. Em 1951, ela fundou a Escola de Física de Les Houches, reconhecida como a primeira escola de verão, que se tornou um modelo padrão para eventos científicos em diversas áreas da física. Outros dois grandes eventos que marcam a história da física são a *Conferência de Chapel Hill*, cujo tema foi “o papel da gravitação na física”, realizada em 1957, e os *Batelle Recountre: Lectures in Mathematics and Physics* com a temática “gravitação”, realizado em 1967 [18]. Essas conferências foram essenciais para que físicos compartilhassem ideias e opiniões sobre questões comuns na área de relatividade geral, estabelecendo programas de pesquisa que levaram ao desenvolvimento da astrofísica relativística e da cosmologia observacional⁵. Porém, este tipo de trabalho, embora de extrema relevância para o avanço da ciência, ainda é minimizado em métricas de desempenho de pesquisa.

⁴No início da programação, ainda havia desconfiança na utilização de simulações computacionais como evidências fortes para a evolução de cenários astrofísicos, mas John Wheeler aponta o resultado de Weymann como crucial para convencê-lo da possibilidade de colapso gravitacional.

⁵O evento *As Astrocientistas: Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação* carrega este mesmo espírito.

Voltando à questão da objetividade, aceitar mais pessoas com diferentes vieses não seria, então, aumentar a subjetividade da prática científica? Há de concordarmos que ouvir diferentes vozes é uma condição necessária, mas não suficiente para garantir redução de vieses. Tais vozes precisam também estar comprometidas com a busca por objetividade. Harding aponta que, “A pesquisa objetiva deve ser justa com a evidência, justa com a análise e justa com a crítica mais severa que alguém pode fazer a ela, mesmo que ainda ninguém a tenha articulado” [3, p. 33]. Ela argumenta que, “começar uma pesquisa com um lugar ‘de fora’ da disciplina permite que valores, interesses e presunções dominantes sejam detectados, características que podem ser ou não amplamente influente, mas que tendem a servir aos propósitos de um grupo social mais forte” [3, p. 34]. Este lugar ‘de fora’ da disciplina se refere àquelas questões que não são epistêmicas, relacionadas ao contexto sociopolítico e cultural que engloba a pesquisa científica. A esta proposta ela chama de “objetividade forte”.

A tendência atual nas disciplinas de cosmologia e astrofísica de atuação em grandes colaborações pode ser um passo na direção das ideias de objetividade de Sandra Harding. Grupos diversos, focados em tópicos distintos e com metodologias ricas que buscam encontrar a chave para os mistérios do Universo são, em geral, comprometidos com a redução de vieses em suas práticas. Ainda assim, na prática, a imensa maioria da comunidade científica permanece ignorante sobre os vieses sociais e políticos da prática científica e, em muitas colaborações, tais questões não são discutidas com todos os membros. Mesmo naquelas onde existe um comitê de diversidade, equidade e inclusão (que geralmente são alvos de críticas internas e externas e de políticas anti-DEI), a discussão dessas ideias ainda encontra resistência. É preciso mudar esta realidade.

3 O Universo futuro: considerações finais

Uma das teorias mais fascinantes para o futuro do Universo é a chamada *Teoria da Morte Térmica*, que prevê um cenário de entropia máxima, criando um Universo frio, escuro e inóspito. Porém, quando o assunto é o Universo das mulheres

na ciência, a *Teoria do Universo Cíclico* parece formar uma analogia melhor. Se olharmos para a história, vemos ciclos de atividades políticas e sociais que visam enfraquecer ou excluir completamente a atuação das mulheres em ambientes científicos (e políticos, e sociais, etc). Talvez seja por isso que o ativismo feminista venha em ondas, causando repetidos ciclos de revoluções.

A reflexão deste ensaio busca reavaliar valores da comunidade científica, em particular das comunidades de relativistas, cosmólogos e astrofísicos, desconstruindo as práticas científicas a partir dos ensinamentos de duas pesquisadoras feministas, Margaret Rossiter e Sandra Harding. Desconstruir a ciência, neste caso, não significa derubar os pilares que a sustenta, mas sim revelar e repensar os interesses que estão em jogo no fazer científico. Quando entendemos que a objetividade da ciência vem da busca por redução de vieses e que não é uma característica intrínseca das práticas individuais dos cientistas, percebemos que é preciso questionar os vínculos metodológicos, políticos e sociais que restringem a ciência. Este ensaio traz esta reflexão através do conceito de objetividade forte proposto por Harding, apontando exemplos de tendências de exclusão que foram reveladas por estudos de gênero.

Um dos fenômenos apontados aqui foi o Efeito Matilda, identificado por Rossiter em 1993. A supressão e eventual apagamento das contribuições de mulheres para as áreas científicas possui mais de trinta anos de evidências e diz respeito a uma prática velada de preconceito sistêmico. Uma consequência grave do efeito Matilda é a propagação da percepção de que ciência não é um lugar para meninas, criando uma barreira social para o ingresso e permanência de mulheres nos ramos científicos. Além disso, encorajar mulheres a se interessar por ciência e tecnologia não necessariamente implica que estas precisam seguir carreira nestas áreas, mas é essencial para a formação de cidadãs armadas com o conhecimento necessário para tomar decisões informadas sobre o futuro da nossa sociedade, que cada vez mais está dependente de tecnologias inovadoras e ciência avançada. Não à toa, ameaças totalitárias buscam restringir a liberdade das mulheres; sua independência é de grande valor para um desenvolvimento democrático saudável da sociedade.

Ao desvincularmos o Universo das mulheres,

abrimos nossos horizontes para novas práticas, observações e teorias, promovendo um desenvolvimento científico e social de qualidade.

Agradecimentos

Agradeço a Paola Delgado por revisar com tanto cuidado este ensaio. Suas reflexões e questionamentos foram bastante construtivos. Este trabalho está vinculado ao INCT *Ciência e Democracia*, financiado pelo CNPq.

Sobre a autora

Carla R. Almeida (cralmeida00@gmail.com) é professora do Instituto de Física da Universidade Federal da Bahia (UFBA) e membro dos grupos de pesquisa Laboratório de História das Ciências (LAHCIC) e Grupo de Gravitação e Cosmologia (GGC). Mais informações em: www.carlaralmeida.com.

Referências

- [1] R. Descartes, *Discurso do método* (WMF Martins Fontes, São Paulo, 1996), 2^a ed.
- [2] M. Rossiter, *The Matthew Matilda Effect in Science*, *Social Studies of Science* **23** (1993).
- [3] S. Harding, *Objectivity and Diversity: Another Logic of Scientific Research* (University of Chicago Press, 2015).
- [4] V. S. Alpher e S. A. Mitton, *George Gamow and Ralph Alpher: a review of their cosmological collaboration as mentor and protégé 1942–1955*, *The European Physical Journal H* **48**(9) (2023).
- [5] D. Garisto, *Epstein files reveal deeper ties to scientists than previously known*, *Nature* **650** (2026).
- [6] L. Schiebinger, *Women in Science: Historical Perspectives*, in *Proceedings of a workshop held at the Space Telescope Science Institute*, editado por C. M. Urry et al. (Space Telescope Science Institute (STScI), 1993), 11–19.

- [7] L. S. Zrull, *Women in Glass: Women at the Harvard Observatory during the Era of Astronomical Glass Plate Photography, 1875–1975*, *Journal for the History of Astronomy* **52**(2), 115 (2021).
- [8] B. Sá et al., *Estrelas além do tempo? Uma reflexão sobre gênero e raça nas instituições científicas* (Fino Traço, 2024), 93–108.
- [9] J. Bell Burnel, *A descoberta dos pulsares*, *Cadernos de Astronomia* **5**(Especial), 5 (2024).
- [10] L. Pires e L. Peduzzi, *Little Green Men: o episódio de detecção dos pulsares e o protagonismo de Jocelyn Bell Burnell*, *Investigações em Ensino de Ciências* **27**(1), 108 (2022).
- [11] J. Medeiros e G. Ferreira, *Além das galáxias brilhantes: a descoberta da matéria escura e o papel de Vera Rubin*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **47** (2025).
- [12] M. Burbidge et al., *Synthesis of the Elements in Stars*, *Reviews of Modern Physics* **29**(4), 547 (1957).
- [13] A. Ghez, *A descoberta de um buraco negro supermassivo no centro da nossa galáxia*, in *Anais do I Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Gravitação e Cosmologia - As Astrocientistas* (Blucher, 2022), 1–8.
- [14] V. Souza, *Eugenia, racismo científico e antirracismo no Brasil: debates sobre ciência, raça e imigração no movimento eugênico brasileiro (1920-1930)*, *Revista Brasileira de História* **42**(89), 93 (2022).
- [15] K. Mochetti, *The Impact of Women in Computer Science History: A Post-War American History*, *Transversal: International Journal for the Historiography of Science* **6**, 65 (2019).
- [16] C. Almeida, *História das Mulheres na Ciência* (No prelo, 2026), cap. O Universo das Mulheres: Contribuições Femininas para a Astrofísica e Cosmologia do Século XX.
- [17] R. Lalli, *Building the General Relativity and Gravitation Community During the Cold War* (Springer, 2017).
- [18] J. Silva, *Mulheres na Relatividade Geral, 1945-1968: trajetórias, projetos e renascimento da teoria*, Dissertação de Mestrado, Mestrado em Ensino de Matemática – Universidade Federal do Rio de Janeiro (2024).

Desvendando o Setor Escuro com Novas Partículas Leves e Ocultas

Ana Luisa Foguel

Universidade de São Paulo

Resumo

Apesar de bem consolidado, o Modelo Padrão (MP) da física de partículas é incompleto, destacando-se a ausência de um candidato à matéria escura (ME). A falta de sinais de novas partículas pesadas impulsionou o interesse por candidatos de ME leves e fracamente interagentes, cuja produção térmica no Universo primordial requer um portal mediador. Neste trabalho, propomos um modelo onde um mediador vetorial, originado de uma simetria de gauge $U(1)_Q$, conecta o setor visível a candidatos de matéria escura inelástica (iDM). Diferente do cenário padrão de ‘fóton escuro’, em que os férmions do MP não são carregados sob a nova simetria, exploramos cargas Q definidas por combinações de números bariônicos e leptônicos. Demonstramos que essa estrutura pode alterar o cálculo da abundância de relíquia e a fenomenologia experimental. Como resultado, tais modelos permitem ‘destravar’ novas janelas no espaço de parâmetros, expandindo as possibilidades de descoberta de ME para além das restrições do modelo convencional.

Abstract

Despite its success, the Standard Model (SM) of particle physics remains incomplete, with the absence of a dark matter (DM) candidate being one of its primary gaps. The lack of evidence for new heavy particles has driven interest toward light, feebly interacting DM candidates, whose thermal production in the early Universe requires a portal mediator. In this work, we propose a model where a vector mediator, originating from a $U(1)_Q$ gauge symmetry, connects the visible sector to inelastic dark matter (iDM) candidates. Unlike the standard dark photon scenario, in which SM fermions do not carry direct charges under the new symmetry, we explore Q charges defined by combinations of baryonic and leptonic numbers. We demonstrate that this framework can alter the relic abundance calculation and the experimental phenomenology. Consequently, such models can unlock new windows in the parameter space, expanding the possibilities for DM discovery beyond the constraints of the conventional model.

Palavras-chave: matéria escura, física além do Modelo Padrão, setores escuros, universo primordial

Keywords: dark matter, beyond Standard Model physics, dark sectors, early Universe

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53337](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53337)

1 Introdução

O Modelo Padrão (MP) da física de partículas é uma teoria extremamente bem estabelecida, com notável sucesso experimental. Ainda assim, sabemos hoje que o MP não é uma teoria completa. Entre os diversos problemas em aberto, um dos mais intrigantes é a ausência, no MP, de uma partícula fundamental capaz de explicar a matéria escura (ME), componente que hoje sabemos constituir aproximadamente 27% do conteúdo do Universo [1].

Inicialmente, a proposta mais aceita na comunidade seria que tais candidatos de ME fossem

partículas pesadas, isto é, com massas acima da escala eletrofraca, onde se encontram as demais partículas do MP. A motivação para tal proposta provém de um mecanismo de produção térmica da matéria escura, denominado congelamento térmico (do inglês, *freeze-out*) [2], em que partículas em tal escala poderiam ser produzidas na correta abundância observada da ME em nosso Universo apenas interagindo com o MP por meio de acoplamentos da ordem da escala eletrofraca. Esse mecanismo foi denominado *WIMP miracle*, onde *WIMP* significa partículas massivas que interagem fracamente (*Weakly Interacting Massive Particles*). Devido a isso, um grande esforço ex-

perimental foi direcionado à busca por tais candidatos, envolvendo colisores de altas energias, experimentos de detecção direta e observações astrofísicas. Ao direcionar o enfoque da comunidade para a investigação de escalas cada vez mais altas de energia, pressionava-se a física de partículas na chamada “fronteira de energia”.

Entretanto, devido à ausência de provas experimentais, tanto vindas de colisores quanto de experimentos de detecção direta [3, 4], a comunidade se viu tentada a explorar uma nova possibilidade: talvez a nova física seja leve, com massas na escala de GeV ou sub-GeV, porém interaja tão fracamente com o Modelo Padrão que, por isso, ainda não foi avistada. Para explorar tal direção, é necessário o enfoque não em experimentos mais energéticos, mas sim mais precisos, de forma a detectar interações cada vez mais raras de um possível setor escuro com o Modelo Padrão. Essa fronteira é denominada pela comunidade de “fronteira de intensidade”.

Ao pensar em um candidato de matéria escura que interaja fracamente, é natural considerar a hipótese de que essa interação seja conduzida pelas partículas responsáveis por mediar as forças fracas do MP, como o bóson de gauge Z . Porém, como a produção térmica de ME no Universo primordial através do processo de congelamento térmico é altamente dependente da seção de choque com que a ME se comunica com as partículas do MP, a escala de massa dos bósons das interações fracas não permitiria candidatos de matéria escura leve, abaixo de GeV. Tal combinação levaria a uma interação excessivamente fraca, resultando na superprodução de ME. Dessa forma, uma solução natural para esse problema é considerar a possibilidade de que as trocas entre o setor visível e o escuro ocorram por meio de uma nova partícula leve.

O mais interessante é que, teoricamente, levando em conta princípios de simetria e simplicidade, a inclusão de uma nova partícula leve mediadora pode ser realizada por meio de apenas três tipos distintos de portais renormalizáveis: o portal vetorial, o escalar e o fermiônico. Neste trabalho, consideramos o cenário em que um mediador vetorial, provindo de uma nova simetria de gauge $U(1)_Q$, conecta as partículas do MP a um setor escuro composto de candidatos de matéria escura inelástica (iDM, do inglês *inelastic dark*

matter) [5, 6]. Esse tipo de modelo inclui dois férmions escuros, χ_1 e χ_2 , que possuem uma pequena diferença de massa entre eles. O mais leve, χ_1 , é estável e representa o candidato de ME do Universo.

A motivação por trás do modelo de iDM é baseada em quatro pontos: (i) tais candidatos podem ser produzidos termicamente no Universo primordial pelo processo de *freeze-out*; (ii) o férmion escuro mais pesado, χ_2 , não é estável, de forma que não há abundância residual desse férmion no Universo atual, o que evita limites de detecção indireta, visto que χ_1 precisa de seu par χ_2 para aniquilar em partículas do MP e produzir sinais; (iii) limites de detecção direta são igualmente evitados, visto que o espalhamento de χ_1 em um núcleo exigiria a transição para χ_2 , o que é cineticamente desfavorecido; (iv) finalmente, tal modelo evita os fortes limites vindos da radiação cósmica de fundo (CMB) [1], uma vez que não há abundância efetiva de χ_2 durante a recombinação para que ocorra a aniquilação em MP, injetando energia no plasma.

Finalmente, a grande diferença entre este estudo e outros cenários explorados na literatura é que, previamente, tal cenário havia sido investigado majoritariamente com mediadores do tipo ‘fóton escuro’ [7]; isto é, vetores provindos de extensões do conteúdo de gauge do MP por simetrias $U(1)_X$, onde as partículas do MP não carregam cargas explícitas sob o novo grupo e a única interação é feita através do portal de mistura cinética. Neste estudo, consideramos um mediador genérico Z_Q , em que os férmions do MP são diretamente carregados sob Q . Denominamos essa nova classe de modelos de iDM $_Q$ [8].

Esta contribuição está organizada da seguinte forma: na Seção 2, apresentamos os detalhes mais técnicos da estrutura teórica por trás do modelo considerado; na Seção 3, detalhamos o cálculo da densidade de relíquia do candidato de matéria escura do modelo. Após isso, apresentamos na Seção 4 os limites fenomenológicos aplicados a diferentes modelos iDM $_Q$. Finalizamos na Seção 5 com as conclusões finais.

2 Descrição do modelo teórico

Estendemos o Modelo Padrão por um setor escuro composto por: (i) um par de férmions de Weyl de duas componentes em uma configuração pseudo-Dirac; (ii) uma nova simetria de gauge abeliana $U(1)_Q$, sob a qual tais férmions possuem cargas opostas. O bóson de gauge associado à nova simetria é denominado vetor escuro Z_Q e possui massa m_{Z_Q} .

Os novos férmions possuem ambos os termos de massa de Dirac e de Majorana, de forma que, após a diagonalização das massas, resultam em duas partículas físicas, denominadas χ_1 e χ_2 , cujas massas, m_1 e m_2 , respectivamente, são separadas de acordo com o parâmetro de *splitting*:

$$\Delta \equiv \frac{m_2 - m_1}{m_1}. \quad (1)$$

A interação com o vetor escuro é puramente fora da diagonal (inelástica) e dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^D = ig_D Z_{Q\mu} \bar{\chi}_2 \gamma^\mu \chi_1 + \text{h.c.}, \quad (2)$$

em que g_D representa o acoplamento entre o mediador e os férmions escuros.

Além disso, dependendo da carga Q escolhida, o bóson interage com os férmions do MP através do seguinte termo:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{SM}} = -g_Q J_Q^\mu Z_{Q\mu}, \quad (3)$$

em que g_Q é a constante de acoplamento de $U(1)_Q$ e a corrente é definida como:

$$J_Q^\mu = \sum_f q_Q^f \bar{f} \gamma^\mu f + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} q_Q^{\nu_\ell} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu P_L \nu_\ell, \quad (4)$$

onde $q_Q^{f(\nu_\ell)}$ representa a carga Q do férmion f (ou sabor de neutrino ν_ℓ). Neste estudo, iremos considerar diferentes combinações de carga Q , como por exemplo $B - L$, $B - 3L_\tau$, B e $L_\mu - L_\tau$.

Neste modelo, temos um total de cinco parâmetros livres: $\{m_{Z_Q}, m_1, m_2, g_Q, g_D\}$. Vamos reescrever esse conjunto utilizando as definições $R \equiv m_{Z_Q}/m_1$ e $\alpha_D \equiv g_D^2/(4\pi)$, para descrever o modelo em termos de $\{m_{Z_Q}, R, \Delta, g_Q, \alpha_D\}$. A fenomenologia mais interessante ocorre quando o mediador pode decair no setor escuro; portanto, consideraremos Z_Q mais pesado que os férmions escuros e fixaremos $R = 3$. Além disso, como explicitado na motivação, todas as novas partículas

escuras são leves, possuindo massas na escala sub-GeV até ~ 10 GeV. Por fim, devido aos limites experimentais, sabemos que $g_Q \ll 1$, enquanto fixamos $\alpha_D \sim 0.1$.

Para entender as interações entre as novas partículas na escala de massas e hierarquia escolhida, é fundamental investigar os canais de decaimento. O mediador escuro Z_Q , ao ser produzido, decairá majoritariamente no canal $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$. Subsequentemente, o férmion escuro pesado se propaga e decai como $\chi_2 \rightarrow \chi_1 f \bar{f}$ por meio de um mediador *off-shell* [ver diagrama (d) da Figura 3]. Esse decaimento é o que permite um sinal visível em buscas experimentais, como veremos na Seção 4. A Figura 1 apresenta as razões de ramificação (*branching ratios*), isto é, a probabilidade de decaimento em cada canal final, como função da massa da matéria escura para o modelo $Q = B - L$ (linhas sólidas), comparando-o com o modelo padrão de fóton escuro (linhas tracejadas). As cores indicam os diferentes canais de partículas do MP no estado final, conforme os rótulos.

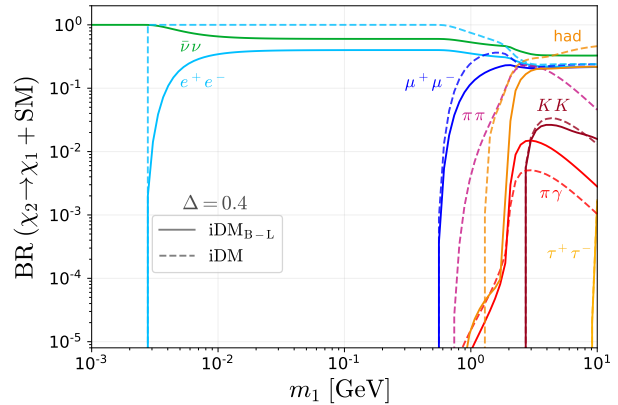


Figura 1: Razão de ramificação (BR) do decaimento $\chi_2 \rightarrow \chi_1 + \text{SM}$, em que SM representa diferentes estados finais com partículas do Modelo Padrão, diferenciados pelas cores e respectivos rótulos, em função da massa da matéria escura m_1 . As linhas sólidas representam o modelo com $Q = B - L$, enquanto as linhas tracejadas correspondem ao modelo com um fóton escuro. O parâmetro de *splitting* foi fixado em $\Delta = 0.4$.

3 Densidade de relíquia da matéria escura

Para que o férmion escuro χ_1 constitua a matéria escura do nosso Universo, é necessário que ele tenha sido produzido no Universo primor-

dial com uma abundância compatível com o valor observado atualmente. Esse valor é determinado com grande precisão a partir das medições das anisotropias da radiação cósmica de fundo (CMB), realizadas, por exemplo, pela sonda espacial *Planck* [1]. A abundância é usualmente expressa pelo parâmetro de densidade física $\Omega_\chi h^2$, onde $\Omega_\chi = \rho_\chi/\rho_c$ representa a fração da densidade de energia da matéria escura em relação à densidade crítica do Universo, e h denota a constante de Hubble reduzida. A partir das flutuações de temperatura da CMB, o valor observado é $\Omega_{\chi 1} h^2 \simeq 0.1200 \pm 0.0012$ [1].

Para calcular a abundância de matéria escura, é necessário resolver as equações de Boltzmann para os candidatos de ME, que são equações diferenciais responsáveis por descrever a evolução da densidade de matéria escura em um Universo em expansão. Essas equações levam em conta as interações da matéria escura com o plasma do Modelo Padrão, as quais podem alterar o número de partículas, como nos processos de aniquilação ou produção de matéria escura.

Para compreender melhor o funcionamento dessas equações, é útil descrever o mecanismo de produção térmica conhecido como *freeze-out*. A Figura 2 apresenta um esboço qualitativo da evolução da abundância comóvel de um candidato genérico à matéria escura, denotado por χ e com densidade numérica n_χ , em função do tempo, no cenário de *freeze-out*. Consideremos, para fins ilustrativos, um caso simples em que a matéria escura interage com o Modelo Padrão apenas por meio de processos de aniquilação e criação do tipo $\bar{\chi}\chi \leftrightarrow \bar{f}f$, onde f representa um férmion do Modelo Padrão.

Inicialmente, vemos que a matéria escura encontra-se em equilíbrio térmico com o plasma do Modelo Padrão, uma vez que as interações de troca de partículas entre os dois setores são eficientes. À medida que o Universo se resfria para temperaturas abaixo da escala de massa da matéria escura, indicada na Figura 2 pela linha vermelha tracejada, a produção de novas partículas de matéria escura torna-se cinematicamente suprimida, pois não há energia suficiente disponível no plasma, enquanto os processos de aniquilação permanecem eficientes. Como consequência, a abundância de matéria escura começa a declinar, acompanhando a distribuição de equilíbrio,

representada pela linha preta contínua. Eventualmente, a taxa de aniquilação, definida como $\Gamma = n_\chi \langle \sigma v \rangle$, em que $\langle \sigma v \rangle$ representa a média térmica da seção de choque de aniquilação σ multiplicada pela velocidade relativa v , torna-se menor do que a taxa de expansão do Universo, caracterizada pelo parâmetro de Hubble H . Nesse regime, as interações deixam de ocorrer de forma eficiente e a quantidade de partículas de matéria escura “congela”.

Esse instante corresponde ao chamado *freeze-out* térmico e está indicado na figura pela linha roxa tracejada. Note que, ao aumentar a seção de choque de aniquilação, a matéria escura permanece em equilíbrio térmico com o plasma por mais tempo, desacoplando-se mais tardiamente e resultando, portanto, em uma abundância de relíquia menor.

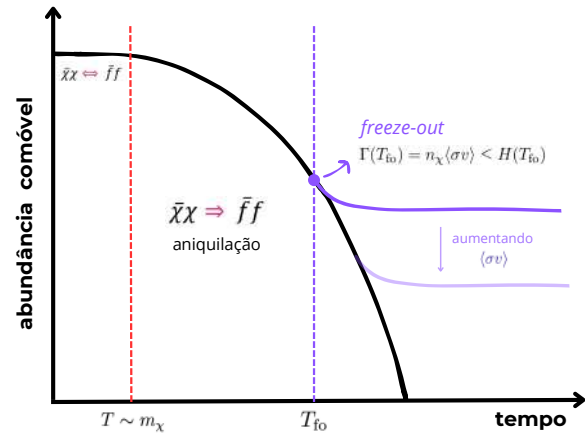


Figura 2: Ilustração do mecanismo de *freeze-out* térmico da matéria escura, mostrando a evolução temporal da abundância comóvel do candidato de matéria escura χ . As linhas tracejadas indicam dois momentos críticos: o primeiro corresponde à temperatura do plasma atingir a massa da matéria escura, levando à dominância dos processos de aniquilação; o segundo ocorre quando a taxa de expansão do Universo supera a taxa de interação, resultando no congelamento da densidade de relíquia de ME.

No caso da matéria escura inelástica, na prática é necessário acompanhar simultaneamente a evolução da abundância de ambos os férmions escuros. Isso requer a resolução de um sistema de

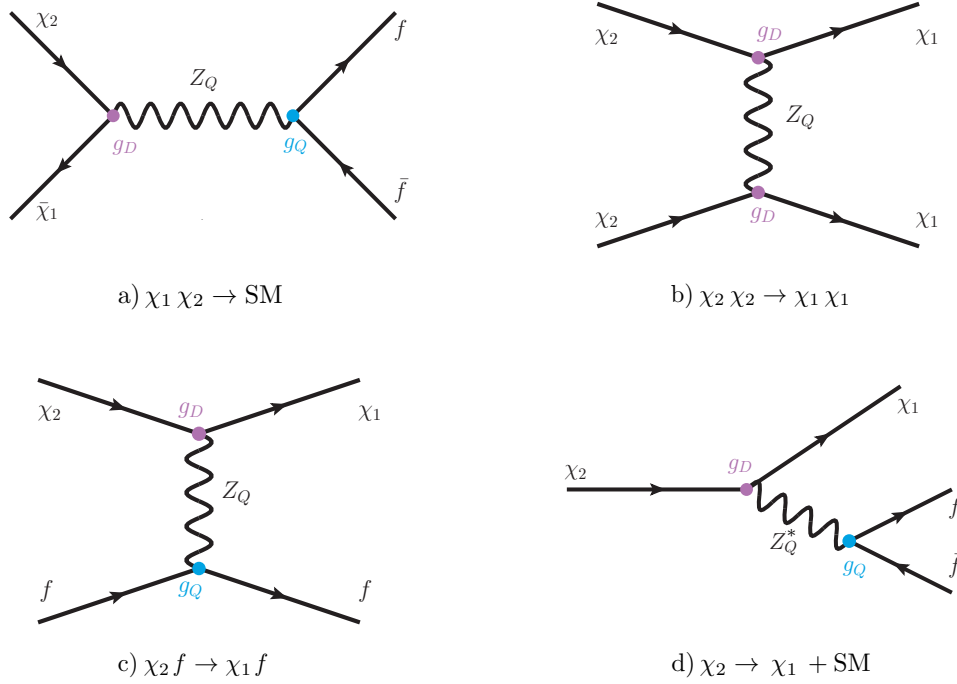


Figura 3: Diagramas de Feynman dos canais que contribuem para o cálculo da abundância de relíquia do candidato à matéria escura χ_1 .

equações de Boltzmann acopladas, dado por:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{1,2}}{dx} = \frac{s}{Hx} & \left[-\langle \sigma v \rangle_{12 \rightarrow ff} (Y_1 Y_2 - Y_1^{\text{eq}} Y_2^{\text{eq}}) \right. \\ & \pm 2 \langle \sigma v \rangle_{22 \rightarrow 11} \left((Y_2)^2 - \left(Y_1 \frac{Y_2^{\text{eq}}}{Y_1^{\text{eq}}} \right)^2 \right) \\ & \left. \pm \frac{1}{s} \left(\Gamma_{2f \rightarrow 1f} + \langle \Gamma \rangle_{2 \rightarrow 1ff} \right) \left(Y_2 - Y_1 \frac{Y_2^{\text{eq}}}{Y_1^{\text{eq}}} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

onde definimos o *yield* dos férmions escuros como $Y_{1,2} \equiv n_{1,2}/s$, com $n_{1,2}$ sendo as densidades numéricas de $\chi_{1,2}$ e s a densidade de entropia do Universo. Essa normalização é introduzida de modo a fatorar explicitamente os efeitos da expansão cosmológica, uma vez que, na ausência de produção significativa de entropia, a entropia comóvel é conservada. Dessa forma, o *yield* Y comporta-se como uma quantidade comóvel, permanecendo aproximadamente constante após o desacoplamento. A evolução temporal é parametrizada pela variável adimensional $x \equiv m_2/T$, onde T representa a temperatura do Universo. O subscrito eq em $Y_{1,2}^{\text{eq}}$ denota as distribuições de equilíbrio [9].

Além disso, os subscritos associados às médias

térmicas das seções de choque vezes a velocidade, $\langle \sigma v \rangle$, bem como aos termos de taxa Γ , correspondem aos diferentes canais de interação da matéria escura com o plasma do MP que modificam o número de férmions escuros. Esses canais de interação estão representados por diagramas de Feynman na Figura 3.¹

A Figura 4 mostra a evolução do *yield* Y dos férmions escuros χ_1 (azul escuro) e χ_2 (azul claro) em função do tempo, parametrizado pela variável x , para os modelos $\text{iDM}_{L_\mu-L_\tau}$ (painel superior) e iDM_B (painel inferior). As curvas tracejadas representam as distribuições de equilíbrio, enquanto a curva traço-ponto em ciano corresponde a uma solução aproximada obtida ao se incluir apenas o processo de coaniquilação no cálculo da equação de Boltzmann.

Os painéis inferiores de cada figura exibem as taxas de interação, $\Gamma \sim \langle \sigma v \rangle n$, normalizadas pelo parâmetro de Hubble H , para os diferentes canais de interação ilustrados na Figura 3. O instante

¹Os detalhes técnicos do cálculo da densidade de relíquia, bem como as expressões explícitas para as seções de choque e taxas relevantes, encontram-se apresentados na Ref. [8]. Para a solução da equação de Boltzmann foi utilizado o código RED-DELIVER [10].

em que a taxa associada a um determinado canal torna-se menor que a taxa de expansão do Universo, indicado pela linha horizontal pontilhada, sinaliza que esse processo deixa de ser eficiente, desacoplando-se do plasma térmico. A linha vertical pontilhada indica o momento do congelamento térmico (*freeze-out*). Os demais parâmetros do modelo são fixados conforme indicado na figura.

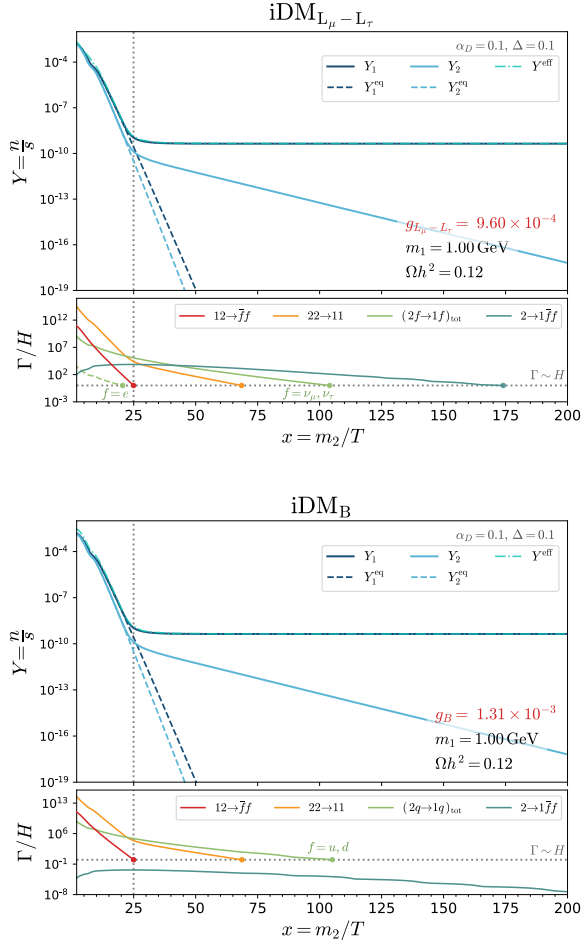


Figura 4: Evolução do *yield* Y dos férmions escuros χ_1 (azul escuro) e χ_2 (azul claro) em função de x , para os modelos $iDM_{L_\mu-L_\tau}$ (painel superior) e iDM_B (painel inferior). As curvas tracejadas indicam as distribuições de equilíbrio, enquanto a curva traço-ponto em ciano corresponde a uma solução aproximada considerando apenas co-aniquilação. Os painéis inferiores mostram as taxas de interação normalizadas pelo parâmetro de Hubble H .

4 Limites Experimentais

Após comprovar que o modelo teórico proposto possui um candidato à matéria escura que

pode ser produzido no Universo primordial com a abundância correta, o próximo passo natural consiste em investigar sua fenomenologia. Em particular, interessa-nos analisar as buscas experimentais e os possíveis sinais que a presença de tais novas partículas escuras poderiam gerar em detectores terrestres e em outras sondas experimentais.

Dessa forma, é possível identificar quais regiões do espaço de parâmetros do modelo já são acessíveis aos experimentos atuais, bem como aquelas que poderão ser testadas no futuro. Além disso, torna-se fundamental comparar essas restrições experimentais com as regiões em que o modelo reproduz a abundância correta de matéria escura, ou mesmo aquelas em que a abundância produzida é menor, caso em que o férmion χ_1 pode constituir apenas uma subcomponente da matéria escura do nosso Universo. Esse tipo de investigação também desempenha um papel importante ao orientar os experimentos na identificação das regiões do espaço de parâmetros que são mais relevantes do ponto de vista físico, auxiliando no desenvolvimento e na otimização de instrumentos e estratégias experimentais voltadas à exploração dessas regiões.

No caso dos modelos de iDM_Q propostos, lembramos que a única interação dos férmions escuros χ_1 e χ_2 com as partículas do Modelo Padrão ocorre por meio do portal vetorial associado ao mediador Z_Q . Como esse mediador se acopla diretamente aos férmions do Modelo Padrão através das cargas Q , sua produção torna-se possível em experimentos, o que constitui o princípio fundamental da maioria das buscas experimentais. Uma vez produzido, o mediador pode decair no setor escuro através do canal $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$.

No regime considerado neste trabalho, em que o acoplamento ao setor escuro satisfaz $g_D \gg g_Q$, o mediador decai prontamente em férmions escuros. Após esse processo, o férmion estável χ_1 , candidato à matéria escura, escapa, enquanto o estado excitado χ_2 pode se propagar por uma distância macroscópica, dependendo dos valores dos acoplamentos e da diferença de massa entre os estados. Em seguida, χ_2 decai através do canal $\chi_2 \rightarrow \chi_1 + \text{SM}$, conforme ilustrado no diagrama (d) da Figura 3.

Dado esse cenário, as buscas experimentais podem ser inicialmente divididas em duas catego-

rias, de acordo com o tipo de sinal produzido:

1. **Buscas invisíveis:** nesse tipo de assinatura, após a produção do par de férmions escuros, o estado mais pesado χ_2 pode escapar do volume do detector ou decair em neutrinos, nos casos em que a carga Q se acopla ao número leptônico. Como resultado, não há partículas visíveis no estado final, e as buscas experimentais baseiam-se na identificação de uma componente de energia faltante.
2. **Buscas semi-visíveis:** nesse caso, após a produção de χ_2 , o estado excitado se propaga por uma certa distância antes de decair de forma semi-visível, através do canal $\chi_2 \rightarrow \chi_1 \ell^+ \ell^-$. Os léptons do estado final, em geral elétrons ou múons, $\ell = e, \mu$, são então detectados pelo experimento.

Esses dois tipos distintos de busca podem ser realizados em diferentes tipos de instalações experimentais:

- **Colisores e^+e^- :** a produção do mediador escuro pode ocorrer através do canal $e^+e^- \rightarrow \gamma Z_Q$. Para que esse processo seja possível, é necessário que o mediador possua acoplamento direto aos elétrons ou que tal acoplamento seja induzido a nível de loop [11, 12], como ocorre nos modelos iDM_B e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$.

Os experimentos cujos dados podem ser utilizados para impor restrições a esses modelos incluem: (i) o experimento BaBar [13]; (ii) o experimento BES II [14]; e (iii) futuramente, o experimento Belle II [15].

- **Beam-dumps do tipo ℓ^- :** nesses experimentos, um feixe leptônico (de elétrons ou múons) incide sobre um alvo fixo X . O mediador escuro pode então ser produzido através do processo de *Bremsstrahlung*, $\ell^- X \rightarrow \ell^- X Z_Q$, onde $\ell^- = e^-, \mu^-$.

Os experimentos desse tipo que podem ser utilizados para impor limites aos modelos iDM_Q incluem: (i) o experimento NA64 [16], que opera nos modos eletrônico (NA64- e) e muônico (NA64- μ); (ii) o experimento E137 [17]; e (iii) futuramente, o experimento LDMX [18].

- **Beam-dumps do tipo próton:** nesses experimentos, um feixe de prótons de alta intensidade atinge um alvo fixo. Os mediadores escuros podem ser produzidos por diferentes processos, dependendo da massa do mediador. Para massas menores, os mésons neutros π^0 e η , produzidos na colisão dos prótons com o alvo, podem decair através do canal $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma Z_Q$, seguido de $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$. Para massas intermediárias, a produção pode ocorrer via *proton Bremsstrahlung*. Já para massas mais elevadas, o processo de Drell–Yan (aniquilação quark-antiquark, $q\bar{q} \rightarrow Z_D$) passa a dominar.

Os experimentos desse tipo que podem impor limites aos modelos incluem: (i) o experimento NuCal [19]; (ii) o experimento CERN-Hamburg-Amsterdam-Rome-Moscow (CHARM) [20]; (iii) o experimento MiniBooNE [21, 22]; (iv) o experimento LSND [23]; e (v) o experimento NA62 [24].

- **Colisores hadrônicos:** devido às altas energias no centro de massa e à elevada luminosidade, esse tipo de experimento pode testar mediadores com massas mais altas. A produção do mediador pode ocorrer por diferentes canais, tais como decaimentos de mésons, colisões próton-próton ($pp \rightarrow pp Z_Q$) e aniquilação do tipo Drell–Yan.

Os experimentos que podem testar os modelos iDM_Q incluem: (i) o experimento CMS, no LHC, que pode utilizar o canal $pp \rightarrow 4\mu$ para impor limites ao modelo com acoplamento a $L_\mu - L_\tau$ [25]; (ii) o experimento FA-SER [26], dedicado à busca de novas partículas leves, bem como seu futuro *upgrade* FA-SER 2 [27, 28]; (iii) o experimento CDF, que pode impor limites por meio de buscas de monojetas, $p\bar{p} \rightarrow j +$ energia transversal invisível; e (iv) o experimento LHCb, no LHC, que pode restringir regiões do espaço de parâmetros do modelo iDM_B por meio de buscas inclusivas por fótons escuros com estados finais em múons [29].

Além das buscas invisíveis e semi-visíveis descritas anteriormente, existem outros tipos de limites que podem ser impostos aos modelos iDM_Q . Abaixo listamos alguns desses limites adicionais:

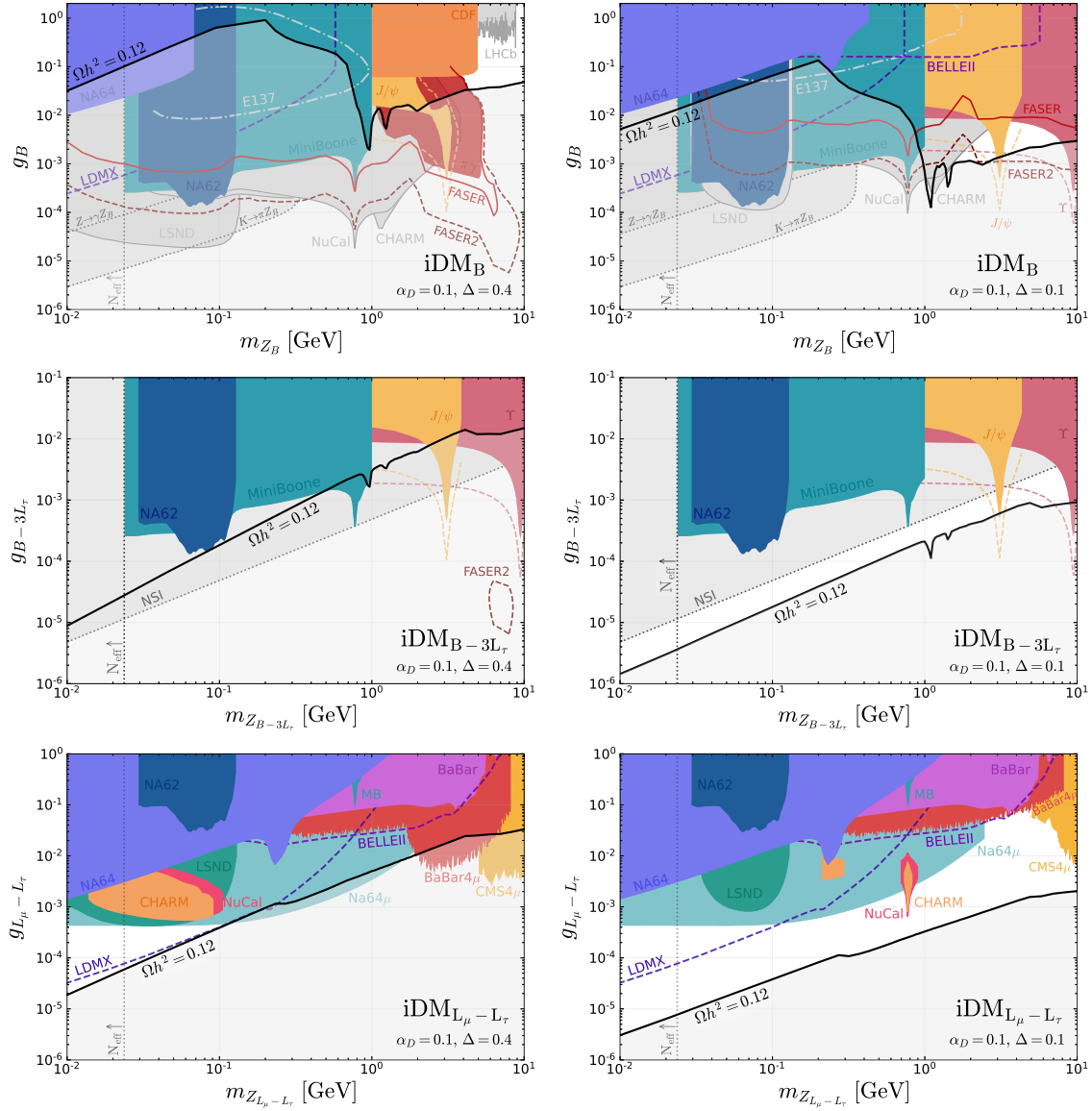


Figura 5: Limites experimentais no plano (g_Q, m_{Z_Q}) para os modelos iDM_B (painéis superiores), iDM_{B-3L_τ} (painéis centrais) e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$ (painéis inferiores). As colunas correspondem a $\Delta = 0.4$ (esquerda) e $\Delta = 0.1$ (direita), com $\alpha_D = 0.1$ fixo e razão de massas $R = 3$. As regiões sombreadas estão excluídas pelos experimentos rotulados na figura. A linha preta representa os pontos que reproduzem a abundância observada de matéria escura, $\Omega_{\chi_1} h^2 = 0.12$ [1]. Regiões abaixo (acima) dessa linha correspondem à superprodução (subprodução) de matéria escura.

- Para modelos iDM_Q genéricos:

(i) o experimento MiniBooNE-DM [21,22] realizou uma busca dedicada por matéria escura produzida a partir de fótons escuros, utilizando um feixe de prótons em modo *beam-dump*. Nesse caso, a matéria escura poderia ser detectada por meio de espalhamentos com elétrons ou núcleons no detector;

(ii) limites provenientes da cosmologia, como aqueles derivados de análises de BBN (*Big Bang Nucleosynthesis*) e da CMB (radiação

cósmica de fundo), podem impor restrições ao número efetivo de graus de liberdade relativísticos, N_{eff} [30–32]. Essas restrições se traduzem em limites inferiores para a massa da matéria escura, o que, por sua vez, implica um limite inferior para a massa do mediador, $m_{Z_Q} \gtrsim 23.7 \text{ MeV}$.

- Para o modelo iDM_{B-3L_τ} :

(i) Interações não padrão de corrente neutra de neutrinos [33,34] podem afetar a propagação de neutrinos na matéria, modificando o

potencial efetivo experimentado durante sua evolução. O espalhamento coerente elástico neutrino-núcleo também é sensível à presença de novos mediadores [35, 36]. Estes limites serão chamados de NSI (do inglês, *Non-Standard Interactions*).

- Para o modelo iDM_B :
 - (i) Como o mediador associado à simetria $U(1)_B$ é anômalo, surgem limites provenientes de buscas por decaimentos raros mediados por correntes anômalas, como $K \rightarrow \pi Z_B$ e $B \rightarrow K Z_B$ [37, 38].

A Figura 5 apresenta os limites experimentais no plano do acoplamento g_Q em função da massa do mediador m_{Z_Q} , considerando os experimentos descritos acima, e as demais buscas, para os modelos iDM_B (painéis superiores), iDM_{B-3L_τ} (painéis centrais) e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$ (painéis inferiores). Os resultados são mostrados para dois valores do *splitting* de massa, $\Delta = 0.4$ (coluna da esquerda) e $\Delta = 0.1$ (coluna da direita), com $\alpha_D = 0.1$ fixo. A razão entre a massa do mediador e a massa da matéria escura é mantida constante em $R = m_{Z_Q}/m_1 = 3$.

Em cada gráfico, a linha preta indica os pontos (g_Q, m_{Z_Q}) que reproduzem a abundância observada de matéria escura, $\Omega_{\chi_1} h^2 = 0.12$ [1]. Regiões abaixo dessa linha correspondem à superprodução de matéria escura, enquanto regiões acima indicam subprodução. Vale notar que, em particular, valores maiores de R tendem a deslocar a curva da abundância de relíquia para acoplamentos g_Q mais elevados, tornando o modelo mais sujeito às restrições experimentais. Por outro lado, a diminuição de R desloca a curva para valores menores de g_Q . Entretanto, no limite $R \rightarrow 2$, correspondente à aproximação da condição ressonante, a seção de choque de coaniquilação pode sofrer um aumento significativo, exigindo um tratamento numérico mais cuidadoso das equações de Boltzmann. No caso do parâmetro α_D , o efeito ocorre na direção oposta: aumentar (diminuir) α_D desloca a curva de abundância para valores menores (maiores) de g_Q . Em ambos os casos, as modificações são predominantemente quantitativas e as conclusões qualitativas dos resultados mantêm-se inalteradas.

Podemos observar na Figura que, no caso do modelo iDM_B com $\Delta = 0.4$, ainda existe uma

pequena região disponível para mediadores mais pesados. Por outro lado, para $\Delta = 0.1$, essa região remanescente será praticamente toda explorada futuramente pelo experimento FASER 2. No caso do modelo iDM_{B-3L_τ} , para $\Delta = 0.4$, os limites provenientes de NSI são bastante restritivos, excluindo grande parte do espaço de parâmetros. Por outro lado, para $\Delta = 0.1$, observamos que é possível reproduzir a abundância correta de matéria escura para praticamente toda a faixa de massas do mediador mostrada no gráfico.

Finalmente, no caso do modelo $iDM_{L_\mu-L_\tau}$, para $\Delta = 0.4$, ainda resta uma pequena região em baixas massas do mediador que permanece viável. No entanto, essa região deverá ser praticamente toda explorada futuramente pelo experimento LDMX. Já para $\Delta = 0.1$, verifica-se que uma região considerável do espaço de parâmetros ainda permanece aberta para a realização da matéria escura com a abundância observada.

5 Conclusões

O mistério acerca da verdadeira natureza da matéria escura tem desafiado a comunidade científica há quase um século. Desde as primeiras evidências observacionais, diversos modelos teóricos foram propostos e inúmeras buscas experimentais foram realizadas, em particular voltadas para candidatos pesados. No entanto, até o momento, nenhuma evidência conclusiva foi encontrada.

Nesse contexto, novas direções teóricas continuam a ser exploradas. Mais recentemente, cenários envolvendo partículas leves e muito fracamente interagentes têm ganhado destaque, tanto por sua motivação minimalista e simplicidade teórica quanto pelo avanço de novas tecnologias experimentais, que possibilitam a construção de detectores com precisão suficiente para sondar tais sinais.

Neste estudo, consideramos uma extensão mínima do Modelo Padrão baseada na introdução de uma nova simetria de gauge abeliana $U(1)_Q$ e de um par de férmions no setor escuro com uma pequena diferença de massa entre si, caracterizando um cenário de matéria escura inelástica. Essa construção adiciona três novas partículas ao espectro: um mediador vetorial Z_Q associado à

nova simetria, um férmion escuro instável χ_2 e um férmion escuro estável χ_1 , sendo este último o candidato à matéria escura. O mediador atua como um portal conectando os férmions escuros ao Modelo Padrão.

Denominamos essa classe de modelos por iDM_Q , onde Q representa as cargas, isto é, combinações de números leptônico e/ou bariônico às quais o mediador está acoplado. Essa abordagem difere do cenário tradicional amplamente considerado na literatura, no qual a simetria adicional $U(1)_X$ está associada a um fóton escuro que interage com o Modelo Padrão apenas por meio de mistura cinética, sem acoplamentos diretos. Nesse cenário convencional, a realização de matéria escura inelástica encontra-se fortemente tensionada pelas buscas experimentais atuais. Motivados por essa limitação, exploramos os modelos iDM_Q , nos quais o mediador vetorial possui acoplamentos diretos determinados pelas cargas Q .

Mostramos que, nessa construção, é possível reproduzir a abundância observada de matéria escura por meio do mecanismo de *freeze-out* térmico. Em seguida, confrontamos as regiões compatíveis com a abundância cosmológica com os limites experimentais atuais e com as projeções de sensibilidade futura, considerando buscas invisíveis e semi-visíveis em diferentes tipos de experimentos.

Os resultados indicam que determinados cenários, como os modelos iDM_{B-3L_τ} e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$, permitem ampliar significativamente o espaço de parâmetros viável quando comparados ao cenário tradicional de fóton escuro. Dessa forma, tais construções com matéria escura inelástica permanecem como candidatos promissores para explicar a natureza da ME do nosso Universo.

Agradecimentos

A autora agradece os coautores do trabalho, Renata Zukanovich Funchal e Peter Reimitz, e ao financiamento da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) sob os contratos 2022/04263-5, e 2024/06544-7.

Sobre a autora

Ana Luisa Foguel (afoguel@usp.br) é física formada pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). Entre 2016 e 2020, integrou a colaboração do experimento CONNIE. Realizou o mestrado na Universidade de São Paulo (USP), onde atualmente cursa o doutorado. Durante o doutorado, realizou um estágio de pesquisa de um ano no Instituto de Física Teórica (IFT), em Madrid. Seus interesses de pesquisa incluem matéria e setores escuros, Universo primordial, leptogênese e sinais astrofísicos e cosmológicos de física além do Modelo Padrão.

Referências

- [1] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [2] G. Jungman, M. Kamionkowski e K. Griest, *Supersymmetric dark matter*, *Phys. Rept.* **267**, 195 (1996). [ArXiv:hep-ph/9506380](#).
- [3] G. Arcadi et al., *The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints*, *Eur. Phys. J. C* **78**(3), 203 (2018). [ArXiv:1703.07364](#).
- [4] L. Roszkowski, E. M. Sessolo e S. Trojanowski, *WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects*, *Rept. Prog. Phys.* **81**(6), 066201 (2018). [ArXiv:1707.06277](#).
- [5] E. Izaguirre, G. Krnjaic e B. Shuve, *Discovering Inelastic Thermal-Relic Dark Matter at Colliders*, *Phys. Rev. D* **93**(6), 063523 (2016). [ArXiv:1508.03050](#).
- [6] E. Izaguirre et al., *Testing Light Dark Matter Coannihilation With Fixed-Target Experiments*, *Phys. Rev. D* **96**(5), 055007 (2017). [ArXiv:1703.06881](#).
- [7] M. Fabbrichesi, E. Gabrielli e G. Lanfranchi, *The Dark Photon* (2020). [ArXiv:2005.01515](#).

- [8] A. L. Foguel, P. Reimitz e R. Z. Funchal, *Unlocking the inelastic Dark Matter window with vector mediators*, *JHEP* **05**, 001 (2025). [ArXiv:2410.00881](#).
- [9] G. Steigman, B. Dasgupta e J. F. Beacom, *Precise Relic WIMP Abundance and its Impact on Searches for Dark Matter Annihilation*, *Phys. Rev. D* **86**, 023506 (2012). [ArXiv:1204.3622](#).
- [10] <https://github.com/anafoguel/ReD-DeLiVeR>.
- [11] D. W. P. d. Amaral et al., *Solar neutrino probes of the muon anomalous magnetic moment in the gauged $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$* , *JHEP* **12**, 155 (2020). [ArXiv:2006.11225](#).
- [12] S. Tulin, *New weakly-coupled forces hidden in low-energy QCD*, *Phys. Rev. D* **89**(11), 114008 (2014). [ArXiv:1404.4370](#).
- [13] B. Aubert et al., *The BaBar detector*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **479**, 1 (2002). [ArXiv:hep-ex/0105044](#).
- [14] J. Z. Bai et al., *The BES upgrade*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **458**, 627 (2001).
- [15] W. Altmannshofer et al., *The Belle II Physics Book*, *PTEP* **2019**(12), 123C01 (2019). [Erratum: *PTEP* 2020, 029201 (2020)]. [ArXiv:1808.10567](#).
- [16] M. Kirsanov, *Recent results of the NA64 experiment at the CERN SPS*, *EPJ Web Conf.* **212**, 06005 (2019).
- [17] J. D. Bjorken et al., *Search for Neutral Metastable Penetrating Particles Produced in the SLAC Beam Dump*, *Phys. Rev. D* **38**, 3375 (1988).
- [18] T. Åkesson et al., *Light Dark Matter eXperiment (LDMX)* (2018). [ArXiv:1808.05219](#).
- [19] J. Blumlein et al., *Limits on neutral light scalar and pseudoscalar particles in a proton beam dump experiment*, *Z. Phys. C* **51**, 341 (1991).
- [20] A. N. Diddens et al., *A Detector for Neutral Current Interactions of High-energy Neutrinos*, *Nucl. Instrum. Meth.* **178**, 27 (1980).
- [21] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Dark Matter Search in a Proton Beam Dump with MiniBooNE*, *Phys. Rev. Lett.* **118**(22), 221803 (2017). [ArXiv:1702.02688](#).
- [22] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Dark Matter Search in Nucleon, Pion, and Electron Channels from a Proton Beam Dump with MiniBooNE*, *Phys. Rev. D* **98**(11), 112004 (2018). [ArXiv:1807.06137](#).
- [23] L. B. Auerbach et al., *Measurement of electron - neutrino - electron elastic scattering*, *Phys. Rev. D* **63**, 112001 (2001). [ArXiv:hep-ex/0101039](#).
- [24] E. Cortina Gil et al., *The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN*, *JINST* **12**(05), P05025 (2017). [ArXiv:1703.08501](#).
- [25] A. M. Sirunyan et al., *Search for an $L_\mu - L_\tau$ gauge boson using $Z \rightarrow 4\mu$ events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Phys. Lett. B* **792**, 345 (2019). [ArXiv:1808.03684](#).
- [26] H. Abreu et al., *The FASER detector*, *JINST* **19**(05), P05066 (2024). [ArXiv:2207.11427](#).
- [27] A. Ariga et al., *FASER's physics reach for long-lived particles*, *Phys. Rev. D* **99**(9), 095011 (2019). [ArXiv:1811.12522](#).
- [28] J. L. Feng et al., *The Forward Physics Facility at the High-Luminosity LHC*, *J. Phys. G* **50**(3), 030501 (2023). [ArXiv:2203.05090](#).
- [29] R. Aaij et al., *Search for Dark Photons Produced in 13 TeV pp Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **120**(6), 061801 (2018). [ArXiv:1710.02867](#).
- [30] C. Giovanetti et al., *Joint Cosmic Microwave Background and Big Bang Nucleosynthesis Constraints on Light Dark Sectors with Dark Radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **129**(2), 021302 (2022). [ArXiv:2109.03246](#).
- [31] A. Berlin, G. Krnjaic e E. Pinetti, *Reviving MeV-GeV Indirect Detection with Inelastic Dark Matter* (2023). [ArXiv:2311.00032](#).
- [32] D. K. Ghosh et al., *The N_{eff} at CMB challenges $U(1)_X$ light gauge boson scenarios* (2024). [ArXiv:2404.10077](#).

- [33] L. Wolfenstein, *Neutrino Oscillations in Matter*, [Phys. Rev. D](#) **17**, 2369 (1978).
- [34] M. M. Guzzo, A. Masiero e S. T. Petcov, *On the MSW effect with massless neutrinos and no mixing in the vacuum*, [Phys. Lett. B](#) **260**, 154 (1991).
- [35] T. Han et al., *Nonstandard neutrino interactions at COHERENT, DUNE, T2HK and LHC*, [JHEP](#) **11**, 028 (2019). [ArXiv:1910.03272](#).
- [36] P. Coloma, M. C. Gonzalez-Garcia e M. Maltoni, *Neutrino oscillation constraints on $U(1)'$ models: from non-standard interactions to long-range forces*, [JHEP](#) **01**, 114 (2021). [Erratum: [JHEP](#) 11, 115 (2022)]. [ArXiv:2009.14220](#).
- [37] J. A. Dror, R. Lasenby e M. Pospelov, *New constraints on light vectors coupled to anomalous currents*, [Phys. Rev. Lett.](#) **119**(14), 141803 (2017). [ArXiv:1705.06726](#).
- [38] J. A. Dror, R. Lasenby e M. Pospelov, *Dark forces coupled to nonconserved currents*, [Phys. Rev. D](#) **96**(7), 075036 (2017). [ArXiv:1707.01503](#).

Avaliando a energia escura através de fração de massa de gás

Dinorah Barbosa^{1,2}, Rodrigo von Marttens^{3,4}, Javier Gonzalez⁵ e Jailson Alcaniz²

¹*Universidade Federal Fluminense*

²*Observatório Nacional*

³*Universidade Federal da Bahia*

⁴*Universidade Federal do Espírito Santo*

⁵*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, Λ 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 Ω_c/Ω_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 ρ_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 (Ω_b) e a quantidade total da matéria do universo (Ω_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	$\mathcal{U}[0; -0.05; 0.05]$
	Υ_0	$\mathcal{U}[0.84; 0.763; 0.932]$
	Υ_1	$\mathcal{U}[0; -0.05; 0.05]$
★	η	$\mathcal{N}[0.442; 0.035]$

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 ω_b ($\mathcal{U}[0.0215; 0; 1]$). Os *priors* externos para K_0 e η 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 1σ 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 ΛCDM para 2σ de confiança.

Uma energia escura "fantasma" ($w_0 < -1$) em 1σ 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 σ_X , σ_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 ± 0.030	$-1.50^{+0.34}_{-0.22}$
	$f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$	0.261 ± 0.011	-1.043 ± 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 ± 0.030	$-1.106^{+0.068}_{-0.042}$
	$f_{gas}(z) + \text{SNIa} + \text{BAO}$	0.232 ± 0.017	-1.050 ± 0.024
	$f_{gas}(z) + \text{CMB}$	0.228 ± 0.020	$-1.040^{+0.020}_{-0.023}$

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

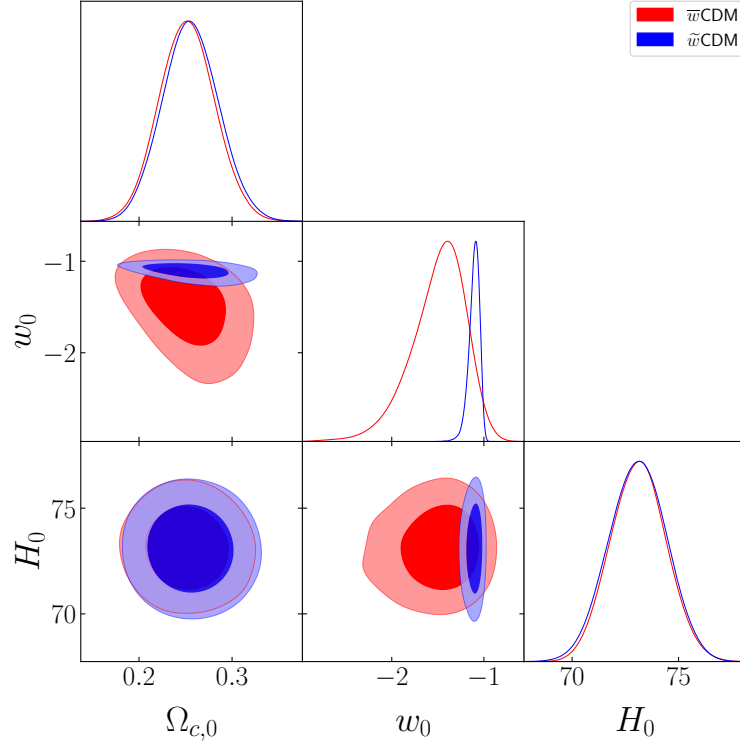


Figura 1: Plot triangular para a análise de $f_{gas}(z)$. $\bar{w}$ CDM está apresentado em vermelho, enquanto $\tilde{w}$ CDM em azul.

	Análise	D(σ)
$\bar{w}$ 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 ρ_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 Ω_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-

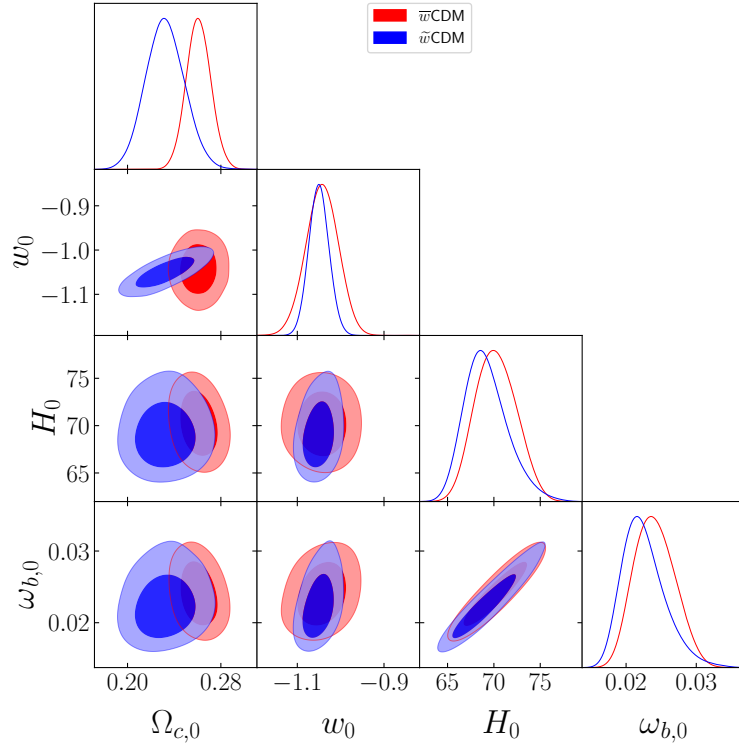


Figura 2: Plot triangular para a análise de $f_{gas}(z) + \text{SN Ia} + \text{BAO}$. $w\text{CDM}$ está apresentado em vermelho, enquanto $\tilde{w}\text{CDM}$ em azul.

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) 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) 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

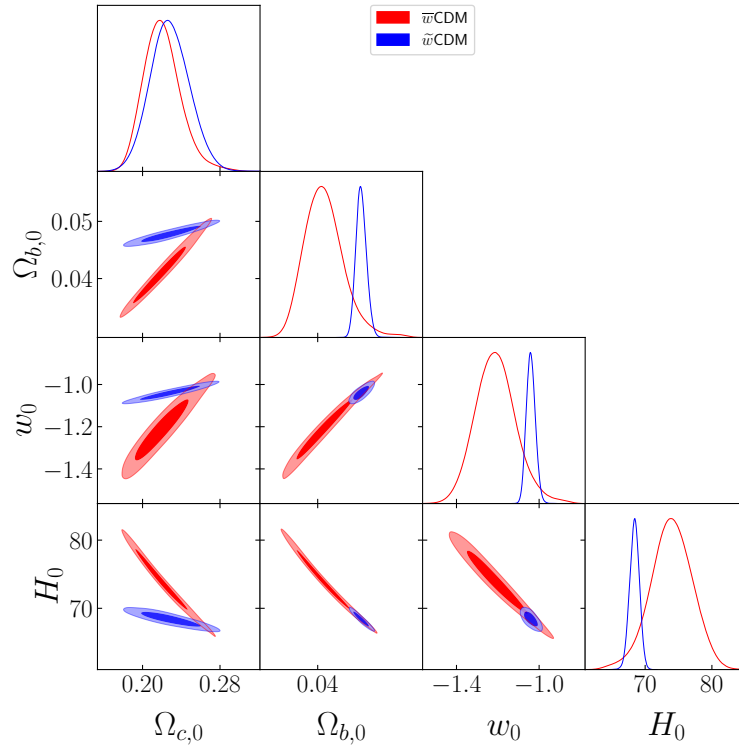


Figura 3: Plot triangular para a análise de $f_{gas}(z) + \text{CMB}$. $\tilde{w}\text{CDM}$ está apresentado em vermelho, enquanto $w\text{CDM}$ em azul.

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

Javier Gonzalez (javiergonzalez@academico.ufs.br) 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) 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 Λ CDM*, The Astrophysical Journal Letters **908**(1), L6 (2021).

Redes Neurais para Interpretar o Sinal de Neutrinos de Supernovas do Colapso de Estrelas Massivas

Isadora da Silva Espíndola e André da Silva Schneider

Universidade Federal de Santa Catarina

Resumo

Estrelas massivas terminam sua “vida” com um colapso do seu núcleo, dando origem a uma protoestrela de nêutrons e em muitos casos uma explosão conhecida como supernova. Se uma supernova do colapso do núcleo de uma estrela massiva ocorrer na Via-Láctea ou em uma galáxia próxima, milhares a milhões de neutrinos serão detectados na Terra em um intervalo de alguns segundos. Neste trabalho treinamos uma rede neural tipo LSTM (*Long short-term memory* ou memória de curto longo prazo) para relacionar a evolução temporal da massa gravitacional de uma protoestrela de nêutrons aos neutrinos que esta emite nos primeiros dois segundos após o seu surgimento. Os dados de emissão de neutrinos foram obtidos de simulações numéricas de colapso do núcleo de estrelas massivas com simetria esférica (1D) para 18 estrelas progenitoras, duas equações de estado e dois fatores de aquecimento que emulam efeitos multidimensionais em simulações 1D. Testamos a nossa rede LSTM em dados de 49 simulações que não foram utilizadas no treinamento e demonstramos que, em 18 estrelas, a rede neural é capaz de reproduzir a evolução da massa gravitacional da protoestrela de nêutrons com desvios pequenos ($R^2 \gtrsim 0,80$). Discutimos aprimoramentos que ainda podem ser feitos para a rede neural a fim de que esta possa ser utilizada em futuras detecções. Até o momento, este é o primeiro trabalho desse tipo na literatura e serve como parametrização para futuros trabalhos.

Abstract

Massive stars end their life cycles when their inert core collapses and a protoneutron star (PNS) is born, often followed up by a supernova explosion. If such supernova were to occur in the Milky Way or a nearby galaxy, thousands to millions of neutrinos would be detected on laboratories on Earth. In this work we use a *Long short-term memory* (LSTM) neural network to infer the gravitational mass of a PNS from the neutrinos it emits in the first two seconds after its formation. Neutrino data was obtained from spherically symmetric (1D) simulations of core-collapse supernovae of 18 progenitor stars employing two equations of state as well as two heating factors to emulate multidimensional effects in 1D simulations. We tested our LSTM network in data from core-collapse simulations of 49 stars not used in the training and showed that, in 18 cases, the neural network is able to reproduce the gravitational mass evolution of the PNS with only small deviations ($R^2 \gtrsim 0.80$). We discuss how the neural network can be improved and the steps still needed so that it can be used to analyze future neutrino detections. To the best of our knowledge, this is the first work of its kind and will be useful as a parameterization of future works.

Palavras-chave: supernovas, neutrinos, redes neurais.

Keywords: supernovae, neutrinos, neural networks.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53342](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53342)

1 Introdução

As supernovas de colapso de núcleo (CCSNe, *Core Collapse Supernovae*) marcam o fim da evolução de estrelas com massas $\gtrsim 10 M_{\odot}$ ¹. Ao longo da sua existência, estas estrelas evoluem através de ciclos sucessivos de fusão nuclear que sinteti-

zam elementos sucessivamente mais pesados, resultando na formação de um núcleo inerte de ferro e níquel.

O aumento da densidade e temperatura do núcleo da estrela causa a dissociação dos núcleos de ferro e níquel e a formação de nêutrons através do decaimento beta. Desta forma, a pressão interna não é suficiente para contrabalançar

¹O símbolo $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{30}$ kg denota a massa do Sol.

a pressão gravitacional e o núcleo da estrela entra em colapso. Esse colapso é interrompido quando o núcleo da estrela atinge densidades extremas, $\rho \gtrsim 3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, e a força nuclear forte impede que este continue contraindo, nascendo assim uma protoestrela de nêutrons (PNS, do inglês *protoneutron star*) [1].

Devido a perda de sustentação, as camadas mais externas da estrela que ainda estão caindo em direção ao centro atingem a PNS e são ricocheteadas, gerando uma onda de choque que pode ejetar o envelope estelar em uma explosão supernova. A fase após a formação da onda de choque é denominada pós-rebote² e o momento em que a matéria em queda livre é impulsãoada pela PNS é conhecido por momento do rebote³. Uma explosão ocorre se os neutrinos produzidos na superfície da protoestrela de nêutrons depositarem energia suficiente na onda de choque para reavivá-la [2–4]. Caso contrário, as camadas mais externas da estrela voltam a cair sobre a PNS e forçam esta a se tornar um buraco negro estelar [1, 5].

Explosões de supernovas do colapso de estrelas massivas têm sido estudadas teoricamente desde os anos 1930 [6, 7] e através de simulações computacionais desde os anos 1960 [8]. Décadas de estudos computacionais sugerem que, dentre os mecanismos propostos para as explosões de CCSNe, o mais plausível seja via “reaquecimento por neutrinos”. Esse mecanismo foi proposto por Bethe e Wilson em 1985 [2] e continua sendo bastante estudado [3, 9, 10]. Como os neutrinos desempenham um papel fundamental em todas as fases do colapso e da explosão estelar, eles são uma peça chave para o estudo da matéria em regimes de densidade e temperatura extremas. Ademais, além das ondas gravitacionais, neutrinos são a única forma de obter informações diretas da PNS, mesmo quando esta colapsa em um buraco negro [11].

A associação entre a emissão de neutrinos em uma CCSNe [7, 8] durante o nascimento de uma estrela de nêutrons [6] foi corroborada pela detecção de 24 neutrinos por três experimentos diferentes no evento SN1987A [12–14]. Devido aos avanços nas últimas décadas, caso ocorra uma CCSN na Via Láctea nos próximos anos, centenas de mi-

lhares de neutrinos serão detectados por diversos detectores de neutrinos em funcionamento [15].

Considerando o exposto acima, o objetivo deste trabalho é utilizar redes neurais em dados gerados por simulações de CCSNe para obter a evolução temporal da massa gravitacional M_{PNS} de uma PNS a partir do sinal de neutrinos desta. No caso de um sinal de neutrinos que termina abruptamente, o que ocorre no caso de um “decaimento” da PNS em um buraco negro, a massa gravitacional neste momento limita a pressão máxima para matéria nuclear estável, uma grandeza bastante sensível à equação de estado da matéria densa e quente na PNS [16].

Estabelecer estas propriedades da PNS nos primeiros momentos após seu nascimento seria uma importante ferramenta para restringir a equação de estado da matéria nuclear em temperatura finita. Isso é possível, visto que a compacticidade⁴ da PNS, $\mathcal{C} = GM_{\text{PNS}}/R_{\text{PNS}}c^2$, é governada pela relação entre a pressão e a densidade da matéria na PNS e que a taxa e a energia total emitida em neutrinos dependem de M_{PNS} , R_{PNS} , e $\dot{M}$ [9].

Neste trabalho, estamos especialmente interessados em entender como a possível detecção de neutrinos de uma supernova pode ser utilizada para interpretar os mecanismos que ocorrem em uma protoestrela de nêutrons. Nesse sentido, construímos uma rede neural artificial baseada em arquitetura LSTM (*Long Short-Term Memory*) [17], projetada para capturar e manter informações ao longo do tempo, permitindo que ela aprenda dependências de longo prazo de séries temporais de propriedades físicas e, com isso, seja capaz de prever propriedades da PNS. Neste primeiro momento, focamos na massa gravitacional da PNS, mas em trabalhos futuros pretendemos inferir, simultaneamente à massa gravitacional M_{PNS} , o raio R_{PNS} da PNS e a taxa de acreção de massa $\dot{M}$ desta.

O artigo está organizado conforme descrito a seguir. As simulações numéricas de CCSNe são discutidas na Seção 2, enquanto a rede neural e seu treinamento são discutidos na Seção 3. Resultados para propriedades da PNS obtidas a partir da detecção de neutrinos de eventos simulados são discutidos na Seção 4. Conclusões e perspectivas estão na Seção 5.

²Traduzido livremente do inglês *post bounce*.

³Traduzido livremente do inglês *bounce time*.

⁴Razão massa-raio tornada adimensional pelas constantes gravitacional G e velocidade da luz c .

2 Simulações

Os dados utilizados para treinar a rede neural foram obtidos a partir de simulações feitas com o código FLASH [18–21], utilizando simetria esférica. A simulação acompanha uma estrela do estágio pré-colapso, momento em que o núcleo fica instável ao colapso gravitacional, até a formação de uma PNS e seus primeiros segundos de evolução.

A partir das simulações, obtemos o espectro de neutrinos emitidos durante o colapso da estrela massiva e evolução da PNS. Tanto o sinal de neutrinos quanto a estrutura e evolução da PNS dependem da equação de estado da matéria densa que, nas faixas de densidade e temperatura encontradas em uma PNS, ainda não é bem determinada. Logo, utilizamos duas equações de estado disponíveis na literatura que estão próximas aos limites superior e inferior de “rigidez” da equação de estado⁵ esperados de uma combinação de modelos teóricos, observações astrofísicas, e experimentos em laboratório [22].

As equações de estado utilizadas foram a DD2 [23], mais “dura”, e SFHo [24], mais “macia”⁶. Equações de estado mais duras, em geral, resultam em estrelas com raios maiores para a mesma massa além de massas gravitacionais máximas mais altas para as estrelas de nêutrons. Além disso, o sinal de neutrinos é sensível a interação destes com a matéria densa. As seções de choque das diferentes interações foram computadas para cada equação de estado utilizando o código NULIB [25] separando os neutrinos em 12 grupos com energias espaçadas logaritmicamente entre 1 e 300 MeV, seguindo as Referências [16, 25]. Embora o espectro de neutrinos seja contínuo, computacionalmente a discretização em poucos grupos se faz necessária. A necessidade de separar os neutrinos desta maneira se dá pelo fato de que calcular a seção de choque tem um custo computacional relativamente alto. Ao discretizar o espectro em 12 grupos, as seções de choque são pré-calculadas para as diferentes faixas de energia, limitando o número de equações a serem resolvidas. O número de grupos foi escolhido para

garantir a precisão numérica ao simular o colapso do núcleo ao mesmo tempo que minimiza os recursos computacionais utilizados por cada simulação.

A estrutura de uma estrela massiva pré-colapso do núcleo depende de sua massa inicial, composição (metalicidade), velocidade de rotação, se está em um sistema binário, dentre outros fatores. Neste trabalho, focamos em 18 estrelas progenitoras de CCSNe isoladas e sem rotação das Referências [26–28], frequentemente utilizadas em simulações de CCSNe. As estrelas escolhidas tinham massa inicial entre 11 e 40 $M_{\odot}$ e compacticidade no momento em que o colapso inicia⁷ $10^{-3} \leq \xi_{2,5 M_{\odot}} \leq 1$, testando os casos mais comuns de estrelas massivas.

Enfatizamos aqui que a evolução das estrelas progenitoras de supernova desde o momento em que as reações nucleares iniciam em seu centro até o momento em que o colapso gravitacional inicia foram realizadas pelo código de evolução estelar KEPLER [29] e descritas em detalhes nas Referências [26–28]. Essas simulações de evolução estelar supõem uma massa e composição inicial para a estrela, além de um conjunto de reações nucleares possíveis. A evolução da estrela é, então, simulada das condições iniciais até o início do colapso gravitacional, quando o núcleo da estrela se contrai tão rápido que um tratamento relativístico do sistema (ainda que aproximado) e inclusão de interações da matéria com neutrinos são indispensáveis. Assim, a configuração final de uma estrela massiva obtida por um código de evolução estelar, disponibilizada pelos autores Referências [26–28], é utilizada como condição inicial para códigos de simulação de colapso de núcleos de estrelas massivas, como fizemos neste trabalho usando o código FLASH. Esse é um procedimento padrão da literatura. Simulações de colapso de núcleo de estrelas massivas são, em geral, identificadas pela massa inicial da estrela no momento que as primeiras reações nucleares começam, além de outras propriedades, como metalicidade, quando pertinente. Entretanto, como algumas estrelas massivas costumam perder boa parte de sua massa por ventos estelares durante suas vidas, no momento do colapso do núcleo suas

⁵A rigidez de uma equação de estado denota o quão rápido a pressão varia com o aumento da densidade e/ou temperatura.

⁶As tabelas usadas nas simulações estão disponíveis em stellarcollapse.org [1].

⁷A compacticidade $\xi_M = (M/M_{\odot})/R(1000 \text{ km})$ determina quão compacta a região de raio R contendo uma massa M da estrela é no estágio pré-colapso [1].

massas são, em geral, significativamente menores que sua massa inicial.

O último ajuste feito nas simulações realizadas neste trabalho foi o de multiplicar os coeficientes de interação de neutrinos com a matéria por um *fator de aquecimento* $f_{\text{heat}} = 2,0$ e $3,0$. Isso se deve ao fato de que simulações de simetria esférica raramente explodem em supernovas devido a ausência de turbulência [1]. Esse fator de aquecimento f_{heat} aumenta a energia depositada pelos neutrinos atrás do choque para que, em alguns casos, ocorram explosões mesmo em simulações com simetria esférica. Assim, o colapso de cada uma das 18 estrelas progenitoras foi simulada quatro vezes considerando a combinação de duas equações de estado (DD2 e SFHo) e de dois fatores de aquecimento ($f_{\text{heat}} = 2,0$ e $3,0$), totalizando 72 simulações. Pretendemos ampliar o número de simulações em trabalhos futuros para incluir outras equações de estado, estrelas progenitoras, e fatores de aquecimento ou outros métodos de se gerar explosões em simulações de simetria esférica [30]. Utilizar simulações com simetria axial ou em 3D sem simetrias impostas tem um custo computacional ainda muito alto para serem viáveis. O volume das simulações incluiu os 10^8 m mais internos de cada estrela divididos em 160 blocos de comprimentos radiais iguais. Cada bloco é subdividido em até 13 níveis de resolução adaptativa, similar ao da Referência [16], resultando em uma resolução máxima de aproximadamente 76,3 m.

Nossas simulações determinaram a evolução das PNSs por 2,50 s ou até as PNSs formarem um buraco negro, no caso disso ocorrer em um tempo mais curto do que 2,50 s. Dentro deste limite de tempo estão inclusos, nos casos em que não houve formação de um buraco negro, pelo menos 2,0 s de tempo pós-rebote, visto que do início do colapso até a formação da PNS se passam no máximo 0,5 s. Embora as PNSs continuem evoluindo após alguns segundos, limitamos nosso estudo a este intervalo pois, geralmente, alguns segundos após o colapso (1) a variação nas grandezas observáveis ocorre mais lentamente, (2) a luminosidade dos neutrinos será mais baixa, o que pode dificultar a detecção destes neutrinos na Terra, e (3) as simulações são menos confiáveis no caso das PNSs estarem com seu interior mais frio⁸.

⁸Conforme a temperatura e a entropia da PNS diminuem, degenerescências nas equações de estado tornam

Para o uso dos dados na rede neural, Seção 3, dividimos o tempo pós-rebote de cada simulação em 2048 intervalos iguais. Embora cada intervalo varie entre uma simulação e outra, o intervalo será no máximo de duração $\Delta t \sim 1$ ms. Os dados de saída monitorados de cada simulação para uso na rede foram o tempo pós-rebote t e as energias médias $\langle \epsilon_\nu \rangle$ e luminosidades L_ν de cada tipo de neutrino, $\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x$. Desta forma, os dados de entrada utilizados na rede tem dimensão (72, 2048, 7), combinando o número de simulações (72), o comprimento da janela temporal (2048) e o número de características (7, discutidas abaixo) utilizadas para treinar a rede.

3 Redes Neurais

Redes Neurais Artificiais são técnicas computacionais que apresentam um modelo matemático inspirado na estrutura neural biológica inteligente e que adquirem conhecimento através das experiências as quais foram expostas. Já desde as décadas de 1940 e 1950 há registros do estudo de redes neurais artificiais e um marco em 1958: a criação do *Perceptron*, o neurônio artificial, por Rosenblatt [31].

Nesse sentido, na década de 1980 temos o surgimento das redes neurais recorrentes (*RNNs* – *Recurrent Neural Network*) modernas, capazes de executar a mesma tarefa para todos os elementos de uma sequência, com a saída sendo dependente dos cálculos realizados anteriormente. Sendo essa muito utilizada em dados de processamento de linguagem, reconhecimento de voz e análise de sequências. No entanto, na década seguinte, descobriu-se que a arquitetura da rede tinha limitações à sequências mais longas causando os chamados esquecimento e explosão de gradientes (*vanishing gradient and exploding gradients*). Mais tarde, Hochreiter e Schmidhuber (1997), propuseram uma RNN capaz de resolver esta deficiência das RNNs tradicionais, a LSTM.

Uma rede LSTM (*Long Short-Term Memory*) é

as simulações bastante sensíveis ao passo de tempo utilizado e ao número de grupos de neutrinos utilizados. Logo, os passos de tempo devem ser decrescidos para evitar problemas numéricos, fazendo com que simulações longas tenham um custo computacional significativamente mais alto que um simples fator proporcional ao tempo de evolução da PNS.

um tipo especial de rede neural recorrente projetada para capturar e manter informações ao longo do tempo, permitindo que ela “aprenda” dependências de longo prazo em séries temporais [17]. Ela tem uma estrutura interna composta de células de memória e portões que controlam o fluxo de informações, decidindo o que reter, atualizar ou descartar.

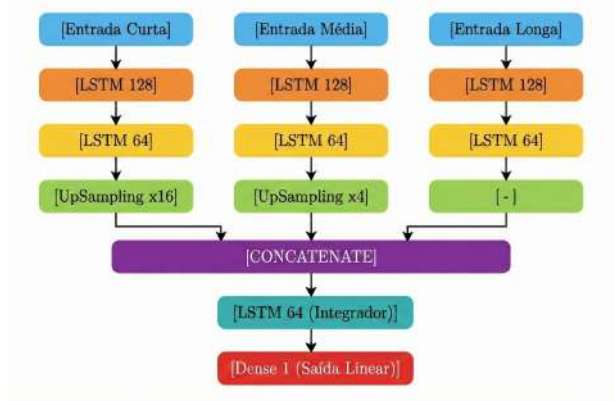


Figura 1: Esquema da arquitetura do modelo de LSTM.

Construímos uma LSTM como a da Figura 1, utilizando a interface de programação Keras [32] implementada na interface TensorFlow [33] em Python utilizando três janelas temporais (ou *sliding windows*) com comprimentos distintos: uma janela “longa” contendo uma sequência de 2048 intervalos de tempo, outra janela média com 1536 sequências de 512 intervalos, e uma janela curta com 1920 sequências de 128 intervalos. Cada uma dessas sequências é utilizada para treinar a rede LSTM em caminhos inicialmente independentes. Os dados de cada janela passam por 128 neurônios na entrada e, em seguida, por 64 neurônios. Para possibilitar o alinhamento dos dados das três janelas da rede após a análise pelas camadas de neurônios de entrada fazemos uma superamostragem (*upsampling*) das janelas curta e média, repetindo os dados destas janelas de maneira ordenada 16 e 4 vezes, respectivamente. Desta forma, após a sobreamostragem, os dados de saída das análises de janelas de comprimentos distintos tem o mesmo comprimento e as sequências temporais ficam alinhadas novamente. Feito isso, o resultado da análise das três LSTMs é concatenado, analisado por mais uma camada de 64 neurônios e, por fim, utiliza-se uma camada densa para saída com um neurônio que prevê uma sequência temporal da propriedade de interesse; no

caso deste trabalho, a massa gravitacional das protoestelas de nêutrons. Nosso objetivo foi criar um modelo que capturasse correlações temporais em três escalas distintas (curto, médio e longo prazo) com a mesma resolução e combinasse essas informações para realizar uma previsão.

Para o treinamento da rede, como já mencionado, fornecemos 7 *características* de entrada de cada uma das 72 simulações: tempo pós-rebote t da simulação, energias média $\langle \epsilon_\nu \rangle$ e luminosidades L_ν de cada tipo de neutrino, $\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x$, utilizados para prever a massa gravitacional M_{grav} da PNS. Antes do treinamento, os dados de cada característica e da propriedade a ser prevista foram normalizados linearmente para terem valores entre 0 e 1 ao entrar na rede. Do total de amostras, dividimos aproximadamente 70% para o treinamento (51 simulações) e 30% para a validação (21 simulações), padrão frequentemente utilizado na literatura.

Enfatizamos a importância de distinguir os conceitos de conjuntos de validação e teste (Seção 4). O conjunto de validação é utilizado durante o treinamento para monitorar o desempenho da rede e orientar a escolha de hiperparâmetros, tais como taxa de aprendizado, número de neurônios, tamanho das janelas temporais e taxa de desativação, contribuindo para a diminuição de sobreajustes. Esses hiperparâmetros foram construídos e ajustados empiricamente a partir da literatura e das métricas de validação. Já o conjunto de teste é reservado exclusivamente para a avaliação final, utilizando dados independentes do processo de treinamento + validação para estimar a capacidade de generalização do modelo.

A arquitetura de camadas LSTM utiliza 128 unidades ocultas iniciais com uma taxa de dropout de 0,2 para reduzir o risco de *overfitting*. Uma taxa de dropout moderada (0,2) melhora a generalização, evitando que haja coadaptação dos neurônios durante o treinamento. Além disso, o modelo foi compilado utilizando o otimizador Adam [34] e a função de perda Erro Quadrático Médio (MSE, *Mean Squared Error*)

$$\mathcal{L}_{\text{MSE}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2, \quad (1)$$

onde y_i é o rótulo verdadeiro da amostra i e $\hat{y}_i$ é a previsão feita pelo modelo. O $\mathcal{L}$ representa a

função perda entre y_i e $\hat{y}_i$, sobre n elementos do conjunto total de amostras de tamanho n , *i.e.*, um conjunto de n linhas do conjunto de dados. No contexto de nosso trabalho, y_i representa os valores de massa verdadeiros (simulação) e $\hat{y}_i$ os valores previstos pela LSTM para o mesmo conjunto de dados.

Além disso, um valor de parada antecipada foi implementado para interromper o treinamento quando a perda de validação não tivesse uma melhora por 50 épocas consecutivas, ou seja, o modelo demonstrar que parou de aprender, reduzindo assim o risco de sobreajuste. O modelo foi treinado com um tamanho de lote de 32 e 1000 épocas.

Concluída a etapa de treinamento, a rede foi testada com um outro conjunto de dados simulados para testar a previsão para massa gravitacional das PNSs a partir do sinal de neutrinos desse novo conjunto. As previsões da rede foram então comparadas com o valor obtido pelas simulações.

O desempenho da rede com o conjunto de teste foi avaliado utilizando as seguintes métricas:

$$\text{MAE} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |y_i - \hat{y}_i|, \quad (2)$$

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}, \quad (3)$$

$$\text{MAPE} = \frac{100}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|y_i - \hat{y}_i|}{y_i}. \quad (4)$$

4 Resultados

A avaliação foi conduzida em um conjunto de teste composto por 49 simulações de colapso de núcleo de supernovas, abrangendo um espectro de massas de progenitoras entre 12 e 60 $M_\odot$ em intervalos de 1 $M_\odot$ utilizando estrelas progenitoras da Referência [35] simuladas com o programa KEPLER [29], nenhuma das quais a rede teve acesso durante o treinamento e/ou previamente. Enquanto as simulações de treinamento e validação são inteiramente novas, as simulações do teste são da Referência [16] e (1) utilizaram uma equação de estado diferente das utilizadas no treinamento e validação, *SRO “baseline”* [4], e (2) não incluíram nenhum fator de aquecimento. Logo, com exceção das estrelas menos massivas $M \leq 17 M_\odot$,

todas as simulações do teste resultaram na formação de um buraco negro. Além do mais, embora algumas estrelas deste conjunto de simulações teste tenham a mesma massa inicial que estrelas do conjunto utilizado no treinamento, as características da estrela no momento pré-colapso, que servem como condição inicial para as simulações do colapso, eram diferentes devido a escolhas feitas no código de evolução estelar.

4.1 Desempenho

A Tabela 1 apresenta o resumo estatístico global das métricas de desempenho obtidas no conjunto de teste. O modelo alcançou um erro percentual absoluto médio (MAPE) de 5,71 % para a predição da massa gravitacional, valor considerado satisfatório diante da complexidade associada ao processo de acreção de massa no regime pós-rebote e ao número limitado de simulações utilizados para o treino e validação do modelo. Esse comportamento é consistente com o RMSE médio de 0,126 $M_\odot$, indicando que, em termos absolutos, os desvios das predições em relação às simulações permanecem dentro de uma faixa que consideramos aceitável para a evolução da proto-estrela de nêutrons.

Diferentemente de abordagens voltadas a sistemas binários, como as das Referências [36,37] que utilizam simulações de fusão de sistemas binários para estabelecer a massa limite de uma estrela de nêutrons fria a partir do colapso imediato em um buraco negro, não há um método bem estabelecido para inferir a massa de uma PNS isolada como proposto aqui. Apesar de o trabalho de Nagakura & Vartanyan (2022) também utilizar sinais de neutrinos do colapso de uma estrela massiva para prever a evolução da massa gravitacional e raio de uma PNS [38], existem diferenças fundamentais entre este trabalho e o nosso. Nagakura & Vartanyan (2022) utilizam 18 simulações de progenitoras “leves” ($9 \leq M/M_\odot \leq 25$) em 2D para obter ajustar os dados da evolução da massa e do raio da PNS com funções polinomiais cujos coeficientes dependem da energia total emitida em neutrinos, consideram efeitos de detectores e modelos de oscilação de neutrinos que ignoramos neste trabalho. Por outro lado, Nagakura & Vartanyan (2022) utilizam uma única equação de estado em seus estudos (SFHo, também utilizada

aqui) e suas previsões mostram bastante variação na maioria dos casos analisados em relação aos das simulações utilizadas na análise. Logo, como nosso trabalho é único na metodologia implementada e deverá servir como parâmetro para trabalhos futuros.

Embora o coeficiente de determinação⁹ médio ($R^2 = 0,596$) apresente limitações quando interpretado isoladamente em sistemas não lineares, sua análise em conjunto com as demais métricas revela desempenho consistente: 94 % (46 estrelas) das simulações exibiram correlação positiva entre valores reais e preditos. Em particular, aproximadamente 49 % da amostra atingiu níveis elevados de fidelidade ($R^2 > 0,75$), nos quais o RMSE assume valores mínimos da ordem de $0,0181 M_\odot$.

Por outro lado, os 16 % dos casos (8 estrelas) com $R^2 \leq 0,2$ correspondem a situações em que o erro da rede se mostrou significativamente superior ao observado no restante do conjunto, com o RMSE alcançando valores de até $0,28 M_\odot$. Esses desvios concentram-se predominantemente nos extremos de massa das progenitoras, como nas simulações de massas iniciais mais baixa, como $12 M_\odot$, e nas mais massivas, próximas a massas iniciais de $60 M_\odot$. Isso se deve ao fato de que nenhuma das estrelas utilizadas no treinamento da rede tem compacticidade tão alta (baixa) quanto as estrelas mais (menos) massivas dos casos de teste.

Tabela 1: Resumo estatístico global das métricas de predição para as 49 simulações de teste. As unidades de medidas das métricas abaixo são dadas por RMSE e MAE, em $M_\odot$, MAPE adimensional (%) e, por fim, R^2 adimensional e com limite superior igual à 1.

Métrica	Média	Desvio	Mín.	Máx.
RMSE	0,1264	0,0632	0,0181	0,2757
MAE	0,1215	0,0618	0,0142	0,2642
MAPE	5,7145	2,5740	0,7480	11,2973
R^2	0,5959	0,3590	-0,5119	0,9950

Na Tabela 2 listamos, dentre as 49 simulações de colapso testadas, os quatro melhores e os qua-

tro piores desempenhos para a rede neural ao prever a evolução da massa gravitacional da estrela. Notamos que embora a rede neural tenha conseguido prever muito bem a evolução da massa gravitacional em alguns casos, $R^2 \sim 1$, em outros casos o desempenho não foi satisfatório, $R^2 \lesssim 0$.

Tabela 2: Desempenho individual das simulações: quatro melhores e quatro piores casos segundo o coeficiente de determinação (R^2) da massa gravitacional. A nome mX de cada simulação se refere a massa inicial X da estrela.

Simulação	RMSE	MAPE	R^2
gray!15 <i>Melhores desempenhos</i>			
m41	0,0181	0,75	0,9950
m43	0,0196	0,78	0,9941
m39	0,0369	1,49	0,9826
m40	0,0383	1,54	0,9809
gray!15 <i>Piores desempenhos</i>			
m15	0,1039	6,51	-0,5119
m12	0,0977	6,13	-0,1737
m18	0,1229	6,86	-0,1569
m60	0,2757	11,30	0,0672

Nas Figuras 2 e 3, são apresentadas as matrizes de confusão binadas (*binned confusion matrix*) por intervalos de massas. Para obter estas matrizes, primeiro dividimos o tempo pós-rebote de cada simulação em 2048 intervalos iguais. Em seguida, para cada simulação determinamos a massa gravitacional mínima e máxima da PNS considerando tanto a simulação quanto a previsão da rede. O alcance entre estes valores mínimo e máximo é dividido em 10 faixas (*bins*) de massas. Finalmente, para cada um dos 2048 intervalos de tempo, a matriz de confusão compara a massa obtida na simulação com aquela prevista pela rede neural e adiciona um ponto na matriz de confusão. Assim, quanto maiores os valores próximos à diagonal principal, melhor é o desempenho da rede, já que indicam que a massa prevista pela rede está no mesmo intervalo que a massa da simulação. Esse método de aferição de desempenho é frequentemente utilizado em modelos de classificação em *aprendizado de máquina* e aqui foi adaptado para analisar dados de uma série temporal.

Podemos observar que para a simulação m43, Figura 2 para a estrela com massa inicial $43 M_\odot$,

⁹O coeficiente de determinação R^2 é definido como $R^2 = 1 - \frac{SS_{\text{res}}}{SS_{\text{tot}}} = 1 - \frac{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum (y_i - \bar{y})^2}$ com SS_{res} e SS_{tot} somas dos quadrados dos resíduos e a soma dos quadrados total, no qual $\bar{y}$ é a massa gravitacional média da PNS ao longo de toda a sequência temporal analisada.

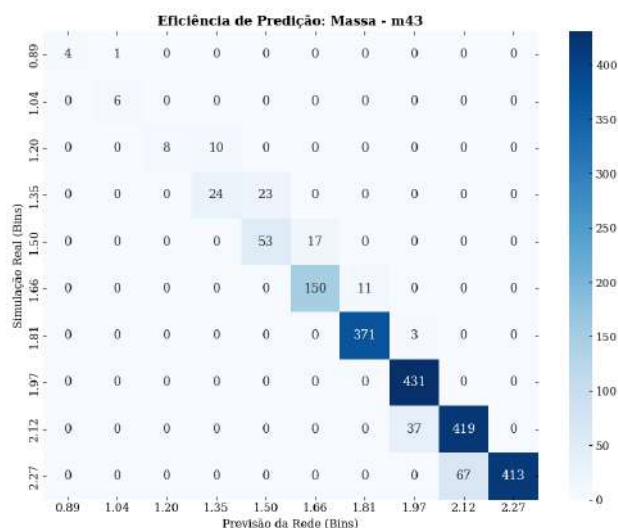


Figura 2: Matriz de confusão dos valores de massa gravitacional predito pelo nosso modelo de LSTM para uma estrela progenitora de $43 M_{\odot}$.

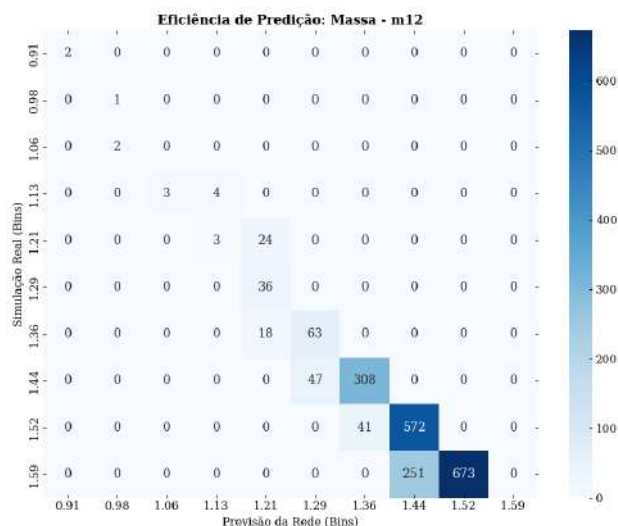


Figura 3: Matriz de confusão dos valores de massa gravitacional predito pelo nosso modelo de LSTM para uma estrela progenitora de $12 M_{\odot}$.

os valores na matriz de confusão (que somados resultam em 2048) estão distribuídos em sua maioria ao longo da diagonal principal evidenciando o bom ajuste do modelo. Isso é confirmado na Figura 4 que compara as séries temporais para a massa gravitacional pós-rebote da PNS obtida na simulação e prevista pela rede neural. Já para a simulação m12, estrela com massa inicial $12 M_{\odot}$, podemos identificar sua tendência de sobreajuste. O sobreajuste ocorre quando o modelo memoriza o ruído e os detalhes dos dados de treino, limitando sua capacidade para genera-

lizar o aprendizado para novas amostras. Neste caso, embora o erro no treinamento e validação decaiam, mostrando que há aprendizado, a rede demonstra um resultado para a estrela de massa $12 M_{\odot}$ não satisfatório em comparação a estrela de massa $43 M_{\odot}$.

4.2 Predições

As predições apresentadas nas Figuras 4 e 5 contém uma área hachurada que é um intervalo de predição de 68 %, representando a incerteza de um desvio padrão (1σ) em torno dos valores estimados pela rede. São calculados limites superior e inferior da área a partir da soma e subtração do produto entre o escore-Z bicaudal e o erro padrão dos resíduos (σ) sobre as estimativas pontuais ($\hat{y}_i$). Aqui o erro padrão dos resíduos quantifica a dispersão das observações reais em relação às previsões do modelo. Esse erro padrão é ajustado pelos graus de liberdade do sistema através da expressão $\sigma = \sqrt{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2 / (n - 2)}$, onde n é o número total de pontos utilizados na comparação entre os dados da simulação e valores previstos pela rede. Deste modo temos $L_s = \hat{y}_i + Z \cdot \sigma$ e $L_i = \hat{y}_i - Z \cdot \sigma$, os limites superior e inferior, respectivamente.

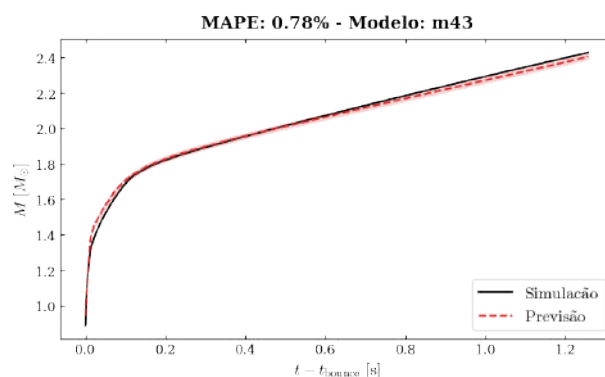


Figura 4: Comparativo entre os valores de predição da rede (curva tracejada na cor vermelha) e o verdadeiro (curva sólida na cor preta) (simulação) em função do tempo de simulação pós-rebote para uma estrela progenitora de $43 M_{\odot}$.

A Figura 4 apresenta a evolução temporal para a estrela progenitora de $43 M_{\odot}$ pós-rebote. Observa-se que a rede LSTM captura com precisão a inclinação do acréscimo de massa gravitacional da PNS, mesmo na região inicial de pós-rebote, no qual há mais flutuações. Já a Figura 5 apresenta a evolução para a progenitora

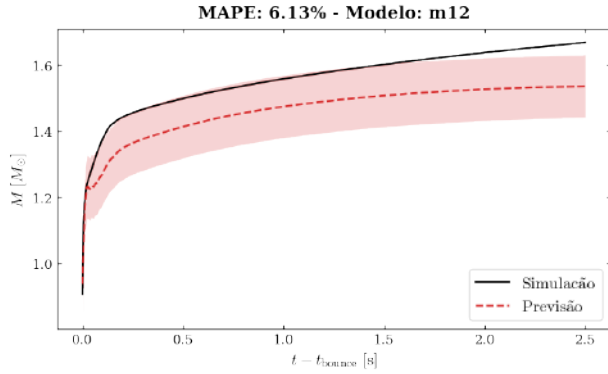


Figura 5: Comparativo entre os valores de predição da rede (curva tracejada na cor vermelha) e o verdadeiro (curva sólida na cor preta) (simulação) em função do tempo de simulação pós-rebote para uma estrela progenitora de $12 M_{\odot}$.

de $12 M_{\odot}$ pós-rebote, que não é adequadamente descrita pela rede. Vemos que, imediatamente o pós-rebote é bem descrito, no entanto, com a alta taxa de acreção de matéria a rede não foi capaz de descrever a curva de crescimento, levando à uma saturação de massa inferior ao esperado.

Na Figura 6 fazemos uma comparação entre os valores previstos pela rede neural e valores de saída das simulações para as 49 estrelas do conjunto de teste. Assim, observamos que existe uma tendência da rede em subestimar os valores previstos para a massa gravitacional das PNS quanto estas atingem $M \gtrsim 1,75 M_{\odot}$.

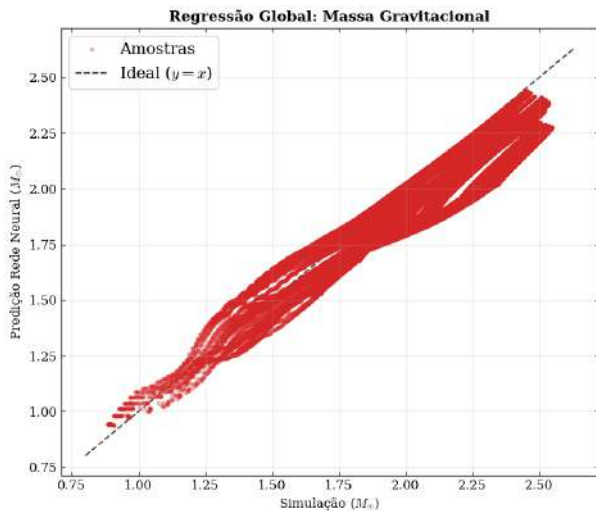


Figura 6: Comparativo entre os valores de predição da rede e valores de saída das simulações para as 49 estrelas do conjunto de teste. Observamos uma tendência de subestimar os valores previstos para as massas $M_{\text{grav}} \gtrsim 1,75 M_{\odot}$.

4.3 Análise de resíduos

O resíduo corresponde à diferença entre os valores observados e os valores estimados pelo modelo. Neste trabalho, adota-se o erro relativo percentual¹⁰, apresentado nas Figuras 7 e 8.

De maneira geral, a distribuição dos resíduos, Figura 7, apresenta pico próximo de 5%, indicando um viés global significativo, como observado na Figura 6 para $M_{\text{grav}} \gtrsim 1,75 M_{\odot}$. Este pico em um valor > 0 (à direita) com leve assimetria positiva sugere que para alguns regimes o modelo subestima o valor de massa já que temos um valor predito menor que o valor da simulação. As caudas longas são consistentes com os valores RMSE serem maior que o MAE e também o R^2 negativo em algumas simulações. Assim, podemos inferir que a rede faz boas predições, mas ainda precisa de alguns ajustes além de dados de treinamento que explore melhor o espaço de fases de compactidades possíveis para estrelas massivas.

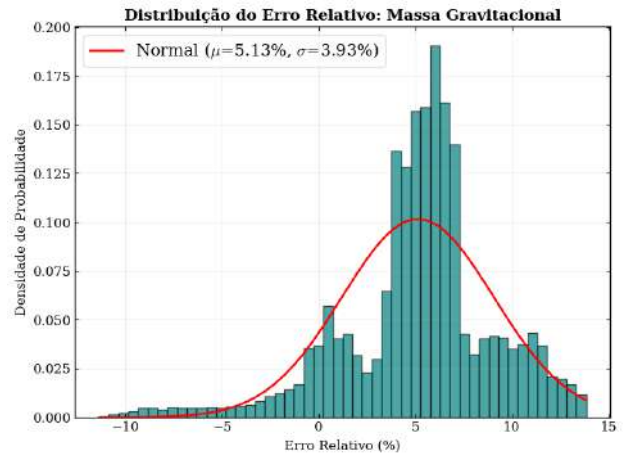


Figura 7: Histograma de distribuição de erros na predição da massa gravitacional das PNSs em comparação com uma curva gaussiana. Distribuição de frequências dos erros relativos percentuais para a massa gravitacional. A curva sólida em vermelho representa o ajuste Gaussiano teórico com média $\mu = 5,13\%$ e desvio padrão $\sigma = 3,93\%$. A concentração da densidade de probabilidade em torno de zero confirma a precisão da rede LSTM.

Os resíduos exibem comportamento aproximadamente normal na região central, com desvios significativos nas caudas evidenciados pelo gráfico quantis-quantis (Q-Q plot), Figura 8. O Q-Q plot é construído a partir da comparação entre os

$$^{10}\text{Erro \%} = \frac{y_i - \hat{y}_i}{y_i} \times 100$$

quantis empíricos dos resíduos (erros) ordenados e os quantis teóricos de uma distribuição de referência (distribuição gaussiana). A proximidade dos pontos à reta $y = \mu + \sigma x$ indica concordância com a distribuição teórica, i.e., o comportamento ideal seria que os valores de erros, pontos em azul, estivessem distribuídos ao longo da reta, em vermelho. No caso deste trabalho, a proximidade à reta no regime central indica um comportamento aproximadamente gaussiano dos erros, enquanto os desvios nas extremidades revelam erros percentuais extremos associados a regimes físicos específicos: tentativa de reproduzir com a rede LSTM condições de estrelas de compacticidade mais alta e mais baixa das que utilizadas no treinamento. Esses resultados corroboram com os indicadores já citados, mostrando que a rede possui boa capacidade preditiva, mas com limitações de generalização e uma tendência de prever massa levemente menores que as das simulações.

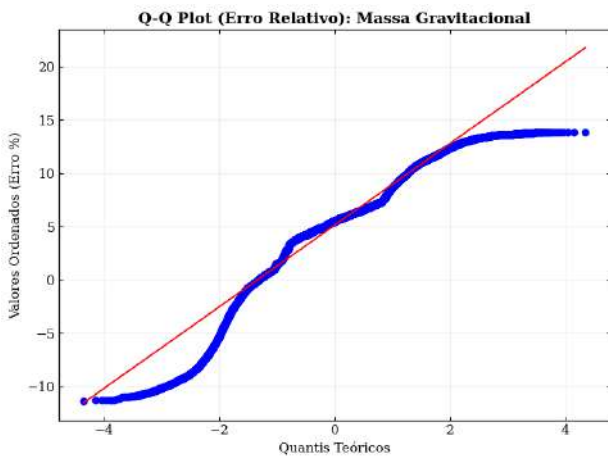


Figura 8: Gráfico Quantil-Quantil (Q-Q Plot) dos erros relativos da massa gravitacional. O eixo vertical representa os resíduos ordenados: valores positivos indicam subestimação pelo modelo ($\text{Real} > \text{Predito}$), enquanto valores negativos indicam superestimação ($\text{Real} < \text{Predito}$). A aderência dos pontos à linha de referência teórica, especialmente no intervalo central, valida a natureza Gaussiana dos erros e a estabilidade estatística da rede LSTM.

5 Conclusões

Neste estudo, desenvolvemos uma rede neural de memória de curto e longo prazo, LSTM, para prever a massa gravitacional de protoestrelas de nêutrons de supernovas do colapso do núcleo de estrelas massivas utilizando o espectro de neu-

trinos oriundo destas. Dada a inexistência de dados reais para o treinamento da rede neural, utilizamos dados de 72 simulações numéricas obtidos com o código de hidrodinâmica relativística FLASH para treinar a rede. Em seguida, testamos as predições da rede em prever a massa gravitacional de uma protoestrela de nêutrons em 49 simulações de outro trabalho que não foram utilizadas no treinamento [16]. Concluímos que o modelo é satisfatório na maior parte do domínio de nosso conjunto de teste, embora tenha uma tendência de subestimar a massa gravitacional quando esta está no regime $M \gtrsim 1,75 M_{\odot}$. Em aproximadamente metade da amostra, obtivemos níveis elevados de fidelidade ($R^2 \gtrsim 0,75$), nos quais o RMSE assume valores mínimos da ordem de $0,018 M_{\odot}$. O RMSE é essencial porque ele penaliza mais severamente os grandes desvios e mantém a unidade física ($M_{\odot}$).

Com a análise das distribuições de erro, nota-se uma concentração próxima de zero e boa concordância com uma distribuição normal no regime central. No entanto a rede encontra dificuldade em prever os limites superior e inferior de massas das progenitoras. Esses resultados indicam elevada precisão média do modelo, com limitações localizadas. Além disso, observamos a tendência da rede em prever valores de massa gravitacional da PNS menores do que os estimados pela simulação. Isso pode ser devido à falta de simulações que cubram o espaço de parâmetros de estrelas com estruturas pré-colapso semelhantes às de nossos conjuntos de dados de treinamento e validação ou, ainda, a necessidade de uma parametrização específica para estes casos.

Novas investigações seguem sendo realizadas examinando o impacto de diferentes equações de estado e variação do fator de aquecimento nas simulações de supernovas. Nosso objetivo final é usar redes neurais para prever uma variedade de propriedades de PNSs, como raio e taxa de acreção de massa, que poderiam ser determinadas a partir de detecções de neutrinos no caso de uma supernova galáctica. Determinar as propriedades do PNS no primeiro momento após seu nascimento seria uma ferramenta inestimável para restringir a equação de estado da matéria nuclear em temperatura finita, já que o raio da PNS e sua massa gravitacional são sensíveis às propriedades da matéria densa e quente no interior da PNS.

Além de utilizar mais simulações para treinar o modelo aumentando o número de equações de estado e estrelas progenitoras utilizadas, pretendemos também construir uma outra rede neural LSTM que, ao invés de utilizar o espectro de neutrinos gerados pelo código FLASH como características de entrada para a rede neural, utiliza os dados da simulação processados pela ferramenta SNEWPY [15, 39]. Essa ferramenta utiliza os dados de emissão de neutrinos gerados por uma simulação de colapso de estrela massiva para estimar quantos neutrinos em diferentes faixas de energia seriam observados por detectores distintos na Terra considerando a distância para a supernova além de modelos para as oscilações de neutrinos. Esses dados de simulação pós-processados por SNEWPY serão mais realistas da situação que cientistas encontrarão no caso de uma supernova galáctica do que os dados gerados pelo código FLASH, ou outro simulador de colapsos de estrelas massivas, como feito neste trabalho. Assim, a rede neural pode ser diretamente utilizada no caso de uma detecção de neutrinos de uma CCSNe para determinar propriedades de uma PNS nos primeiros instantes após o seu nascimento.

A evolução inicial da PNS e o sinal de neutrinos emitidos dependem da estrutura estelar pré-colapso e da equação de estado da matéria densa e quente. Este trabalho é um primeiro passo para que, havendo uma supernova de colapso de núcleo na Via Láctea, possamos determinar a evolução da massa bariônica e do raio da PNS simultaneamente afim de impor limites a características da equação de estado da matéria nas condições extremas encontradas em uma PNS. No futuro, também pretendemos utilizar outras redes neurais como GRU [40], *TRANSFORMERS* [41] e U-NET [42] para determinar as vantagens e limitações de cada uma delas para o problema proposto.

Agradecimentos

Agradecemos ao Professor Aldo von Wangelheim e Juliana Arrais por discussões sobre estratégias de escolha de arquiteturas de rede neurais e tratamento dos dados. O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aper-

feiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

Sobre os autores

I. S. Espíndola (isadora.espindola@posgrad.ufsc.br) é bacharel em física com ênfase em astrofísica pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul e Mestranda do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina.

A. S. Schneider (schneider.andre@ufsc.br) é Professor do Departamento de Física na Universidade Federal de Santa Catarina com Ph.D. pela Indiana University - Bloomington e especialista em Astrofísica Nuclear e Física Computacional.

Referências

- [1] E. O'Connor e C. D. Ott, A new open-source code for spherically symmetric stellar collapse to neutron stars and black holes, *Classical and Quantum Gravity* **27**(11), 114103 (2010).
- [2] H. A. Bethe e J. R. Wilson, Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating, *The Astrophysical Journal* **295**, 14 (1985).
- [3] H.-T. Janka, Explosion mechanisms of core-collapse supernovae, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **62**, 407 (2012).
- [4] A. S. Schneider et al., Equation of state effects in the core collapse of a 20-MJ star, *Physical Review C* **100**, 055802 (2019).
- [5] R. Fernandez et al., Mass ejection in failed supernovae: variation with stellar progenitor, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **476**(2), 2366 (2018).
- [6] W. Baade e F. Zwicky, Cosmic rays from super-novae, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **20**(5), 259 (1934).
- [7] G. Gamow e M. Schoenberg, Neutrino Theory of Stellar Collapse, *Phys. Rev.* **59**, 539 (1941).

- [8] S. A. Colgate e M. H. Johnson, Hydrodynamic Origin of Cosmic Rays, [*Phys. Rev. Lett.* **5**, 235 \(1960\)](#).
- [9] C. D. Ott et al., The Progenitor Dependence of Core-collapse Supernovae from Three-dimensional Simulations with Progenitor Models of $12 - 40 M_{\odot}$, [*The Astrophysical Journal Letters* **855**\(1\), L3 \(2018\)](#).
- [10] A. Burrows e D. Vartanyan, Core-collapse supernova explosion theory, [*Nature* **589**\(7840\), 29 \(2021\)](#).
- [11] H.-T. Janka, Neutrino Emission from Supernovae, in Handbook of Supernovae (Springer International Publishing, Cham, 2016), 1–30.
- [12] K. Hirata et al., Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A, [*Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 \(1987\)](#).
- [13] R. M. Bionta et al., Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud, [*Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 \(1987\)](#).
- [14] E. Alexeyev et al., Detection of the neutrino signal from SN 1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope, [*Physics Letters B* **205**\(2\), 209 \(1988\)](#).
- [15] K. Scholberg, Supernova Neutrino Detection, [*Annual Review of Nuclear and Particle Science* **62**\(Volume 62, 2012\), 81 \(2012\)](#).
- [16] A. Schneider et al., Equation of state and progenitor dependence of stellar-mass black hole formation, [*The Astrophysical Journal* **894**\(1\), 4 \(2020\)](#).
- [17] S. Hochreiter e J. Schmidhuber, Long short-term memory, [*Neural Computation* **9**\(8\), 1735 \(1997\)](#).
- [18] B. Fryxell et al., FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes, [*The Astrophysical Journal Supplement Series* **131**\(1\), 273 \(2000\)](#).
- [19] A. Dubey et al., Extensible Component-Based Architecture for FLASH, a Massively Parallel, Multiphysics Simulation Code, [*Parallel Computing* **35**\(10-11\), 512 \(2009\)](#).
- [20] S. M. Couch, THE DEPENDENCE OF THE NEUTRINO MECHANISM OF CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE ON THE EQUATION OF STATE, [*The Astrophysical Journal* **765**\(1\), 29 \(2013\)](#).
- [21] E. P. O'Connor e S. M. Couch, Exploring Fundamentally Three-dimensional Phenomena in High-fidelity Simulations of Core-collapse Supernovae, [*The Astrophysical Journal* **865**\(2\), 81 \(2018\)](#).
- [22] J. Margueron, R. Hoffmann Casali e F. Gulminelli, Equation of state for dense nucleonic matter from metamodeling. I. Foundational aspects, [*Phys. Rev. C* **97**, 025805 \(2018\)](#).
- [23] M. Hempel et al., NEW EQUATIONS OF STATE IN SIMULATIONS OF CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE, [*The Astrophysical Journal* **748**\(1\), 70 \(2012\)](#).
- [24] A. W. Steiner, M. Hempel e T. Fischer, CORE-COLLAPSE SUPERNOVA EQUATIONS OF STATE BASED ON NEUTRON STAR OBSERVATIONS, [*The Astrophysical Journal* **774**\(1\), 17 \(2013\)](#).
- [25] E. O'Connor, AN OPEN-SOURCE NEUTRINO RADIATION HYDRODYNAMICS CODE FOR CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE, [*The Astrophysical Journal Supplement Series* **219**\(2\), 24 \(2015\)](#).
- [26] S. E. Woosley, A. Heger e T. A. Weaver, The evolution and explosion of massive stars, [*Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 \(2002\)](#).
- [27] S. Woosley e A. Heger, Nucleosynthesis and remnants in massive stars of solar metallicity, [*Physics Reports* **442**\(1\), 269 \(2007\)](#). The Hans Bethe Centennial Volume 1906-2006.
- [28] T. Sukhbold et al., CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE FROM 9 TO 120

- SOLAR MASSES BASED ON NEUTRINO-POWERED EXPLOSIONS, *The Astrophysical Journal* **821**(1), 38 (2016).
- [29] T. A. Weaver, G. B. Zimmerman e S. E. Woosley, Presupernova evolution of massive stars., *The Astrophysical Journal* **225**, 1021 (1978).
- [30] S. M. Couch, M. L. Warren e E. P. O'Connor, Simulating Turbulence-aided Neutrino-driven Core-collapse Supernova Explosions in One Dimension, *The Astrophysical Journal* **890**(2), 127 (2020).
- [31] F. Rosenblatt, The Perceptron: A Probabilistic Model for Information Storage and Organization in the Brain, *Psychological Review* **65**(6), 386 (1958).
- [32] F. Chollet et al., Keras, <https://keras.io> (2015).
- [33] M. Abadi et al., TensorFlow: Large-Scale Machine Learning on Heterogeneous Systems (2015). Software available from tensorflow.org. Disponível em <https://www.tensorflow.org/>.
- [34] D. P. Kingma e J. Ba, Adam: A Method for Stochastic Optimization (2017). Disponível em <https://arxiv.org/abs/1412.6980>, ArXiv:1412.6980.
- [35] T. Sukhbold, S. E. Woosley e A. Heger, A High-resolution Study of Presupernova Core Structure, *The Astrophysical Journal* **860**(2), 93 (2018).
- [36] K. Hotokezaka et al., Binary neutron star mergers: Dependence on the nuclear equation of state, *Phys. Rev. D* **83**, 124008 (2011).
- [37] R. Kashyap et al., Numerical relativity simulations of prompt collapse mergers: Threshold mass and phenomenological constraints on neutron star properties after GW170817, *Phys. Rev. D* **105**, 103022 (2022).
- [38] H. Nagakura e D. Vartanyan, Efficient method for estimating the time evolution of the proto-neutron star mass and radius from a supernova neutrino signal, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **512**(2), 2806 (2022). ArXiv:<https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/512/2/2806/43158747/stac383.pdf>.
- [39] A. L. Baxter et al., Snepy: A data pipeline from supernova simulations to neutrino signals, *The Astrophysical Journal* **925**(2), 107 (2022).
- [40] K. Cho et al., Learning Phrase Representations using RNN Encoder-Decoder for Statistical Machine Translation, CoRR **abs/1406.1078** (2014). Disponível em <http://arxiv.org/abs/1406.1078>, ArXiv:1406.1078.
- [41] A. Vaswani et al., Attention Is All You Need, CoRR **abs/1706.03762** (2017). Disponível em <http://arxiv.org/abs/1706.03762>, ArXiv:1706.03762.
- [42] O. Ronneberger, P. Fischer e T. Brox, U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation, in *Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention (MICCAI)* (Springer, 2015), 234–241.

As componentes escuras do Universo no ambiente de estrelas de nêutrons

Loreany Ferreira de Araújo¹, José Ademir Sales de Lima¹ e Germán Lugones²

¹*Universidade de São Paulo*

²*Universidade Federal do ABC*

Resumo

Neste trabalho, apresentamos alguns resultados de uma série de estudos sobre os efeitos da inclusão de componentes escuras na estrutura de estrelas de nêutrons. Em particular, investigamos como fluidos associados à matéria escura e à energia escura podem modificar as propriedades macroscópicas desses objetos compactos. Foram considerados dois cenários principais: a coexistência de três fluidos acoplados apenas gravitacionalmente e a presença de interações entre eles. Observamos que a influência da componente de energia escura depende do parâmetro (ω) de sua equação de estado, podendo produzir configurações com maiores massas máximas e raios, enquanto valores de $\omega < -1$ tendem a enfraquecer o suporte hidrostático contra a gravidade. De modo geral, maiores frações relativas do setor escuro levam à redução da massa e do raio estelares, devido à sua contribuição limitada para a pressão total. Em todos os cenários analisados, apenas intervalos específicos de parâmetros mostraram-se compatíveis com as restrições observacionais, sendo o limite de massa máxima de $2M_{\odot}$ a condição mais restritiva.

Abstract

In this work, we present some results from a series of studies investigating the effects of incorporating a dark-sector component into the structure of neutron stars. In particular, we examine how dark matter and dark energy fluids can alter the macroscopic properties of these compact objects. Two main scenarios are considered: the coexistence of three fluids coupled solely through gravity and the presence of interactions among them. We find that the impact of the dark-energy component on stellar structure depends on the equation-of-state parameter (ω), potentially leading to configurations with larger radii and higher maximum masses, whereas values of $\omega < -1$ tend to weaken the hydrostatic support against gravitational collapse. More generally, larger relative fractions of the dark sector result in smaller stellar masses and radii due to their limited contribution to the total pressure. Across all scenarios considered, only specific parameter ranges were found to be consistent with current observational constraints, with the requirement of supporting maximum masses of at least $(2M_{\odot})$ providing the most stringent constraint.

Palavras-chave: objetos compactos, energia escura, matéria escura, relação massa-raio.

Keywords: compact objects, dark energy, dark matter, mass-radius relation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53344](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53344)

1 Introdução

Há décadas, a busca por respostas quanto às evidências de um universo acelerado, composto de energia escura, matéria escura e matéria ordinária, permeia o cenário da astronomia contemporânea. Inserindo o contexto astrofísico das estrelas de nêutrons, onde as altas energias e baixas temperaturas determinam um cenário ainda exploratório no âmbito da física nuclear, buscamos analisar como essas estruturas misteriosas podem estar relacionadas.

Nesse sentido, as hipotéticas partículas de matéria escura representam uma ampla linha de investigação, especialmente para determinar sob quais condições as estrelas de nêutrons e suas altas densidades podem aprisionar partículas com energia cinética suficientemente baixa e quais as consequências disso nas propriedades físicas destes objetos. Isto caracteriza as denominadas estrelas de nêutrons mistas, compostas por matéria escura e matéria ordinária [1–9].

Ademais, a indeterminação da componente de

energia escura do universo abre outro caminho exploratório. Caracterizando-a como um fluido de pressão negativa, passível de interações e acoplamentos, discute-se a possibilidade de que essa possa se organizar em objetos gravitacionalmente estáveis, como as denominadas estrelas de energia escura [10]. Em 1966, Gliner já havia hipotetizado o efeito da pressão negativa do vácuo no equilíbrio de partículas por meio da repulsão eletrostática [11]. Antes dos avanços na física nuclear para altas densidades, o autor descreveu como seria a presença de um vácuo em ambientes densos, onde a tensão quântica-relativística poderia ser alta. Em teoria, essas tensões decairiam com a pressão negativa, gerando, assim, um colapso. Enquanto isso, [12] expõe a necessidade de uma equação de estado $p = -\epsilon$ para a origem de estruturas, como aglomerados de galáxias, em perturbações de matéria fria de bárions e léptons.

Considerando objetos compactos exóticos com interior dominado pela componente de vácuo, diversos trabalhos têm investigado seus efeitos, particularmente em condições de estabilidade [13, 14]. Além disso, [15] considera a hipótese de um aumento da energia do vácuo durante o colapso gravitacional e a formação de buracos negros. Nessa abordagem, o aumento do tempo de colapso é tomado como proporcional a $\epsilon_{de}(t) = \epsilon_v(t)$, onde $\epsilon_v(t)$ representa a densidade de energia do vácuo. Nesse contexto, investigamos a energia escura associada à energia do vácuo e exploramos a possibilidade de que sua densidade de energia apresente dependência radial em ambientes de alta densidade.

Diversos modelos cosmológicos consideram a possibilidade de acoplamento entre os componentes escuros, cujos efeitos podem manifestar-se em ambientes de alta densidade, como o interior de estrelas de nêutrons. Portanto, inspirado na concepção da energia escura e da matéria escura como fluidos capazes de interagir com a matéria bariônica, o presente trabalho apresenta alguns resultados desenvolvidos em estudos anteriores [16–19], nos quais investigamos de que forma as condições extremas presentes em objetos compactos podem influenciar a dinâmica do setor escuro. Cabe destacar que não se assume que a energia escura cosmológica responsável pela aceleração da expansão do Universo exerça influência direta e mensurável sobre a estrutura dessas

estrelas. O objetivo está em explorar fenomenologicamente possíveis interações entre as componentes do universo em regimes de densidade extrema, onde suas contribuições podem se tornar mais significativas.

2 Modificando as equações de estrutura

A inclusão do setor escuro no panorama de objetos compactos como as estrelas de nêutrons requer a fundamentação das equações que regem suas descrições físicas. Consideremos a simetria esférica para um objeto estático e isotrópico, definindo a métrica:

$$ds^2 = e^{2\nu(r)} dt^2 - e^{2\mu(r)} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (1)$$

Aqui, adotamos as unidades naturais $c = G = 1$. Além disso, é conveniente introduzirmos a função métrica $m(r)$, definida pela relação $e^{2\mu(r)} = 1 - \frac{2m(r)}{r}$ e representando a massa total contida no interior de uma esfera de raio r .

Cada uma das componentes é caracterizada como um fluido perfeito independente, de modo que

$$T_{\mu\nu}^i = (p_i + \epsilon_i)u_\mu u_\nu - p_i g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

com o índice i referindo-se a cada contribuição: matéria ordinária (m), energia escura (de) ou matéria escura (χ), p sendo a pressão, e ϵ a densidade de energia.

Portanto, o tensor energia-momento total pode ser expresso como:

$$T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^m + T_{\mu\nu}^{de} + T_{\mu\nu}^\chi. \quad (3)$$

Com isso, resolvemos as equações de Einstein considerando a métrica 1. Para um observador comóvel ($u^\mu = (\sqrt{g_{00}})^{-1}\delta_0^\mu$, $u_\mu = \sqrt{g_{00}}\delta_{\mu 0}$), obtemos:

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi\epsilon r^2, \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{(p + \epsilon)[m + 4\pi r^3 p]}{r^2 - 2mr}, \quad (5)$$

$$\frac{d\nu}{dr} = \frac{m + 4\pi r^3 p}{r^2 - 2mr} \quad (6)$$

onde p e ϵ são a soma das contribuições de cada componente: $p = p_m + p_{de} + p_\chi$ e $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_{de} + \epsilon_\chi$. Estas são as equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) modificadas que descrevem a estrutura de objetos estelares.

Para investigarmos a presença dos três fluidos na estrutura da estrela, adotamos a seguinte relação de acoplamento:

$$y_m = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_m + \epsilon_{dark}}, \quad (7)$$

onde y_m relaciona as frações de densidade na estrela, com $y_m = 1$ para uma composição apenas de matéria bariônica e $y_m = 0$ representando a constituição total do setor escuro na estrela. Aqui, $\epsilon_{dark} = \epsilon_\chi + \epsilon_{de}$ (contribuição total do setor escuro). Fixamos y_m nas condições iniciais de todos os casos investigados, como ficará claro a seguir.

Considerando as diferentes densidades no interior das estrelas de nêutrons, também adotamos a dependência dessas frações da densidade de energia. Para isso, assumimos a seguinte hipótese:

$$y_m(\epsilon_m) = 1 + \frac{\beta - 1}{1 + \left(\frac{\epsilon_\star}{\epsilon_m}\right)^4}, \quad (8)$$

onde β e $\epsilon_\star$ são parâmetros livres. Quando $\beta = 1$, a função se reduz a uma constante, $y_m(\epsilon_m) = 1$, que representa a ausência do setor escuro em todo o interior estelar. Para valores de β entre 0 e 1, a função tende a β quando $\epsilon_m \rightarrow \infty$ e converge para 1 quando ϵ_m se aproxima de zero. Para estes parâmetros da função 8, foram considerados valores capazes de alterar as propriedades físicas da estrela, embora mantidos em uma faixa moderada para preservar a plausibilidade física do modelo.

O parâmetro $\epsilon_\star$ determina a sensibilidade da função a mudanças em ϵ_m , assumindo valores de $\epsilon_\star = 2\epsilon_0$, $4\epsilon_0$ e $8\epsilon_0$, com ϵ_0 representando a densidade de energia de saturação. É importante destacar que o caso variável foi usado apenas em alguns cenários abordados neste trabalho (veja a próxima seção).

Para resolvermos as equações de estrutura, precisamos ainda definir as equações de estado (EOS) que relacionam cada uma das componentes:

- Para a matéria bariônica, aplicamos o modelo descrito em [20] seguindo a parametrização politrópica generalizada. Escolhemos algumas daquelas EOSs que obedecem às restrições impostas pela Teoria de Campo Efetiva Quiral (CEFT), com base no conhecimento obtido para a descrição da matéria

de nêutrons em equilíbrio β [21]. Destacamos, aqui, os resultados para EOSs frequentemente retratadas na literatura: MPA1 e APR.

- A energia escura é representada pela equação de estado de um fluido com pressão negativa, $p = \omega\epsilon$, onde ω depende do modelo teórico específico, sendo $\omega = -1$ a representação da energia do vácuo. Um valor máximo de $\omega_{max} = -\frac{1}{3}$ garante um Universo acelerado, de acordo com as soluções das equações de Friedmann, por isso, consideramos $-1,65 \leq \omega \leq -0.35$.
- Para a matéria escura, consideramos a abordagem de partículas, com a principal candidata sendo as WIMPs, partículas massivas fracamente interagentes. Tratamos de sua abordagem fermiônica, onde o gás degenerado para férmions com $|s| = 1/2$ garante que a pressão e a densidade de energia das partículas relativísticas sejam descritas por:

$$p_\chi^{FG} = \frac{m_\chi^4}{24\pi^2} \left[z\sqrt{z^2 + 1} (2z^2 - 3) + 3\sinh^{-1} z \right], \quad (9)$$

$$\epsilon_\chi^{FG} = \frac{m_\chi^4}{8\pi^2} \left[z\sqrt{z^2 + 1} (2z^2 + 1) - \sinh^{-1} z \right], \quad (10)$$

onde m_χ é a massa da partícula de matéria escura, que consideraremos, aqui, na faixa de 10 GeV, e x_F é o momento de Fermi. As autointerações entre as partículas também são consideradas, com essas relações se transformando pelo fator

$$\Delta p_\chi = \Delta \epsilon_\chi = \frac{m_\chi^4 q^2 z^6}{9\pi^4}, \quad q \equiv \frac{m_\chi}{m_{int}}, \quad (11)$$

de forma que:

$$p_\chi = p_\chi^{FG} + \Delta p_\chi, \quad (12)$$

$$\epsilon_\chi = \epsilon_\chi^{FG} + \Delta \epsilon_\chi. \quad (13)$$

Levamos em conta uma interação *forte* com $y_i = 1000$ e uma interação *fraca* com $y_i = 0, 1$, seguindo a análise de [9].

Dessa forma, utilizamos as equações de estado de cada componente na construção do tensor

energia-momento e resolvemos as Eqs. (4)–(6) por integração numérica a partir de $r = 0$, impondo as condições iniciais $m(0) = 0$, $p_m(0) = p_{m(c)}$ e $p_{\text{dark}}(0) = p_{\text{dark}(c)}$. O raio estelar R é determinado pela condição de contorno $p(R) = 0$, enquanto a massa gravitacional total é obtida por meio de $m(R) \equiv M(R)$.

3 Interações e acoplamentos entre as componentes

Para investigarmos como a estrutura de estrelas de nêutrons pode ser afetada pela presença das componentes escuras em seu interior, consideramos duas abordagens. A primeira assume apenas o acoplamento gravitacional entre os fluidos bariônico, de matéria escura e de energia escura, sem troca direta de energia, sendo a fração (y_m) utilizada como parâmetro de acoplamento. A segunda abordagem inclui interações não gravitacionais entre as três componentes e é subdividida em dois casos. No caso (I), as componentes escuras são tratadas de forma independente, com termos explícitos de interação (Q_i) que descrevem a transferência local de energia-momento entre bárions, matéria escura e energia escura, sendo a matéria escura a principal mediadora dessas interações. No caso (II), considera-se um setor escuro unificado, no qual matéria escura e energia escura são descritas por um único fluido que troca energia apenas com o componente bariônico por meio de um termo de interação único. Esse cenário pode ser interpretado como um modelo híbrido entre as abordagens de acoplamento gravitacional e de interação explícita.

3.1 Fluidos acoplados

3.1.1 Um destaque para a energia escura

Em nosso trabalho pioneiro [16], discutimos os efeitos da energia escura como vácuo na estrutura das estrelas de nêutrons. Posteriormente, incluímos a descrição dos fluidos acoplados considerando apenas os efeitos da energia escura, com diferentes contribuições para a estrela de nêutrons. Analisamos a variante ω : o caso comum como vácuo ($p = -\epsilon$), e os casos padrão ($\omega > -1$) e fantasma ($\omega < -1$). Para isso, a Eq. (5) é rees-

crita como:

$$\frac{dp_m}{dr} = - \frac{m + 4\pi(p_m + p_{de})r^3}{r^2 - 2mr} \times \frac{p_m + \epsilon_m + p_{de} + \epsilon_{de}}{1 + \frac{d\epsilon_m}{dp_m} \left(\frac{1-y_m}{y_m} - \frac{\epsilon_m}{y^2} \frac{dy_m}{d\epsilon_m} \right) \frac{dp_{de}}{d\epsilon_{de}}}. \quad (14)$$

Assim, resolvemos as equações de estrutura modificadas considerando o caso apenas com energia escura. Na FIG. 1, podemos observar uma diminuição na massa e no raio da estrela com o aumento de ω , reduzindo assim o suporte de energia escura da estrela (maior ω implica menor β). Para menores valores de ω , o efeito é o oposto, havendo um limite superior para a quantidade de vácuo disponível, delimitado pela equação de estado da matéria bariônica. Além disso, um valor mínimo para a energia escura fantasma, com $\omega = -1,65$, é definido para garantir a estabilidade no caso das equações de estado que estamos considerando para a matéria bariônica e levando em conta as análises observacionais existentes para os limites de ω . Verificamos que quanto maior a velocidade do som do ambiente, menor o valor de ω suportado.

Em relação aos aspectos das curvas de relação massa-raio, vemos que, para $\epsilon_\star > 2\epsilon_0$, os estados autoligados a baixas massas que provocam a inversão da curva nestas regiões são revertidos já para $\beta = 0,87$ quando $\omega = 0,35$. Isto ocorre devido ao menor efeito negativo na pressão total, que garante um suporte para formação de objetos com maiores raios.

Vemos que, em termos das restrições observacionais impostas em *background*, o aumento de ω também auxilia na concordância com os limites impostos, especialmente em termos dos pulsares de $M > 2M_\odot$ mesmo no caso de y_m constante ($\epsilon_\star = 0\epsilon_0$), que tende a estender os efeitos da energia escura por toda a estrutura da estrela.

De todo modo, podemos observar que o tratamento da energia escura como vácuo é admissível para uma análise geral dos efeitos do setor escuro na estrela de nêutrons, de forma que adotamos a relação geral $p = -\epsilon$ nas próximas análises.

3.1.2 Matéria escura como complemento ao setor escuro

Acompanhando a energia escura, incluímos a matéria escura em nossa abordagem. Ainda descartando qualquer transferência de energia entre

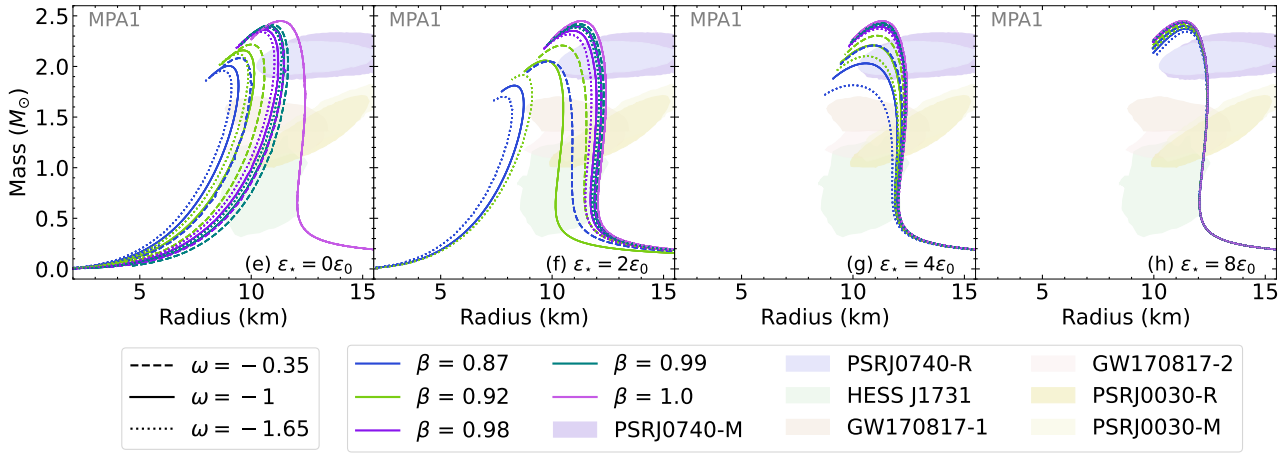


Figura 1: Efeitos da energia escura na estrutura de estrelas de nêutrons com diferentes ω . As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais [17].

os fluidos, o acoplamento entre eles define suas relações, conforme apresentado acima na equação TOV modificada (Eq. (5)).

Para realizarmos os cálculos numéricos, a pressão total na superfície deve se anular, desconsiderando os cenários de formação de halos que ocorrem quando delimitamos $p_m = 0$ [19]. Ao longo da integração das equações modificadas, um novo fator x_χ de ser definido, de forma que:

$$\frac{\epsilon_{de}}{\epsilon_\chi} = \frac{1 - x_\chi}{x_\chi}, \quad (15)$$

$$\frac{\epsilon_m}{\epsilon_\chi} = \frac{\epsilon_m y_m}{\epsilon_m - \epsilon_{de} y_m}. \quad (16)$$

Consideramos valores em que o fluido de energia escura domina o setor escuro no interior estelar ($x_\chi < 0,5$) ou na presença apenas de matéria escura ($x_\chi = 0,5$). É importante ressaltar que valores muito pequenos de x_χ e β resultam em uma contribuição da pressão negativa da energia escura suficientemente intensa para comprometer o equilíbrio hidrostático da estrela. Portanto, limitamos a análise aos valores apresentados.

Na FIG. 2, observa-se um comportamento interessante ao comparar as variações associadas ao setor escuro. No caso em que y_m é mantido constante, a pressão disponível para sustentar gravitacionalmente a estrela é menor, o que resulta em uma redução mais acentuada na relação massa-raio para valores maiores de y_m . Por outro lado, quando $\epsilon_* = 4\epsilon_0$, a instabilidade ocorre apenas para uma fração maior de energia escura.

Além disso, na ausência de energia escura ($x_\chi = 1$), observam-se diferentes padrões de es-

tabilização dependendo do valor escolhido para y_m . Em alguns casos, isso pode levar à formação de estrelas com raios maiores já no caso em que y_m é mantido constante. Consequentemente, as restrições observacionais apresentam um comportamento mais robusto quando o modelo considera apenas a presença de matéria escura, especialmente no limite de alta massa. Ainda assim, observa-se uma queda significativa nesses limites à medida que aumenta a contribuição do setor escuro, uma vez que a pressão quase nula da matéria escura contribui menos para o suporte hidrostático do que a densidade total de energia, que é a principal responsável por determinar a massa do objeto.

3.2 Fluidos interagentes

Assumindo que os fluidos estejam interligados por interações mediadas pelo transporte de energia, discutimos nesta seção dois cenários possíveis. No primeiro, considera-se um setor escuro desacoplado, em que os gradientes de pressão (dP/dr) de cada componente são determinados independentemente, embora ambas interajam com a matéria bariônica. No segundo, considera-se um setor escuro acoplado pela fração x_χ , de modo que a interação entre as componentes possibilita o transporte conjunto de energia para a matéria bariônica.

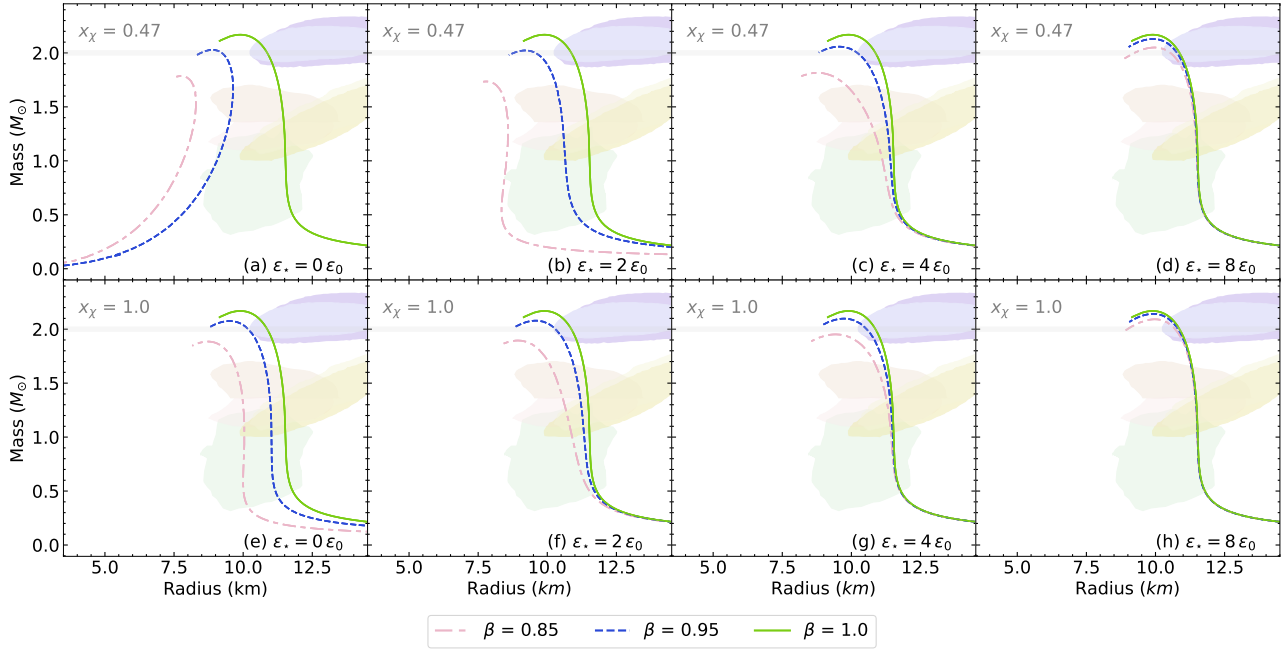


Figura 2: Efeitos de energia escura e matéria escura acopladas à matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais [17].

(I) Interações com setor escuro desacoplado

As equações de estrutura são agora modificadas por um fator de interação Q , de forma que:

$$\frac{dp_\chi}{dr} + \frac{(p_\chi + \epsilon_\chi)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = -(Q_{de} + Q_m) \quad (17)$$

$$\frac{dp_{de}}{dr} = Q_{de} \quad (18)$$

$$\frac{dp_m}{dr} + \frac{(p_m + \epsilon_m)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = Q_m. \quad (19)$$

Aqui, o parâmetro de interação é definido por uma fração geral que relaciona as densidades de cada fluido, α demarcando a taxa de transferência de energia:

$$Q_i = \alpha \frac{\epsilon_i}{\epsilon_\chi} \frac{d\epsilon_\chi}{dr}, \quad (20)$$

sendo $i = de, m$.

É importante notar que, para garantir a conservação de energia-momento, a equação de estado deve ser vinculada aos valores de retorno de pressão de cada um (m, de, χ) no cálculo numérico. Assim, as relações fracionárias de y_m e x_χ são usadas para fornecer as densidades de energia e pressões centrais (iniciais) da estrela.

Na FIG. 3, são apresentados os comportamentos da interação entre os três fluidos, considerando a matéria escura como um gás de Fermi degenerado com e sem autointeração entre as partículas. Como vemos, por conta da baixa massa das partículas de matéria escura que adotamos (10 GeV), os efeitos de autointeração não são muito notáveis, isso porque sua contribuição para ϵ_χ permanece desprezível, enquanto a pressão pode de fato ser dominada por eles. Uma descrição mais completa pode ser vista em [17].

(II) Interações entre o setor escuro unificado e a matéria bariônica

Agora, para considerarmos o setor escuro acoplado, com interações regidas deste para o fluido bariônico, temos:

$$\frac{dp_{dark}}{dr} + \frac{(p_\chi + \epsilon_\chi)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = -Q \quad (21)$$

$$\frac{dp_m}{dr} + \frac{(p_m + \epsilon_m)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = Q. \quad (22)$$

Aqui, $p_{dark} = p_\chi + p_{de}$ e $Q = \alpha \frac{d\epsilon_\chi}{dr}$ indicam a transferência de energia governada pela componente da matéria escura. Dessa forma, obtemos os resultados mostrados na FIG. 4.

Assim como nos modelos anteriores, frações bariônicas menores resultam em massas e raios má-

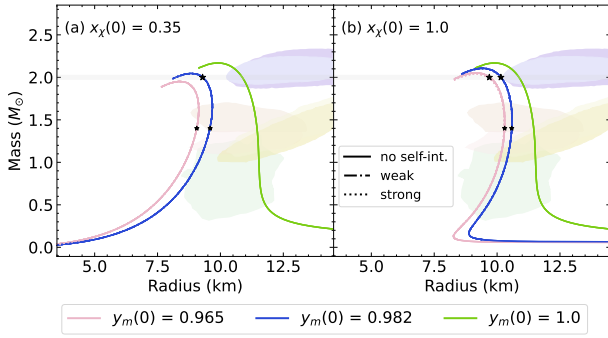


Figura 3: Efeitos da energia escura e da matéria escura interagindo com a matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais, com objetos de $1,4 M_\odot$ e $2 M_\odot$ demarcados em preto. Neste caso, x_χ é variável e dependente de ϵ_m . A condição inicial é imposta por valores de $x_\chi(0)$ [17].

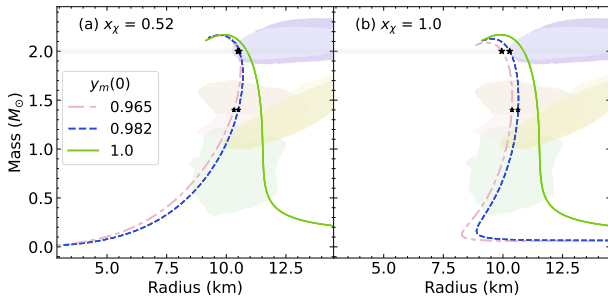


Figura 4: Efeitos da energia escura e da matéria escura como um setor escuro acoplado interagindo com a matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais, com objetos de $1,4$ e $2 M_\odot$ demarcados em preto [17].

ximos também menores, uma tendência particularmente evidente no regime de estrelas de baixa massa. A principal diferença em relação ao caso anterior reside no fato de que o acoplamento entre os fluidos promove uma transferência mais significativa de energia associada à pressão negativa da energia escura para o fluido bariônico. Como consequência, apesar da massa máxima correspondente a todos os valores de y_m considerados tender a apresentar um decréscimo menos acentuado, por conta do efeito no raio, o estado autoligado para objetos de baixa massa ainda permanece.

4 Conclusões

Exploramos o papel das componentes escuras do universo em contextos astrofísicos locais, investigando como sua presença no interior de estrelas de nêutrons pode afetar suas propriedades es-

truturais. Para isso, analisamos três cenários distintos: fluidos acoplados e não interagentes, fluidos interagentes com setor escuro acoplado e fluidos interagentes com setor escuro não acoplado.

Adotando uma equação de estado para a energia escura parametrizada por diferentes valores de ω , observamos que valores maiores que o do vácuo cosmológico ($\omega = -1$) levam a aumentos na massa e no raio máximos, aproximando-se do limite correspondente ao caso puramente bariônico. Em contraste, para $\omega < -1$, tanto a massa quanto o raio máximos diminuem, refletindo a menor eficiência da pressão em sustentar a estrela contra o colapso gravitacional.

De modo geral, vemos que o setor escuro pode modificar a estrutura estelar por dois mecanismos principais: o amolecimento da equação de estado induzido por matéria escura massiva e fracamente pressurizada, que reduz massa e raio máximos, e a contribuição de uma componente tipo vácuo com pressão negativa, que pode intensificar esse efeito e, caso se estenda até a superfície, permitir configurações autoligadas. Estes efeitos são observados independentemente da autointeração entre as partículas de matéria escura, já que, para o limite de massa adotado, esta é desprezível.

Os mecanismos por trás dos modelos adotados e suas principais diferenças ficam mais explícitos em nosso artigo [17], onde investigamos o papel do fator de acoplamento α . No modelo acoplado, sem troca explícita de energia, seus efeitos aparecem diretamente nas propriedades estelares. Já no modelo interagente com setores escuros não acoplados, a troca de energia é autorregulada e a dependência em α torna-se praticamente desprezível. No cenário em que o acoplamento escuro atua sobre o setor bariônico, a presença de uma fração significativa de componente de vácuo intensifica o amolecimento da equação de estado, reduzindo raios e massas máximas.

Deste modo, apresentamos aqui alguns dos resultados de um estudo extenso e exploratório que investiga como a presença e a interação das componentes escuras podem modificar qualitativamente equações de estado dominadas por matéria bariônica, afetando propriedades globais de estrelas de nêutrons, como a compactação, a massa máxima e a possibilidade de estados autoligados. Entretanto, a fundamentação física de cada componente ainda demanda investigação adicional,

especialmente no contexto de futuras confrontações com restrições observacionais. Mais detalhes sobre a fenomenologia dos modelos estudados e os resultados apresentados podem ser vistos em nossos trabalhos originais [16–19].

Agradecimentos

L.F. Araújo agradece à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Brasil. G. Lugones reconhece apoio financeiro parcial da agência brasileira CNPq (Processo nº 316844/2021-7). J.A.S. Lima é parcialmente apoiado pelas agências brasileiras, CNPq sob Bolsa nº 310038/2019-7, CAPES (88881.068485/2014) e FAPESP (Projeto LLAMA nº 11/51676-9).

Sobre os autores

L.F. Araújo (loreanyfa@alumni.usp.br) é doutora em Astrofísica pela Universidade de São Paulo (USP) e especialista em astrofísica relativística, com foco no estudo de estrelas de nêutrons e suas possíveis interações com o setor escuro do universo. J.A.S. Lima é cosmólogo e docente do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP (IAG-USP). Sua pesquisa abrange relatividade geral, cosmologia, dinâmica de galáxias, mecânica estatística e teoria cinética aplicada a gases e plasmas. G. Lugones é docente no Centro de Ciências Naturais e Humanas da Universidade Federal do ABC (UFABC) e pesquisa a física de estrelas de nêutrons, incluindo estrutura, evolução, pulsações e ondas gravitacionais, além de transições de fase da matéria densa e fenômenos do universo primordial.

Referências

- [1] X. Li, F. Wang e K. S. Cheng, *Gravitational effects of condensate dark matter on compact stellar objects*, *JCAP* **10**, 031 (2012). [ArXiv:1210.1748](#).
- [2] P. Mukhopadhyay e J. Schaffner-Bielich, *Quark stars admixed with dark matter*, [Phys. Rev. D](#) **93**(8), 083009 (2016). [ArXiv:1511.00238](#).
- [3] G. Baym et al., *Testing dark decays of baryons in neutron stars*, [Phys. Rev. Lett.](#) **121**(6), 061801 (2018). [ArXiv:1802.08282](#).
- [4] J. Ellis et al., *Dark Matter Effects On Neutron Star Properties*, [Phys. Rev. D](#) **97**(12), 123007 (2018). [ArXiv:1804.01418](#).
- [5] Y. Dengler, J. Schaffner-Bielich e L. Tolos, *Second Love number of dark compact planets and neutron stars with dark matter*, [Phys. Rev. D](#) **105**(4), 043013 (2022). [ArXiv:2111.06197](#).
- [6] B. Kain, *Dark matter admixed neutron stars*, [Phys. Rev. D](#) **103**(4), 043009 (2021). [ArXiv:2102.08257](#).
- [7] D. Sen e A. Guha, *Implications of feebly interacting dark sector on neutron star properties and constraints from GW170817*, [Mon. Not. Roy. Astron. Soc.](#) **504**(3), 3354 (2021). [ArXiv:2104.06141](#).
- [8] J. C. Jiménez e E. S. Fraga, *Radial Oscillations of Quark Stars Admixed with Dark Matter*, [Universe](#) **8**(1), 34 (2022). [ArXiv:2111.00091](#).
- [9] Z. Miao et al., *Dark Matter Admixed Neutron Star Properties in the Light of X-Ray Pulse Profile Observations*, [Astrophys. J.](#) **936**(1), 69 (2022). [ArXiv:2204.05560](#).
- [10] G. Chapline, *Dark energy stars*, [eConf C041213](#), 0205 (2004). [ArXiv:astro-ph/0503200](#).
- [11] E. Glazer, *Algebraic properties of the energy-momentum tensor and vacuum-like states of matter*, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **22**, 378 (1966). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1966JETP...22..378G>.
- [12] A. D. Sakharov, *The initial stage of an expanding universe and the appearance of a nonuniform distribution of matter*, *Sov. Phys. JETP* **22**, 241 (1966).

- [13] C. Posada, *Slowly rotating supercompact Schwarzschild stars*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **468**(2), 2128 (2017).
- [14] P. O. Mazur e E. Mottola, *Gravitational condensate stars: An alternative to black holes*, Universe **9**(2), 88 (2023).
- [15] M. Campos e J. A. S. Lima, *Black hole formation with an interacting vacuum energy density*, [Physical Review D](#) **86**(4) (2012).
- [16] L. F. Araújo, J. A. S. Lima e G. Lugones, *Impact of dark energy on the structure of neutron stars: The vacuum case*, Physical Review D **110**(4), 043040 (2024).
- [17] L. F. Araújo, G. Lugones e J. A. S. Lima, *Dark interactions in neutron star interiors: The interplay of baryons, dark matter, and dark energy*, Physical Review D **112**(8), 083012 (2025).
- [18] L. F. Araújo, *Possíveis impactos do setor cosmológico escuro em estrelas de nêutrons*, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo.
- [19] L. F. Araújo, G. Lugones e J. A. S. Lima, *Sub-GeV dark matter in neutron stars: halo morphologies and their suppression by vacuum-like pressure*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2026**(05), 031 (2026).
- [20] M. F. O'Boyle et al., *Parametrized equation of state for neutron star matter with continuous sound speed*, [Phys. Rev. D](#) **102**, 083027 (2020).
- [21] K. Hebeler et al., *EQUATION OF STATE AND NEUTRON STAR PROPERTIES CONSTRAINED BY NUCLEAR PHYSICS AND OBSERVATION*, [The Astrophysical Journal](#) **773**(1), 11 (2013).

Um novo olhar para a constante de Hubble

Ranna Santana Pereira¹ e Fernando Marques de Oliveira Moucherek²

¹Universidade Estadual de Santa Cruz

²Universidade Estadual do Maranhão

Resumo

A constante de Hubble (H_0) é um parâmetro fundamental da cosmologia que descreve a velocidade com que o Universo está se expandindo atualmente, sendo este essencial para a definição da dinâmica cósmica. Contudo, os valores obtidos para H_0 apresentam uma crescente discrepância quando medidos por diferentes métodos observacionais, fenômeno conhecido na cosmologia como tensão em H_0 e sendo esse um dos desafios mais notáveis da cosmologia moderna, pois sugere que algo pode estar faltando em nosso entendimento atual do Universo ou dos métodos de medição. Este trabalho traz uma análise sobre a relevância da utilização de ondas gravitacionais na mensuração do valor da constante de Hubble, dado que sua recente detecção com contrapartida eletromagnética oferece uma nova ferramenta de medição, o que torna apropriado a mesma diante do atual panorama da tensão de H_0 . Assim, o estudo explora o histórico e o arcabouço matemático relacionados ao tema, sempre com base em fontes já publicadas na literatura científica. A conclusão destaca que a medição da constante de Hubble por meio de ondas gravitacionais resultou em um valor de $70.0^{+12.0}_{-8.0}$ km/s/Mpc. Embora esse resultado ainda tenha uma margem de incerteza considerável, ele mostra um potencial promissor para refinar e talvez solucionar a tensão existente em torno do valor da constante de Hubble, contribuindo assim para um melhor entendimento da expansão do Universo.

Abstract

The Hubble constant (H_0) is a fundamental parameter in cosmology. It describes today's expansion rate of the universe, and it is essential to the evaluation of cosmic dynamics. However, the measurements of H_0 show a discrepancy when obtained by different observational methods, a phenomenon known as the Hubble Tension. It is one of the greatest challenges of modern cosmology, since it suggests that something is missing in our current understanding of the Universe, or about our measurement procedures. This work brings an analysis on the importance of using gravitational waves when measuring the Hubble constant. Recent detections provide a new measurement tool in this discrepant scenario. Thus, this research explores the methodology and mathematical tools concerning this problem, in agreement with the literature on the topic. The conclusion highlights that the measurement of the Hubble tension via gravitational waves resulted in a value of $70.0^{+12.0}_{-8.0}$ km/s/Mpc. This result has still a considerable uncertainty margin, but it shows a great potential of refinement and a possibility to solve the Hubble tension, adding to our understating of the expansion of the Universe.

Palavras-chave: Constante de Hubble, Ondas Gravitacionais, Tensão em H_0 .

Keywords: Hubble Constant, Gravitational Waves, Hubble Tension

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53346](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53346)

1 Introdução

A constante de Hubble (H_0) representa um dos pilares fundamentais da cosmologia contemporânea, quantificando a taxa atual de expansão do Universo. Expressa em unidades de quilômetros por segundo por megaparsec (km/s/Mpc), onde 1 parsec (pc) equivale a 3,2 anos-luz, esta constante é crucial para definir a dinâmica cósmica e determinar propriedades fundamentais do Uni-

verso, incluindo sua idade, tamanho e destino final.

Por muito tempo, pensava-se que o Universo era estático e imutável [1]. No entanto, Alexander Friedmann (1888-1925) em 1922 e Georges Lemaitre (1894-1966) em 1927 encontraram soluções teóricas para as equações de Einstein que demonstravam um Universo dinâmico, porém, a concepção de Universo estático só foi mudada no início da década de 1930 após os trabalhos de

Edwin Hubble (1889 - 1953), onde foi possível perceber que há um aumento na velocidade de afastamento das galáxias em relação distância [2]. Utilizando o telescópio de Monte Wilson, Hubble fez uma descoberta muito significativa, ele observou que a Via Láctea não era a única no Universo. Os resultado de dois anos de estudos sobre nebulosas espirais (atualmente chamadas de galáxias espirais) foram publicados no início de 1925, no qual foi identificado um tipo de estrela variável, as Cefeidas, em diversas nebulosas, incluindo a galáxia conhecida atualmente como Andrômeda [3].

Com o uso de medições e a relação de período-luminosidade de Henrietta Leavitt (1868-1921)¹, Hubble conseguiu provar que Andrômeda e as demais galáxias estão muito distantes para estar dentro da Via Láctea [5]. O trabalho de Hubble permitiu concluir que o Universo está em expansão, pois a maioria dos objetos analisados por ele apresentavam velocidades positivas, ou seja, estavam se afastando do observador, e quanto mais distantes estavam, mais rápido se afastavam, ou seja, há uma relação linear entre a distância das galáxias e sua velocidade de recessão, e hoje é conhecida como Lei de Hubble-Lemaître [2]. Dessa forma, teve-se a confirmação observacional de que o Universo estava em expansão [6].

2 Um desafio na cosmologia moderna:

Tensão em H_0

Apesar dos avanços e refinamentos observacionais ao longo dos anos, a determinação precisa da constante de Hubble permanece como um dos principais desafios da cosmologia moderna, uma vez que os valores obtidos dependem da metodologia observacional empregada, dando origem ao fenômeno conhecido como tensão em H_0 [7].

Para a determinação de H_0 , a comunidade científica utiliza majoritariamente duas abordagens distintas: a primeira é fundamentada na Radiação Cósmica de Fundo (RCF), a relíquia térmica do *Big Bang*, que permite mapear o estado do

Universo primordial cerca de 380.000 anos após o seu princípio [8]. A segunda baseia-se em supernovas, cujas explosões (sejam elas decorrentes do colapso de núcleos estelares isolados ou de processos termonucleares em sistemas binários) servem como indicadores de distância fundamentais para mensurar a expansão no Universo tardio [9].

Para determinar a constante de Hubble utilizando a RCF, é necessário combinar o efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ)² com as medidas de emissão em raios-X provenientes dos aglomerados de galáxias. Já para o valor estimado por supernovas, majoritariamente são usadas as do tipo Ia, sendo o surgimento dessas supernovas advindo da transferência de massa entre as duas estrelas pertencentes a um sistema binário [9].

Supernovas Ia são velas padrão³, pois são fenômenos muito luminosos e que possuem um formato característico de sua curva de luz. Essa uniformidade permite aplicar correções empíricas para determinar sua magnitude absoluta, tornando o cálculo de distância independente de fatores externos ao objeto [12].

Para calcular o valor de H_0 através de supernovas, primeiramente é necessário estimar a distância até a mesma. Esse valor é obtido por meio da seguinte equação:

$$d = 10^{\left(\frac{m-M}{5}+1\right)}, \quad (1)$$

nessa relação, d representa a distância em parsecs, enquanto m e M correspondem às magnitudes aparente e absoluta, respectivamente. De maneira complementar, utiliza-se o cálculo do *redshift* (z), obtido através do desvio das linhas espectrais observadas em relação aos padrões de repouso medidos em laboratório. Esse deslocamento é então aplicado da seguinte forma:

²O efeito Sunyaev-Zeldovich acontece quando os fótons da Radiação Cósmica de Fundo são espalhados por elétrons no gás intra-aglomerado quente dos aglomerados de galáxias. Esse efeito resulta em uma dispersão característica na intensidade da radiação cósmica de fundo em diferentes frequências, sendo este efeito uma ferramenta valiosa para sondar o ambiente do aglomerado e as propriedades globais do Universo [10, 11].

³A vela padrão é um objeto astronômico de grande importância para o estudo da astronomia e cosmologia, trata-se de um corpo ideal que possui uma luminosidade bem conhecida e constante em todo o Universo, emitindo a mesma quantidade de luz, independentemente da distância em que se encontra [3].

¹Henrietta Leavitt foi uma astrônoma que trouxe diversas contribuições sobre as Variáveis Cefeidas. Em 1922, no observatório da Universidade de Harvard, ela descobriu que o período com que as Cefeidas mudam seu brilho, está diretamente relacionada com luminosidade verdadeira. Essa descoberta foi essencial para as descobertas de Hubble [4].

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}, \quad (2)$$

a partir do valor de z , obtido da equação (2), é possível determinar a velocidade de recessão da galáxia hospedeira através da relação:

$$z = \frac{\mathbf{v}}{c}, \quad (3)$$

tendo o conhecimento da distância e a velocidade de recessão, essas informações podem ser adicionadas para então obter-se o valor da constante de Hubble. Chegamos então à seguinte equação:

$$\mathbf{v} = H_0 \cdot d. \quad (4)$$

A discrepância nos valores da constante de Hubble é evidenciada por diferentes estimativas observacionais, por exemplo, medidas baseadas na escada de distâncias cósmicas, realizadas pela colaboração SH0ES, resultam em $H_0 = 73.5 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [13], enquanto estimativas derivadas das anisotropias da radiação cósmica de fundo, obtidas pela colaboração *Planck*, fornecem $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [8]. Embora essas abordagens representem os métodos observacionais mais amplamente utilizados, determinações independentes de H_0 , como aquelas baseadas em ondas gravitacionais associadas a contrapartidas eletromagnéticas, constituem uma alternativa metodológica.

3 Relatividade Geral

Antes mesmo do estabelecimento da cosmologia observacional, Einstein já havia desenvolvido uma teoria para a descrição do campo gravitacional, a Teoria da Relatividade Geral (TRG), bem como um primeiro modelo cosmológico relativístico. A TRG teve sua formulação final em 1915, desenvolvida pelo físico alemão Albert Einstein (1879–1955), sendo esta a melhor teoria para descrever a gravidade em larga escala, ou seja, acima de 100 megaparsec (Mpc) [14]. A TRG descreve geometricamente a gravitação, e generaliza a relatividade restrita (também desenvolvida por Einstein) e a gravitação universal de Newton [15].

No contexto da Teoria da Relatividade Geral, o conceito clássico de força gravitacional é substituído pelo efeito dos corpos materiais movendo-se

em um espaço-tempo com geometria não Euclidiana, caracterizado pela curvatura. Nessa teoria, a matéria induz um campo gravitacional que curva o espaço-tempo, sendo descrito pelas equações de campo de Einstein:

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (5)$$

sendo $R_{\mu\nu}$ o tensor curvatura de Ricci, R é o escalar de Ricci, e os índices gregos $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ são representações espaços-temporais, geralmente representadas como t, x, y, z . Com isso, pode-se reescrever as equações de campo de Einstein como:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (6)$$

É pertinente observar que a equação (6) é referida como “equações” devido à sua representação compacta das 16 equações de Einstein, as quais são equações tensoriais simétricas. No lado esquerdo da igualdade há a descrição da curvatura do espaço-tempo, representada pelo tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$, enquanto a parte direita corresponde a toda a informação energética e material do Universo, representada pelo tensor Energia-Momento $T_{\mu\nu}$. A partir dessa formulação, a gravitação deixa de ser interpretada, no sentido newtoniano, como uma força, e passa a ser entendida como uma manifestação da curvatura do espaço-tempo causada pela presença de matéria e energia. Assim, a dinâmica gravitacional passa a ser determinada pela interação entre geometria e conteúdo material, permitindo que diferentes configurações físicas do espaço-tempo sejam descritas como soluções dessas equações.

As equações de Einstein [16, 17], portanto, admitem soluções físicas diferentes dependendo das propriedades das fontes gravitacionais e da simetria do espaço-tempo a ser considerado. Em particular, quando o campo gravitacional é dinâmico e associado a distribuições de matéria aceleradas, a Teoria da Relatividade Geral de Einstein pode prever a existência de perturbações presentes na geometria do espaço-tempo [18]. Essas perturbações são conhecidas como ondas gravitacionais (OGs), constituindo uma consequência direta da natureza relativística da gravitação e representando um dos fenômenos mais notáveis previstos pela teoria e já detectados experimentalmente, sendo a primeira em 14 de setembro de 2015 atra-

vés do *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) [19].

4 Ondas Gravitacionais

Ondas gravitacionais podem ser descritas como distorções propagantes do espaço-tempo, na qual qualquer objeto massivo acelerado pode produzir ondas gravitacionais, no entanto, só é possível fazer a detecção da mesma quando estas são causadas por eventos astronômicos muito energéticos, como é o caso de supernovas, fusões de buracos negros ou estrelas de nêutrons [20]. A Figura 1 abaixo ilustra os estágios finais da fusão entre duas estrelas de nêutrons, conforme detectado no evento de ondas gravitacionais GW170817 [21].

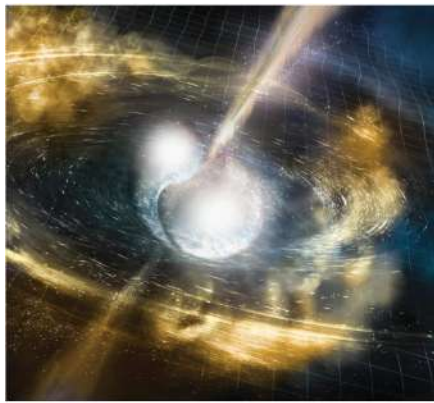


Figura 1: Representação de como seria os últimos momentos da fusão de um sistema binário de estrelas de nêutrons detectado pelo VIRGO em 2017. Retirado de [22].

As ondas gravitacionais provenientes da fusão de sistemas binários compactos fornecem uma nova maneira independente para a determinação da constante de Hubble. A partir da forma de onda e da amplitude do sinal gravitacional é possível inferir diretamente a distância luminosa em relação a fonte, caracterizando esses eventos como “sirenes padrão”⁴ [21]. Essas ferramentas cosmológicas são classificadas em duas categorias principais: sirenes padrão brilhantes e sirenes padrão escuras.

As sirenes padrão brilhantes são caracterizadas pela combinação da fonte de Ondas Gravitacionais com as ondas eletromagnéticas adqui-

⁴As sirenes padrão estão associadas às Ondas Gravitacionais e seu nome faz alusão às velas padrão, que são objetos astronômicos com luminosidade conhecida, como as cefeidas e supernovas tipo Ia

ridas a partir da fusão de estrelas de nêutrons, sendo a primeira dessa natureza a GW170817, captada pela colaboração LIGO-Virgo no dia 17 de agosto de 2017 [23], já as sirenes padrão escuras consistem em Ondas Gravitacionais sem a contrapartida eletromagnética proveniente de fusão de buracos negros binários [24]. Embora também permitam estimar a distância até a galáxia hospedeira de forma independente da escala de distâncias cósmicas tradicional, o presente estudo delimita-se ao emprego exclusivo das sirenes padrão brilhantes.

A principal vantagem dessa abordagem reside na obtenção do valor para H_0 sem a necessidade de medições astronômicas intermediárias. A partir da detecção da GW170817, foi possível estimar a constante de Hubble através da combinação da distância até a fonte, inferida a partir do sinal da onda gravitacional, com a velocidade de recessão a partir de medições do *redshift*. O valor encontrado a partir da OG foi de $70.0^{+12.0}_{-8.0}$ km/s/Mpc, com 68,3% de confiabilidade [21].

5 Resultados e Discussões

Quando têm-se OGs com contrapartida eletromagnética, consegue-se localizar sua galáxia hospedeira e, portanto, o seu *redshift*, além da análise das mesmas poderem ser usadas para estimar a distância luminosa diretamente em escalas cosmológicas, sem o uso de medições de distância astronômica intermediárias. A análise da GW170817 como sirene padrão por exemplo, permitiu uma estimativa direta da constante de Hubble, resultando no valor de $H_0 = 70.0^{+12.0}_{-8.0}$ km/s/Mpc [21]. Este resultado, embora obtido a partir de uma única detecção, ainda tem algumas implicações profundas para o debate que provém da tensão de H_0 . A figura (2) contém um gráfico que mostra o valor de H_0 através da detecção de agosto de 2017 em comparação com outras formas de obtê-lo.

No gráfico, é mostrado em verde claro o valor da constante de Hubble para os dados coletados pelo satélite espacial Planck que mede Radiação Cósmica de Fundo, em laranja os dados coletados pela SH0ES que mede supernovas, e uma curva em azul que representa o valor da constante de Hubble baseado na Onda Gravitacional.

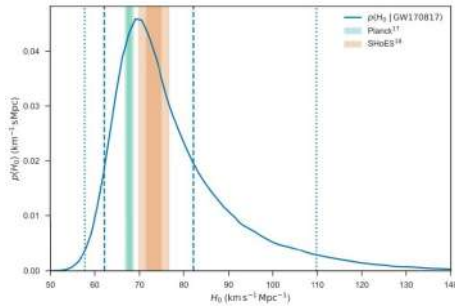


Figura 2: Medições de H_0 a partir dos dados da GW170817, Satélite Planck e Supernovas. Retirado de [21]

cional GW170817. Observa-se que o valor central (70.0) situa-se em uma região intermediária entre os resultados obtidos pela Colaboração Planck (67.4 ± 0.5 km/s/Mpc) e pelo projeto SH0ES (73.5 ± 1.2 km/s/Mpc), como já mencionados anteriormente. Devido à sua grande barra de erro, o resultado das ondas gravitacionais é estatisticamente consistente com ambos os métodos a um nível de confiança de 1σ . Contudo, a importância deste resultado não reside na sua precisão atual, mas na sua independência metodológica em relação aos demais.

A partir da detecção da Onda Gravitacional foi possível localizar no céu primeiramente 31 graus quadrados a uma distância luminosa de 40^{+8}_{-8} Mpc com massa equivalente as de uma estrela de nêutrons. Com isso, eles concluíram que se tratava de uma fusão de um sistema binário de estrela de nêutron localizado na galáxia NGC 4993 [25].

A galáxia NGC 4993 reside em um grupo de galáxias cuja velocidade de recessão do centro de massa em relação a Radiação Cósmica de Fundo é de 3327 ± 72 km/s. Para calcular a constante de Hubble foi utilizado a eq.(4), onde para obter o valor de v , assumiu-se que todas as galáxias do grupo estavam todas na mesma distância e com mesma velocidade, portanto, mediante os cálculos, para o medição de H_0 assumiu-se $v = 3.017 \pm 166$ km/s, com uma incerteza de 68,3 %, em parte, essa dificuldade de mensurar o valor da velocidade da galáxia é um dos principais fatores para o alto valor de incerteza da constante de Hubble [21].

Até o momento, GW170817 é a única detecção de onda gravitacional com contrapartida eletromagnética advinda de um sistema binário de es-

trelas de nêutrons. Esse evento, no entanto, marcou o início da astronomia multimensageira e, a partir de detecções similares a ela, como sirenes padrão, será possível entender melhor o Universo e trazer melhor esclarecimento acerca da tensão de Hubble.

6 Conclusão

Ao decorrer deste trabalho, observa-se que as detecções de Ondas Gravitacionais marcam o começo de uma nova era no campo da astronomia, e o uso da mesma representa uma inovação metodológica com grande potencial para a cosmologia. A sirene padrão GW170817 mostrou-se uma alternativa viável às abordagens tradicionais, e apesar da incerteza significativa, os resultados são consistentes com os métodos existentes, abrindo caminho para uma possível resolução da tensão em H_0 a partir de uma abordagem multimensageira.

Sobre os autores

Ranna Santana Pereira (rspereira.profisica@uesc.br) é graduada em Física pela Universidade Estadual do Maranhão (UEMA). Atualmente, é mestranda na Universidade Estadual de Santa Cruz (UESC), onde desenvolve pesquisas na área de Astrofísica Extragaláctica. Integrante do grupo de pesquisa Astrofísica de Grandes Levantamentos, vinculado à Universidade Estadual de Feira de Santana (UEFS).

Fernando Marques de Oliveira Moucherek (fernando@fisica.uema.br) é graduado em Física pela Universidade Federal do Maranhão (UFMA), com mestrado e doutorado em Física pela UFMA e Universidade de Brasília (UnB). É professor adjunto da Universidade Estadual do Maranhão (UEMA) desde 2009, atuando no Curso de Física Licenciatura. Coordena o Laboratório de Astronomia OBAFIS, voltado à divulgação científica em Astronomia, e o Mestrado em Engenharia Aeroespacial da UEMA.

Referências

- [1] D. Soares, *O universo estático de Einstein*, Revista Brasileira de Ensino de Física **34**, 1302 (2012).
- [2] E. Hubble, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, Proceedings of the national academy of sciences **15**(3), 168 (1929).
- [3] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An introduction to modern astrophysics* (Cambridge University Press, 2017).
- [4] S. P. Maran, *Astronomia para leigos* (Alta Books Editora, 2012).
- [5] L. M. KRAUS, *Um universo que veio do nada: porque há criação sem Criador*, São Paulo: Paz e Terra (2013).
- [6] G. P. d. Silva Neto, *Estimando parâmetros cosmológicos a partir de dados observacionais*, Revista Brasileira de Ensino de Física **40**(2) (2018).
- [7] K. Agatsuma, *The expansion of the universe in binary star systems*, Physics of the Dark Universe **30**, 100732 (2020).
- [8] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters*, Astronomy & Astrophysics **641**, A6 (2020).
- [9] E. Scannapieco e L. Bildsten, *The type IA supernova rate*, The Astrophysical Journal Letters **629**(2), L85 (2005).
- [10] J. E. Carlstrom, G. P. Holder e E. D. Reese, *Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich effect*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **40**(1), 643 (2002).
- [11] Y. Rephaeli, S. Sadeh e M. Shimon, *The sunyaev-zeldovich effect*, La Rivista del Nuovo Cimento **29**(12), 1 (2006).
- [12] M. M. Phillips, *The absolute magnitudes of Type IA supernovae*, Astrophysical Journal, Part 2-Letters (ISSN 0004-637X), vol. 413, no. 2, p. L105-L108. **413**, L105 (1993).
- [13] A. G. Riess et al., *A comprehensive measurement of the local value of the Hubble constant with 1 km s⁻¹ Mpc⁻¹ uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES team*, The Astrophysical journal letters **934**(1), L7 (2022).
- [14] O. F. Piattella et al., *O artigo fundador da teoria da relatividade restrita*, Cadernos de Astronomia **1**(1), 157 (2020).
- [15] G. Matsas, *Relatividade geral*, Revista USP (66), 22 (2005).
- [16] A. Einstein, *Die feldgleichungen der gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 844–847 (1915).
- [17] A. Einstein, *Näherungsweise integration der feldgleichungen der gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 688–696 (1916).
- [18] C. Misner, Thorne K and Wheeler *JA/Gravitation* (1973).
- [19] J. M. F. Bassalo e M. Cattani, *Deteção de ondas gravitacionais*, Caderno Brasileiro de Ensino de Física **33**(3), 879 (2016).
- [20] K. S. Thorne, *Gravitational waves*, arXiv preprint gr-qc/9506086 (1995).
- [21] DLT40 Collaboration et al., *A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant*, Nature **551**(7678), 85 (2017).
- [22] M. C. Miller e N. Yunes, *The new frontier of gravitational waves*, Nature **568**(7753), 469 (2019).
- [23] S. Palit, *Multi-Messenger Astronomy in the GW Era*, Advances in Modern and Applied Sciences 31 (2022).
- [24] S. Borhanian et al., *Dark sirens to resolve the Hubble–Lemaître tension*, The Astrophysical Journal Letters **905**(2), L28 (2020).
- [25] B. P. Abbott et al., *Multi-messenger observations of a binary neutron star merger*, The Astrophysical Journal Letters **848**(2), L12 (2017).

Efeitos Não-Lineares: uma nova janela para o Universo primordial

Tays Miranda

École Normale Supérieure

Resumo

A compreensão do universo primordial é fundamental para conectar física de altas energias, cosmologia observacional e formação das estruturas cósmicas. Neste trabalho, discuto o formalismo estocástico aplicado à inflação e a cenários alternativos de colapso, destacando sua capacidade de acessar efeitos não-lineares na distribuição primordial de densidade. Apresento aplicações na produção de buracos negros primordiais (PBHs), incluindo o cenário do curvaton fortemente não-gaussiano, e discuto a estabilidade quântica de modelos colapsantes. Aponto ainda limitações conceituais do formalismo e perspectivas de investigação neste tópicos.

Abstract

Understanding the primordial universe is fundamental to connecting high-energy physics, observational cosmology, and the formation of cosmic structures. This article discusses the stochastic formalism applied to inflation and alternative collapse scenarios, highlighting its ability to access non-linear effects in the primordial density distribution. Applications to primordial black holes (PBHs), including strongly non-Gaussian curvaton scenarios, and to stochastic collapse models are presented, together with conceptual limitations and open questions.

Palavras-chave: inflação, formalismo estocástico, buracos negros primordiais, colapso estocástico.

Keywords: inflation, stochastic formalism, primordial black holes, stochastic collapse.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53347](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53347)

1 Introdução: por que o Universo Primordial importa?

O Universo primordial é o regime dinâmico onde a física gravitacional, a teoria quântica de campos e a cosmologia observacional se encontram de maneira inevitável. As escalas de energia envolvidas, possivelmente próximas à escala de grande unificação ou mesmo à escala de Planck, estão muito além do alcance de aceleradores terrestres. Ainda assim, processos ocorridos nesse regime deixaram impressões mensuráveis na radiação cósmica de fundo (Cosmic Microwave Background, CMB), na estatística da distribuição de galáxias e, possivelmente, no fundo estocástico de ondas gravitacionais.

Essa conexão entre microfísica e observação cosmológica estrutura aquilo que poderíamos chamar de agenda cosmológica contemporânea: experimentos no espectro eletromagnético (por exemplo Planck [1], JWST [2], LSST [3], SKA [4])

e no espectro de ondas gravitacionais (por exemplo LIGO [5], Virgo [6], KAGRA [7], LISA [8]) estão progressivamente mapeando diferentes janelas da história térmica e dinâmica do Universo. Cada uma dessas sondas acessa, de forma indireta, propriedades do campo primordial responsável pelas flutuações iniciais.

Do ponto de vista da física de partículas, o Universo primordial fornece um teste indireto para diversos cenários [9–12]:

- a hierarquia de massas de neutrinos e sua contribuição à evolução da estrutura;
- a existência de campos escalares leves (como curvatons ou moduladores);
- candidatos a matéria escura produzidos não termicamente;
- extensões do Modelo Padrão motivadas por teorias de grande unificação ou teoria de cordas.

Do ponto de vista cosmológico, toda a estrutura em larga escala — halos, galáxias, filamentos — emerge da amplificação gravitacional de pequenas flutuações primordiais de densidade. A variável relevante é a perturbação de curvatura ζ , cuja estatística codifica a física do regime primordial. Em primeira aproximação, observações da CMB indicam um espectro quase invariante de escala e aproximadamente Gaussiano [13]. No entanto, essa caracterização é essencialmente perturbativa e baseada em correlações de dois pontos.

Aqui surge uma questão que motiva este trabalho: A teoria padrão de perturbações é adequada para descrever flutuações típicas, mas pode falhar quando efeitos raros, como grandes sobredensidades, dominam a fenomenologia. Esses efeitos raros são precisamente os que podem levar à formação de buracos negros primordiais (PBHs) ou modificar significativamente a dinâmica de modelos alternativos à inflação.

Então se faz necessário compreender a distribuição completa de probabilidade do campo primordial. Essa exigência desloca o problema do domínio estritamente perturbativo para um regime intrinsecamente não-linear. É nesse contexto que o formalismo estocástico se torna relevante [14]. Ele não substitui a teoria padrão de perturbações, mas a estende para regimes onde a difusão quântica compete com o *drift* clássico, permitindo acessar as caudas da distribuição primordial. Se quisermos compreender:

- a produção eficiente (ou supressão) de PBHs [15],
- a estabilidade de fases colapsantes [16] e/ou modelos de ricochete,
- ou a sensibilidade das previsões ao potencial completo $V(\phi)$,

precisamos de uma ferramenta que trate flutuações quânticas e dinâmica de fundo de maneira acoplada e probabilística. Neste contexto, o Universo primordial é um regime especial onde essas questões deixam traços observáveis e porque ele nos força a confrontar, simultaneamente, gravitação, teoria quântica e estatística fora do equilíbrio.

2 Inflação de *slow-roll* e espaço de fase

A inflação cósmica descreve um regime de expansão acelerada impulsionado por um campo escalar homogêneo $\varphi(t)$ minimamente acoplado à gravidade [17–20]. A densidade de energia e a pressão associadas ao inflaton são

$$\rho = V(\varphi) + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2, \quad P = -V(\varphi) + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2, \quad (1)$$

de modo que a condição para aceleração cósmica, $\ddot{a} > 0$, equivale a

$$\rho + 3P < 0 \iff \dot{\varphi}^2 < V(\varphi). \quad (2)$$

A dinâmica do sistema é governada pela equação de Friedmann e pela equação de Klein–Gordon,

$$H^2 = \frac{V(\varphi) + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2}{3M_{\text{Pl}}^2}, \quad (3)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{,\varphi} = 0. \quad (4)$$

Inserindo a equação de Klein–Gordon na derivada temporal da equação de Friedmann, obtém-se

$$\dot{H} = -\frac{\dot{\varphi}^2}{2M_{\text{Pl}}^2}, \quad (5)$$

de onde segue

$$\epsilon_1 \equiv -\frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{3\dot{\varphi}^2/2}{V(\varphi) + \dot{\varphi}^2/2}. \quad (6)$$

A inflação ocorre quando $\epsilon_1 < 1$, enquanto o regime de *slow-roll* corresponde a $|\epsilon_n| \ll 1$ para os primeiros membros da hierarquia de parâmetros de fluxo de Hubble,

$$\epsilon_{n+1} = \frac{d \ln |\epsilon_n|}{dN}, \quad N \equiv \ln a, \quad (7)$$

iniciada em

$$\epsilon_0 = \frac{H_{\text{in}}}{H}. \quad (8)$$

A condição $\epsilon_1 \ll 1$ implica que a energia cinética é subdominante,

$$\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 \ll V(\varphi), \quad (9)$$

e, no mesmo regime, a equação de Klein–Gordon reduz-se a

$$3H\dot{\varphi} \simeq -V_{,\varphi}, \quad (10)$$

de modo que

$$H^2 \simeq \frac{V(\varphi)}{3M_{\text{Pl}}^2}, \quad P \simeq -\rho, \quad H \simeq \text{constante}. \quad (11)$$

Comentário sobre o espaço de fase

As equações (3) e (4) definem um sistema dinâmico bidimensional no espaço de fase $(\varphi, \dot{\varphi})$. A equação de Klein–Gordon é de segunda ordem, e portanto admite duas soluções independentes. No regime de *slow-roll*, uma dessas soluções satisfaz, em ordem dominante,

$$\dot{\varphi}_{\text{SR}} \simeq -\frac{V_{,\varphi}}{3H}, \quad (12)$$

enquanto a segunda corresponde à componente transiente associada ao termo de aceleração.

Quando a energia cinética inicialmente domina, $|\dot{\varphi}_{\text{in}}| \gg |V_{,\varphi}|/(3H)$, a equação de movimento fornece

$$|\dot{\varphi}| \propto e^{-3N}, \quad (13)$$

isto é, essa componente transiente decai como a^{-3} . Em poucos e-folds, a trajetória converge para a solução *slow-roll*.

Em termos geométricos, a solução *slow-roll* define uma direção atratora no plano $(\varphi, \dot{\varphi})$ já que a dinâmica rapidamente perde memória detalhada da velocidade inicial e passa a evoluir essencialmente ao longo de uma única trajetória determinada pelo potencial. Essa propriedade atratora é central para a robustez fenomenológica da inflação de campo único: a duração da fase inflacionária e as propriedades do espectro primordial tornam-se essencialmente determinadas pela forma local do potencial, e não pelas condições iniciais microscópicas no espaço de fase [21].

2.1 Flutuações quânticas e a origem das estruturas

No cenário inflacionário padrão, a expansão acelerada não resolve apenas problemas do modelo do Big Bang quente, como o problema do horizonte e da planura, mas também fornece o mecanismo físico para a geração das perturbações primordiais. Flutuações quânticas do campo escalar, inicialmente sub Hubble, são esticadas para escalas cosmológicas e tornam-se as sementes das

anisotropias da radiação cósmica de fundo e da estrutura em larga escala.

Para um campo escalar em um fundo aproximadamente de Sitter, os modos de Fourier das flutuações obedecem, em primeira aproximação, à equação [22–24]

$$\delta\ddot{\varphi}_k + 3H\delta\dot{\varphi}_k + \frac{k^2}{a^2}\delta\varphi_k = 0. \quad (14)$$

Em escalas sub-Hubble ($k/a \gg H$), o termo de gradiente domina e os modos comportam-se como oscilações de vácuo quase livres,

$$\delta\varphi_k \simeq \frac{e^{-ik\eta}}{\sqrt{2k}}, \quad (15)$$

onde η é o tempo conforme. À medida que a expansão estica os comprimentos de onda físicos e a condição $k/a \sim H$ é satisfeita (cruzamento do horizonte), o termo de atrito gravitacional torna-se dominante. Em escalas super-Hubble ($k/a \ll H$), as oscilações são amortecidas e o modo entra em um estado altamente comprimido (“*squeezed*”), aproximando-se de uma configuração clássica efetiva. A variância das flutuações no momento do cruzamento do horizonte é da ordem

$$\langle \delta\varphi^2 \rangle_{k=aH} \simeq \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2, \quad (16)$$

resultado originalmente obtido para campos livres em de Sitter e que se estende a campos fracamente acoplados no regime de *slow-roll* [25, 26].

As flutuações do campo induzem perturbações métricas. Em particular, a curvatura comóvel ζ pode ser interpretada como uma flutuação local no número de *e-folds* [27–29],

$$\zeta \equiv \delta N = \frac{H}{\dot{\varphi}} \delta\varphi. \quad (17)$$

Como $\delta\varphi \sim H/2\pi$ por e-fold, enquanto a variação clássica do campo no mesmo intervalo é

$$\delta\varphi_{\text{cl}} \simeq \frac{\dot{\varphi}}{H}, \quad (18)$$

obtem-se

$$\zeta \sim \frac{H^2}{2\pi\dot{\varphi}}. \quad (19)$$

Em escalas super-Hubble, ζ permanece aproximadamente constante, o que permite conectar diretamente as flutuações geradas durante a inflação às anisotropias observadas na radiação cósmica de fundo. O espectro quase invariante medido pelo satélite Planck é compatível com esse mecanismo.

2.2 Regime clássico versus regime quântico

Durante a maior parte da evolução inflacionária, a dinâmica do fundo é bem descrita pela solução clássica de *slow-roll*, e o número total de *e-folds* é dado por

$$N = \int H dt = \int \frac{H}{\dot{\phi}} d\phi. \quad (20)$$

No entanto, a própria existência de flutuações quânticas implica que o campo executa, a cada intervalo de ordem H^{-1} , um deslocamento estocástico de amplitude $\delta\varphi_{\text{quan}} \sim H/2\pi$. Quando essa contribuição quântica se torna comparável à variação clássica,

$$\delta\varphi_{\text{quan}} \sim \delta\varphi_{\text{cl}} \equiv \frac{\dot{\phi}}{H}, \quad (21)$$

esse regime marca a transição para uma dinâmica efetivamente estocástica, na qual a evolução do campo deve ser tratada como um processo de difusão no espaço de fase.

Embora o cenário padrão de inflação de campo único em *slow-roll* esteja em acordo com as observações, ele não constitui uma teoria fundamental completa. Além disso, a descrição puramente clássica não captura adequadamente efeitos raros, regimes de flutuações grandes ou possíveis desvios não-gaussianos significativos. Essas limitações motivam a formulação estocástica da inflação (e modelos alternativos), que permite investigar sistematicamente o impacto da difusão quântica sobre a dinâmica do fundo.

3 O Formalismo Estocástico

Na abordagem perturbativa padrão, decomponmos o campo escalar como

$$\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi, \quad (22)$$

onde φ_0 é o fundo homogêneo e $\delta\varphi$ descreve flutuações quânticas lineares. Essa descrição é adequada enquanto as perturbações permanecem pequenas e aproximadamente gaussianas. Contudo, em um regime inflacionário prolongado, o acúmulo de modos de longo comprimento de onda pode tornar-se relevante, exigindo uma formulação além da teoria perturbativa linear.

O formalismo estocástico, introduzido por [30] e desenvolvido sistematicamente em [31], fornece essa extensão. A ideia central é separar dinamicamente o campo em dois setores por meio de uma escala de *coarse-graining*

$$k_\sigma(N) = \sigma aH, \quad \sigma \lesssim 1. \quad (23)$$

Para fixar a notação, escrevemos a decomposição em modos de Fourier como

$$\varphi(\mathbf{x}, N) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \varphi_{\mathbf{k}}(N) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}, \quad \varphi_{-\mathbf{k}} = \varphi_{\mathbf{k}}^*, \quad (24)$$

onde a segunda relação garante a realidade do campo. A separação infravermelho/ultravioleta é então implementada por uma janela no espaço de momentos,

$$\varphi_{\text{long}}(\mathbf{x}, N) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Theta(k_\sigma - k) \varphi_{\mathbf{k}}(N) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}, \quad (25)$$

$$\varphi_{\text{short}}(\mathbf{x}, N) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Theta(k - k_\sigma) \varphi_{\mathbf{k}}(N) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}, \quad (26)$$

de modo que $\varphi = \varphi_{\text{long}} + \varphi_{\text{short}}$.

Os modos sub-Hubble ($k > k_\sigma$) são tratados como flutuações quânticas em estado de vácuo. À medida que o Universo se expande, esses modos cruzam k_σ e entram no setor de longos comprimentos de onda. No regime super-Hubble, as variáveis canônicas tornam-se altamente correlacionadas e o modo fica efetivamente clássico, de modo que a transferência contínua de modos do setor curto para o longo atua como uma fonte de ruído para o campo *coarse-grained*. A evolução de φ_{long} pode ser descrita como um processo clássico sujeito a “chutes” quânticos.

Em termos do número de *e-folds* N , a dinâmica completa no espaço de fases é governada por

equações de Langevin (ver por exemplo [14, 21])

$$\frac{d\phi}{dN} = \pi_\phi + \hat{\xi}_\phi(N) , \quad (27)$$

$$\frac{d\pi_\phi}{dN} = -(3 - \epsilon_1)\pi_\phi - \frac{V_{,\phi}}{H^2} + \hat{\xi}_\pi(N) , \quad (28)$$

onde $\hat{\xi}_\phi$ e $\hat{\xi}_\pi$ são ruídos estocásticos associados à passagem dos modos através da escala k_σ . Suas correlações são fixadas pelas funções de modo avaliadas no horizonte móvel,

$$\begin{aligned} & \langle 0 | \hat{\xi}_f(N_1) \hat{\xi}_g(N_2) | 0 \rangle \\ &= \frac{1}{6\pi^2} \left. \frac{d^3 k_\sigma}{dN} \right|_{N_1} f_{k_\sigma}(N_1) g_{k_\sigma}^*(N_2) \delta(N_1 - N_2) . \end{aligned} \quad (29)$$

No limite de *slow-roll*, essa dinâmica reduz-se a uma única equação efetiva para o campo,

$$\frac{d\varphi}{dN} = -\frac{V_{,\varphi}}{3H^2} + \frac{H}{2\pi} \xi(N) , \quad (30)$$

onde o primeiro termo representa o *drift* clássico e o segundo a difusão quântica, com

$$\langle \xi(N) \xi(N') \rangle = \delta(N - N') , \quad (31)$$

essa propriedade decorre da hipótese de ruído branco gaussiano em N .

A eq.(30) é equação de Langevin: ela descreve a evolução de uma realização individual $\varphi(N)$ do processo estocástico. Entretanto, muitas questões físicas relevantes — como a existência de um estado de equilíbrio, a forma da distribuição de probabilidades ou os tempos de relaxação — dizem respeito não a uma trajetória específica, mas ao conjunto estatístico de todas as trajetórias possíveis.

A dinâmica estocástica acima define um processo markoviano: a probabilidade de transição entre dois valores do campo em N e $N + dN$ depende apenas do valor instantâneo $\phi(N)$, e não da história completa da trajetória. Essa propriedade decorre da hipótese de ruído branco, dado pela eq.(31), que implica ausência de memória temporal no setor infravermelho *coarse-grained*.

A descrição equivalente ao nível probabilístico é dada pela equação de Fokker–Planck associada ao processo markoviano. Para a distribuição $P_N(\phi)$ do campo *coarse-grained*, obtém-se

$$\frac{\partial P_N(\phi)}{\partial N} = \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{V_{,\phi}}{3H^2} P_N(\phi) \right] + \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \left[\frac{H^2}{8\pi^2} P_N(\phi) \right] . \quad (32)$$

O primeiro termo codifica o transporte determinístico induzido pelo *drift* clássico, enquanto o segundo representa a difusão no espaço de campo produzida pelo ruído quântico. Assim, a equação de Langevin e a equação de Fokker–Planck constituem duas descrições complementares do mesmo fenômeno: a primeira no nível das trajetórias, a segunda no nível da distribuição de probabilidade.

Uma vez conhecida $P_N(\phi)$, o valor esperado de qualquer função local do campo é obtido por

$$\langle F(\varphi) \rangle_N = \int d\phi F(\phi) P_N(\phi) , \quad (33)$$

o que explicita o sentido em que o setor infravermelho pode ser tratado como uma variável clássica estocástica: todos os correladores locais relevantes podem ser reconstruídos a partir da PDF [31].

Em regime estacionário ($\partial_N P = 0$), obtém-se a distribuição de equilíbrio

$$P_{\text{eq}}(\phi) \propto \exp \left[-\frac{8\pi^2 V(\phi)}{3H^4} \right] , \quad (34)$$

que é, em geral, não-gaussiana. Consequentemente, não é consistente assumir linearidade ou gaussianidade a priori ao analisar observáveis derivados dessa distribuição [32].

Além disso, a estrutura espectral do operador de Fokker–Planck permite determinar tempos de relaxação, funções de autocorrelação e, em potenciais com múltiplos mínimos, taxas de transição entre domínios. O formalismo estocástico captura, portanto, efeitos cumulativos e genuinamente não-perturbativos, como inflação eterna, regimes dominados por difusão ou dinâmicas próximas a pontos críticos do potencial.

4 Aplicações

4.1 Buracos Negros Primordiais

Buracos negros primordiais podem se formar a partir do colapso gravitacional de sobredensidades suficientemente grandes no campo de contraste de densidade primordial [33],

$$\delta = \frac{\delta \rho}{\rho} . \quad (35)$$

Uma caracterização conveniente da condição de colapso é dada pela *compaction function* $C(r)$, que mede o excesso de massa dentro de uma esfera de raio r [34]. A formação ocorre quando, no momento de entrada no horizonte, $C(r)$ excede um valor crítico C_c determinado numericamente.

Como a fração de PBHs formados depende exponencialmente da cauda da distribuição estatística das flutuações, o problema é extremamente sensível à não-gaussianidade [35]. Pequenas modificações na PDF de ζ podem produzir variações de muitas ordens de magnitude na abundância final.

Consideramos um campo espectador leve χ , com potencial quadrático

$$V(\chi) = \frac{1}{2}m^2\chi^2, \quad m^2 \ll H^2, \quad (36)$$

evoluindo durante inflação em um fundo aproximadamente de Sitter. No regime estocástico, o campo atinge o equilíbrio com [31, 36]

$$\langle \chi \rangle = 0, \quad \langle \chi^2 \rangle = \frac{3H^4}{8\pi^2 m^2}. \quad (37)$$

Embora a média seja nula, as flutuações de energia são intrinsecamente não-lineares [37],

$$\frac{\delta\rho_\chi(\mathbf{x})}{\langle \rho_\chi \rangle} = \frac{\chi(\mathbf{x})^2}{\langle \chi^2 \rangle} - 1, \quad (38)$$

de modo que a variável relevante obedece a uma distribuição do tipo gaussiana ao quadrado, gerando caudas não-gaussianas significativas.

Após o fim da inflação, o campo espectador χ (curvaton) passa a oscilar em torno do mínimo do potencial e comporta-se efetivamente como matéria não relativística [37–39]. Sua energia é posteriormente transferida ao setor de radiação através de um processo de decaimento perturbativo caracterizado por uma taxa Γ , que controla o momento da conversão de sua fração de energia em perturbações de curvatura. Quando o campo espectador decai, sua fração de energia Ω_χ é convertida em perturbações de curvatura ζ_χ , cuja estatística herda essa estrutura não-gaussiana.

No regime em que as auto-interações são relevantes, a expansão perturbativa convencional falha para campos leves. O formalismo estocástico permite calcular diretamente a distribuição conjunta de dois pontos do campo. Para tempos

iguais, ela pode ser escrita como [32]

$$\rho_{2\chi}(\chi, \mathbf{r}; \chi', \mathbf{r}') = \left(\frac{m}{H^2}\right)^2 \psi_0(x)\psi_0(x') \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x)\psi_n(x') [aH|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|]^{-2\Lambda_n/H}, \quad (39)$$

onde

$$x = \frac{m\chi}{H}, \quad \Lambda_n = \frac{nm^2}{3H}, \quad (40)$$

e ψ_n são autofunções ortonormais do operador de Fokker–Planck.

A função de correlação de ζ_χ é então obtida integrando a distribuição conjunta,

$$\langle \zeta_\chi(\mathbf{r})\zeta_\chi(\mathbf{r}') \rangle = \int d\chi d\chi' \zeta(\chi)\zeta(\chi') \rho_{2\chi}, \quad (41)$$

e o espectro de potência resulta da transformada de Fourier,

$$\mathcal{P}_{\zeta_\chi}(k) = \frac{2^{3-\frac{4m^2}{3H^2}} \Gamma\left(\frac{3}{2} - \frac{2m^2}{3H^2}\right)}{9\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{2m^2}{3H^2}\right)} \left(\frac{k}{aH}\right)^{\frac{4m^2}{3H^2}}. \quad (42)$$

Impondo o limite observacional [13]

$$\mathcal{P}_{\zeta_\chi}(0.05 \text{ Mpc}^{-1}) < 10^{-10}, \quad (43)$$

obtém-se a restrição

$$\frac{m^2}{H^2} \gtrsim 0.3, \quad (44)$$

para $H \sim 10^{13} \text{ GeV}$.

O critério de formação de PBHs pode ser expresso pela *compaction function* [34, 35]

$$C(r) = C_l(r) - \frac{5+3w}{12(1+w)} C_l(r)^2, \quad (45)$$

com

$$C_l(r) = -f(w)r\zeta'(r), \quad f(w) = \frac{6(1+w)}{5+3w}. \quad (46)$$

A abundância final depende da PDF completa de C_l . A partir das correlações do campo χ calculadas via formalismo estocástico, determina-se numericamente $P(C_l)$, calcula-se a fração inicial de colapso $\beta(r)$, definida como a fração da densidade de energia que colapsa em PBHs na entrada

no horizonte da escala r , e evolui-se essa quantidade até o presente para obter

$$f_{\text{PBH}} \equiv \frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} , \quad (47)$$

que representa a fração atual da matéria escura constituída por PBHs.

Na referência [40], encontramos que PBHs na faixa de massas de asteroide,

$$10^{-16} M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^{-10} M_{\odot} , \quad (48)$$

podem constituir toda a matéria escura para

$$H \gtrsim 10^{12} \text{ GeV} , 10^{-18} \text{ GeV} \lesssim \Gamma \lesssim 10^{-13} \text{ GeV} , \quad (49)$$

aqui assumimos a aproximação de decaimento instantâneo, na qual a conversão ocorre quando $H \simeq \Gamma$, tratando a transferência de energia como abrupta. Essa hipótese simplifica a relação entre a fração de energia Ω_{χ} no momento do decaimento e a amplitude final de ζ_{χ} , mas ignora efeitos dinâmicos associados a um processo prolongado.

Apesar desses resultados, permanecem questões em aberto. A determinação precisa da função de massa dos PBHs requer estender o cálculo da PDF além da truncação de monopolo empregada na reconstrução de $P(C_l)$. Além disso, a possível detecção de um fundo estocástico de ondas gravitacionais associado à formação desses objetos — por exemplo, por missões como LISA — poderia fornecer um teste observacional direto do cenário. Finalmente, a exigência de que f_{PBH} não exceda a fração observacionalmente permitida pode impor limites superiores sobre o valor máximo atingido por Ω_{χ} antes do decaimento, restringindo ainda mais o espaço de parâmetros do modelo.

4.2 Cenários Alternativos: Universo Colapsante

Modelos com fase de contração seguidos por um mecanismo de *bounce* oferecem uma alternativa à inflação como origem das estruturas em larga escala [41, 42]. Tanto em uma expansão acelerada quanto em uma contração desacelerada, o comprimento de Hubble comóvel diminui, permitindo que flutuações quânticas inicialmente sub-Hubble cruzem para o regime super-Hubble. A questão

central é se essas flutuações permanecem adiabáticas ou se podem modificar a estabilidade da solução clássica.

Consideramos um campo escalar canônico com potencial exponencial [43, 44]

$$V(\phi) = V_0 e^{-\kappa \lambda_0 \phi} , \quad (50)$$

Essa escolha não é arbitrária: potenciais exponenciais admitem soluções exatas de potência para o fator de escala,

$$a(t) \propto |t|^p , \quad (51)$$

permitindo caracterizar de maneira analítica tanto a dinâmica de fundo quanto o espectro de perturbações. Além disso, eles emergem naturalmente como aproximações efetivas em teorias com dimensões extras compactificadas.

Dependendo do valor de λ_0 , esse modelo descreve inflação ($p > 1$), colapso ekpirótico ($p \ll 1$) ou colapso sem pressão ($p = 2/3$).

Para analisar a dinâmica introduzimos as variáveis adimensionais do espaço de fase [45]

$$x = \frac{\kappa \dot{\phi}}{\sqrt{6}H} , \quad y = \frac{\kappa \sqrt{\pm V}}{\sqrt{3}H} , \quad (52)$$

que satisfazem a restrição de Friedmann $x^2 \pm y^2 = 1$. O sistema possui os pontos críticos

$$(A_{\pm}) : \quad x = \pm 1, \quad y = 0 , \quad (53)$$

$$(B) : \quad x_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{6}}, \quad y_B = \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{6}} . \quad (54)$$

A estabilidade depende do sinal de H . Em universo colapsante ($H < 0$), a solução de escala é estável apenas para potenciais negativos íngremes¹ ($\lambda_0^2 > 6$). Para potenciais positivos planos, incluindo o caso sem pressão, o ponto fixo é classicamente instável, conforme demonstrado em [45].

A equação de Mukhanov–Sasaki para uma solução de potência pode ser escrita na forma de Bessel, com índice

$$\nu = \frac{3}{2} + \frac{1}{p-1} = \frac{3}{2} + \frac{\lambda_0^2}{2 - \lambda_0^2} . \quad (55)$$

¹No caso ekpirótico, o potencial é negativo e suficientemente íngreme ($\lambda_0^2 > 6$). A energia potencial negativa compensa parcialmente a contribuição cinética no balanço da equação de Friedmann, permitindo uma contração com equação de estado efetiva $w \gg 1$. Esse regime suprime anisotropias clássicas e estabiliza a solução de fundo frente a perturbações lineares.

A solução normalizada ao vácuo adiabático no regime sub-Hubble conduz, no limite super-Hubble ($|k\eta| \rightarrow 0$), a [46]

$$\delta\varphi_k = \frac{i}{a} \sqrt{\frac{1}{4\pi k}} \frac{\Gamma(|\nu|) 2^{|\nu|}}{|k\eta|^{|\nu|-1/2}}, \quad (56)$$

o que implica um espectro de potência

$$\mathcal{P}_{\delta\varphi} \propto \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 |k\eta|^{3-2|\nu|}. \quad (57)$$

O índice espectral é portanto

$$n_s - 1 = 3 - 2|\nu|. \quad (58)$$

O *tilt* depende apenas de $|\nu|$, sendo invariante sob a transformação $\nu \rightarrow -\nu$ [47]. Essa simetria reflete o facto de que a solução geral contém dois modos independentes, e que a transformação equivalente em p troca o modo dominante com o modo subdominante no regime super-Hubble.

Em particular, um espectro quase invariante de escala ($n_s \simeq 1$) pode ser obtido tanto para $\nu = +3/2$ quanto para $\nu = -3/2$. O primeiro caso corresponde à inflação quase-de Sitter, na qual o modo constante domina fora do horizonte. O segundo corresponde ao colapso sem pressão ($w = 0$), em que o modo dominante é temporalmente crescente. Nesse regime, as perturbações super-Hubble crescem como $\delta\varphi \propto H$, acompanhando o aumento de H^2 durante a contração. A obtenção de invariância de escala está, portanto, diretamente ligada à instabilidade da solução clássica de colapso sem pressão.

Na referência [16], linearizando a dinâmica próxima ao ponto de escala x_B e incluindo o ruído quântico obtém-se a equação de Langevin

$$\bar{x}' = m(\bar{x} - x_B) + \hat{\xi}_x, \quad m = \frac{\lambda_0^2 - 6}{2}. \quad (59)$$

A variância pode ser decomposta como

$$\sigma_x^2 = \sigma_{x,\text{cl}}^2 + \sigma_{x,\text{qu}}^2, \quad (60)$$

sendo a contribuição quântica proporcional a

$$\Xi_{x,x} \propto g(\nu, \sigma) \kappa^2 H^2. \quad (61)$$

O comportamento depende crucialmente do sinal de ν . Para $\nu > 0$ (inflação e colapso ekpirótico), as perturbações são adiabáticas e não deslocam a trajetória clássica no espaço de fase, resultando em $\delta x = 0$. Para $\nu < 0$, ocorre difusão genuína no espaço de fase.

No caso crítico do colapso sem pressão ($\nu = -3/2$), o espectro é aproximadamente invariante de escala e a variância cresce como uma trajetória aleatória (*random walk*),

$$\sigma_{x,\text{qu}}^2 \simeq \frac{3}{128\pi} \frac{H^2}{M_{\text{pl}}^2} (N_\star - N), \quad (62)$$

levando à condição de *backreaction*

$$|H(N)| \approx \sqrt{\frac{128\pi}{3(N_\star - N)}} M_{\text{pl}}. \quad (63)$$

Portanto, para que a difusão estocástica desvie a trajetória clássica antes de atingir a escala de Planck, são necessários aproximadamente 134 *e-folds* de colapso iniciando em energia suficientemente baixa. Caso contrário, a fase de contração permanece efetivamente clássica até o regime de gravidade quântica.

Apesar de a análise acima mostrar que um espectro quase invariante pode emergir durante a fase de contração, a sua relevância física exige a conexão consistente com a fase de expansão através do *bounce*. Essa transição não é trivial: as variáveis normalizadas usuais $x = \kappa\dot{\varphi}/(\sqrt{6}H)$ e $y = \kappa\sqrt{V}/(\sqrt{3}H)$ tornam-se singulares quando $H \rightarrow 0$, deixando de fornecer uma descrição regular da dinâmica exatamente no regime em que o acoplamento entre contração e expansão deve ser controlado.

Uma formulação verdadeiramente robusta requer, portanto, um conjunto de variáveis bem definidas no ponto $H = 0$, capaz de acompanhar a evolução estocástica através do *bounce*. Além disso, resultados recentes mostram que mesmo flutuações quânticas de campos teste geram inevitavelmente fontes adicionais, como o cisalhamento estocástico, durante a contração [48], o que reforça a necessidade de uma descrição geral que conecte contração, bounce e expansão dentro de um único quadro dinâmico.

5 Conclusão

O formalismo estocástico oferece uma extensão da dinâmica inflacionária para regimes onde a difusão quântica compete com o *drift* clássico. Ao reformular a evolução do setor infravermelho como um processo markoviano no espaço de fase,

ele permite determinar não apenas correlações médias, mas a distribuição completa de probabilidade do campo primordial.

Em cenários de produção de PBHs, essa abordagem revela a sensibilidade exponencial da abundância às caudas não-gaussianas da PDF. Em modelos colapsantes, mostra explicitamente como a obtenção de um espectro quase invariante de escala pode estar associada a instabilidades dinâmicas e a possíveis efeitos de *backreaction* antes do regime de Planck.

Esses resultados apontam para uma questão mais geral: sob quais condições os métodos estocásticos permanecem válidos além do regime inflacionário de *slow-roll*. A consistência dessa abordagem requer uma série de ingredientes teóricos [49]. Em primeiro lugar, a validade da aproximação de universos separados, cuja extensão para fases não inflacionárias ou não expansivas tem sido recentemente discutida na literatura. Em segundo lugar, uma compreensão cuidadosa das escolhas de gauge e da relação entre o gauge espacialmente plano e gauges associados a superfícies de densidade uniforme ou de expansão uniforme. Por fim, o controle da transição quântico-clássica das perturbações, tipicamente associada ao *squeezing* dos modos.

Nesse sentido, tanto cenários dominados por flutuações raras quanto modelos cosmológicos alternativos à inflação oferecem laboratórios teóricos naturais para explorar os limites de validade dessa descrição e aprofundar nossa compreensão da física do Universo primordial.

6 Sessão agradecimentos

Agradeço aos editores pela leitura atenta e pelos comentários. Agradeço também aos meus colaboradores nos trabalhos aqui mencionados pelas discussões e contribuições que motivaram parte das reflexões apresentadas.

Sobre a autora

Tays Miranda (tays.miranda@phys.ens.fr) é pesquisadora de pós-doutorado (Junior Research Chair) em Paris. Sua pesquisa concentra-se na

cosmologia do universo primordial, com ênfase em efeitos estocásticos.

Referências

- [1] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, *Astron.Astrophys.* **641**, A1 (2020). [ArXiv:1807.06205](#).
- [2] J. P. Gardner et al., *The James Webb Space Telescope*, *Space Sci.Rev.* **123**, 485 (2006). [ArXiv:astro-ph/0606175](#).
- [3] Z. Ivezić et al., *LSST: From Science Drivers to Reference Design*, *Astrophys.J.* **873**, 111 (2019). [ArXiv:0805.2366](#).
- [4] R. Braun et al., *Anticipated Performance of the Square Kilometre Array – Phase 1 (SKA1)*, arXiv (2019). [ArXiv:1912.12699](#).
- [5] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys.Rev.Lett.* **116**, 061102 (2016). [ArXiv:1602.03837](#).
- [6] F. Acernese et al., *Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector*, *Class.Quant.Grav.* **32**, 024001 (2015). [ArXiv:1408.3978](#).
- [7] Y. Aso et al., *Interferometer design of the KAGRA gravitational wave detector*, *Phys.Rev.D* **88**, 043007 (2013). [ArXiv:1306.6747](#).
- [8] P. Amaro-Seoane et al., *Laser Interferometer Space Antenna*, arXiv (2017). [ArXiv:1702.00786](#).
- [9] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, 1990).
- [10] J. Lesgourgues et al., *Neutrino Cosmology* (Cambridge University Press, 2013).
- [11] G. Bertone, D. Hooper e J. Silk, *Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints*, *Phys.Rept.* **405**, 279 (2005). [ArXiv:hep-ph/0404175](#).
- [12] D. Baumann, *TASI Lectures on Inflation*, arXiv (2009). [ArXiv:0907.5424](#).

- [13] Y. Akrami et al., *Planck 2018 results. X. Constraints on inflation*, *Astron.Astrophys.* **641**, A10 (2020). [ArXiv:1807.06211](#).
- [14] V. Vennin e A. A. Starobinsky, *Correlation Functions in Stochastic Inflation*, *Eur.Phys.J.C* **75**, 413 (2015). [ArXiv:1506.04732](#).
- [15] J. M. Ezquiaga, J. Garcia-Bellido e V. Vennin, *The exponential tail of inflationary fluctuations: consequences for primordial black holes*, *JCAP* **03**, 029 (2020). [ArXiv:1912.05399](#).
- [16] T. Miranda, E. Frion e D. Wands, *Stochastic collapse*, *JCAP* **01**, 026 (2020). [ArXiv:1910.10000](#).
- [17] A. A. Starobinsky, *A new type of isotropic cosmological models without singularity*, *Phys.Lett.B* **91**, 99 (1980).
- [18] K. Sato, *First-order phase transition of a vacuum and expansion of the Universe*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* **195**, 467 (1981).
- [19] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems*, *Phys.Rev.D* **23**, 347 (1981).
- [20] A. D. Linde, *A New Inflationary Universe Scenario*, *Phys.Lett.B* **108**, 389 (1982).
- [21] J. Grain e V. Vennin, *Stochastic inflation in phase space: Is slow roll a stochastic attractor?*, *JCAP* **05**, 045 (2017). [ArXiv:1703.00447](#).
- [22] S. W. Hawking, *The Development of Irregularities in a Single Bubble Inflationary Universe*, *Phys.Lett.B* **115**, 295 (1982).
- [23] A. A. Starobinsky, *Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations*, *Phys.Lett.B* **117**, 175 (1982).
- [24] A. H. Guth e S.-Y. Pi, *Fluctuations in the New Inflationary Universe*, *Phys.Rev.Lett.* **49**, 1110 (1982).
- [25] M. Sasaki, *Large Scale Quantum Fluctuations in the Inflationary Universe*, *Prog.Theor.Phys.* **76**, 1036 (1986).
- [26] V. F. Mukhanov, *Quantum Theory of Gauge Invariant Cosmological Perturbations*, *JETP Lett.* **41**, 493 (1985).
- [27] A. A. Starobinsky, *Multicomponent de Sitter (inflationary) stages and the generation of perturbations*, *JETP Lett.* **42**, 152 (1985).
- [28] M. Sasaki e E. D. Stewart, *A General analytic formula for the spectral index of the density perturbations produced during inflation*, *Prog.Theor.Phys.* **95**, 71 (1996). [ArXiv:astro-ph/9507001](#).
- [29] D. H. Lyth e Y. Rodriguez, *The inflationary prediction for primordial non-Gaussianity*, *Phys.Rev.Lett.* **95**, 121302 (2005). [ArXiv:astro-ph/0504045](#).
- [30] A. A. Starobinsky, *Stochastic de Sitter (inflationary) stage in the early universe*, *Lect.Notes Phys.* **246**, 107 (1986).
- [31] A. A. Starobinsky e J. Yokoyama, *Equilibrium state of a self-interacting scalar field in the de Sitter background*, *Phys.Rev.D* **50**, 6357 (1994). [ArXiv:astro-ph/9407016](#).
- [32] T. Markkanen et al., *Scalar correlation functions in de Sitter space from the stochastic spectral expansion*, *JCAP* **08**, 001 (2019). [ArXiv:1904.11917](#).
- [33] B. J. Carr, *The Primordial black hole mass spectrum*, *Astrophys.J.* **201**, 1 (1975).
- [34] I. Musco, *Threshold for primordial black holes: Dependence on the shape of the cosmological perturbations*, *Phys.Rev.D* **100**, 123514 (2019). [ArXiv:1809.02127](#).
- [35] S. Young, I. Musco e C. T. Byrnes, *Primordial black hole formation and abundance: contribution from the non-linear relation between the density and curvature perturbation*, *JCAP* **11**, 012 (2019). [ArXiv:1904.00984](#).
- [36] K. Enqvist et al., *Spectator field dynamics in de Sitter and curvaton initial conditions*, *JCAP* **10**, 052 (2012). [ArXiv:1205.5446](#).
- [37] D. H. Lyth e D. Wands, *Generating the curvature perturbation without an inflaton*,

- [Phys.Lett.B](#) **524**, 5 (2002). [ArXiv:hep-ph/0110002](#).
- [38] T. Moroi e T. Takahashi, *Effects of cosmological moduli fields on cosmic microwave background*, [Phys.Lett.B](#) **522**, 215 (2001). [ArXiv:hep-ph/0110096](#).
- [39] K. Enqvist e M. S. Sloth, *Adiabatic CMB perturbations in pre-Big Bang string cosmology*, [Nucl.Phys.B](#) **626**, 395 (2002). [ArXiv:hep-ph/0109214](#).
- [40] A. D. Gow, T. Miranda e S. Nurmi, *Primordial black holes from a curvaton scenario with strongly non-Gaussian perturbations*, [JCAP](#) **11**, 006 (2023). [ArXiv:2307.03078](#).
- [41] M. Novello e J. M. Salim, *Non-singular cosmological models*, [Phys.Rev.D](#) **20**, 377 (1979).
- [42] V. N. Melnikov e S. V. Orlov, *Non-singular cosmological models with a bounce*, [Phys.Lett.A](#) **70**, 263 (1979).
- [43] J. J. Halliwell, *Scalar fields in cosmology with an exponential potential*, [Phys.Lett.B](#) **185**, 444 (1987).
- [44] E. J. Copeland, A. R. Liddle e D. Wands, *Exponential potentials and cosmological scaling solutions*, [Phys.Rev.D](#) **57**, 123505 (1998). [ArXiv:hep-ph/9711068](#).
- [45] I. P. C. Heard e D. Wands, *Cosmology with positive and negative exponential potentials*, [Class.Quant.Grav.](#) **19**, 5435 (2002). [ArXiv:gr-qc/0206085](#).
- [46] A. A. Starobinsky, *Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe*, [JETP Lett.](#) **30**, 682 (1979).
- [47] D. Wands, *Cosmological perturbations through the big bang*, [Phys.Rev.D](#) **60**, 023507 (1999). [ArXiv:gr-qc/9809062](#).
- [48] J. Grain e V. Vennin, *Unavoidable shear from quantum fluctuations in contracting cosmologies*, [Eur.Phys.J.C](#) **81**, 132 (2021). [ArXiv:2005.04222](#).
- [49] C. Pattison, V. Vennin e D. Wands, *Quantum diffusion during inflation and primordial black holes*, [JCAP](#) **10**, 011 (2019). [ArXiv:1905.06300](#).

Escala acústica bariônica em $z_{eff} = 0,166$ com galáxias azuis do SDSS

Hanna Lima¹, Rafael C. Nunes^{1,2}, Felipe Avila³, Edilson Carvalho⁴ e Armando Bernui³

¹Universidade Federal do Rio Grande do Sul

²Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

³Observatório Nacional

⁴Universidade do Estado do Amazonas

Resumo

Trabalho apresentado no evento As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, realizado entre os dias 31 de março e 4 de abril de 2025.

Abstract

Work presented at the event As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, held between March 31 and April 4, 2025.

Palavras-chave: cosmologia: estrutura em grande escala do Universo, cosmologia: observações, cosmologia: parâmetros cosmológicos.

Keywords: cosmology: the large scale structure of Universe, cosmology: observations, cosmology: cosmological parameters.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53378](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53378)

1 Introdução

No contexto da cosmologia, as Oscilações Acústicas Bariônicas (*Baryon Acoustic Oscillations*; BAO) são fenômenos originados no Universo primordial, anterior ao período da recombinação [1–4]. Nessa época, matéria bariônica e radiação estavam acoplados, onde a matéria se atraía gravitacionalmente e os fótons se afastavam pela pressão de radiação, gerando oscilações. Ao desacoplarem, este fluido fóton-báron deixou uma impressão na matéria bariônica, dando origem à formação de galáxias.

Atualmente, há um extenso estudo em relação a essa impressão, denominada Escala Acústica Bariônica. A partir de métodos estatísticos, como a função de correlação de 2 pontos angular (2PACF), pode-se determinar essa escala, sendo então uma demonstração da ocorrência do fenômeno BAO. Além disso, com esse sinal podemos estabelecer uma "régua padrão", uma medida de distância bem conhecida de objetos ou fenômenos

físicos. Para o BAO, essa distância é de aproximadamente 100 Mpc/h, que permanece constante independentemente da época na evolução do Universo. Esta medida é determinante na inferência da escala do horizonte sonoro na época do desacoplamento $r_s \equiv s_{BAO}$ e na distância média esférica D_V [3, 5–7].

Neste trabalho, buscamos a escala BAO em um conjunto de galáxias azuis em baixo *redshift* do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), assumindo um modelo mínimo. Ou seja, para este conjunto de galáxias azuis, determinaremos a medida da escala BAO sem assumir um modelo cosmológico como base nas equações.

Assim, o trabalho é organizado da seguinte forma: na seção 2 especificamos e justificamos a escolha dos dados observados, além das simulações criadas como ferramenta para a determinação da escala acústica. Definimos as equações e a metodologia da pesquisa na seção 3. Os resultados são elencados na seção 4 e as considerações finais na seção 5.

2 Dados

De acordo com [8], no Universo Local ($z \ll 1$), a determinação da escala BAO apresenta desafios. Isso se deve ao fato de que, em *redshifts* mais baixos, a aglomeração de galáxias torna-se mais complexa. Por esse motivo, escolhemos esse recorte para nossa análise. Para reduzir as incertezas em nossas medições, selecionamos como observáveis as galáxias azuis. Essas galáxias tendem a estar em regiões de baixa densidade, o que minimiza os erros associados ao movimento próprio das galáxias [9]. Utilizamos o catálogo *Main Galaxy sample* do SDSS no *redshift* efetivo $z_{eff} = 0,166$.

2.1 Simulações

Para a aplicação da 2PCF, é essencial estimar as incertezas das medições por meio da matriz de covariância. Para isso, geramos simulações log-normais, que reproduzem catálogos com características semelhantes ao nosso conjunto de dados. Neste trabalho, foram gerados 1000 catálogos com esse propósito.

Além disso, criamos catálogos aleatórios com as mesmas especificações do catálogo observado para calcular a 2PCF de forma consistente.

3 Metodologia

Neste trabalho precisamos definir a 2PCF como medida de dados e a 2PCF que irá modelar os dados. Para os dados, utilizamos os estimador Landy-Szalay [10]:

$$\xi(s) = \frac{DD(s) - 2DR(s) + RR(s)}{RR(s)}. \quad (1)$$

Nesta equação, $DD(s)$ conta pares de objetos cósmicos observados dada a separação s . O mesmo ocorre para $RR(s)$, onde a contagem é em catálogos aleatórios, e para $DR(s)$, para a contagem entre o objeto observado e o presente no catálogo. As medidas de $\xi(s)$ foram obtidas usando o código *TreeCorr* [11].

Para obter a distância s entre pares de galáxias i e j , que formam o ângulo de separação θ_{ij} , calculamos

$$s(z_i, z_j, \theta_{ij}) = (\chi(z_i)^2 + \chi(z_j)^2 - 2\chi(z_i)\chi(z_j)\cos(\theta_{ij}))^{1/2}, \quad (2)$$

onde $\chi(z)$ é a distância comóvel da galáxia com *redshift* z . Para obter χ , escolhemos três modelos cosmológicos diferentes e chamamos cada conjunto de dados de *samples*.

- **Sample 1:** O modelo Λ CDM plano ($\Omega_{k,0} = 0$). Nós adotamos os valores de Planck- Λ CDM nos parâmetros $\Omega_{m,0}$ e H_0 .
- **Sample 2:** Cosmografia em primeira ordem de expansão [12] usando a relação Hubble-Lemaître.
- **Sample 3:** Cosmografia em terceira ordem de expansão, configurando (q_0, j_0) para $(-0.55, 1.00)$ [13].
- **Sample 4:** Cosmografia em terceira ordem de expansão, configurando (q_0, j_0) para $(-0.71, 1.26)$ [14].

Em relação à 2PCF, usamos um modelo empírico, como em [15]. Adicionalmente, contamos com a potencial incerteza das escolhas de uma cosmologia fiducial.

$$\xi(s) = A + Bs^\delta + Ce^{(s-s_{BAO})^2/2\Sigma} + Ds^{-1}. \quad (3)$$

Na dada parametrização, A , B , δ , C , D , s_{BAO} e Σ são parâmetros livres para o ajuste da função aos dados. Para o ajuste, usamos o método Markov-Chain Monte-Carlo (MCMC) com os seguintes intervalos iniciais: $A \in [-5, 5]$, $B \in [0, 600]$, $\delta \in [-5, 5]$, $C \in [-1, 1]$, $D \in [-700, 0]$, $s_{BAO} \in [30, 150]$ e $\Sigma \in [10, 100]$.

4 Resultados

Nosso principal resultado são as medidas de s_{BAO} a partir do MCMC. Para os *samples* definidos anteriormente, temos os resultados na Tabela 1.

O ajuste linear da equação (3) para os quatro *samples* medidos estão ilustrados na Figura 1.

Com estes resultados obtivemos $s_{BAO} = 100, 28^{+10,79}_{-22,96}$ Mpc/h para o *sample* 1, sendo uma nova medida que pode ser comparada aos resultados para *redshifts* próximos, como em [6, 16].

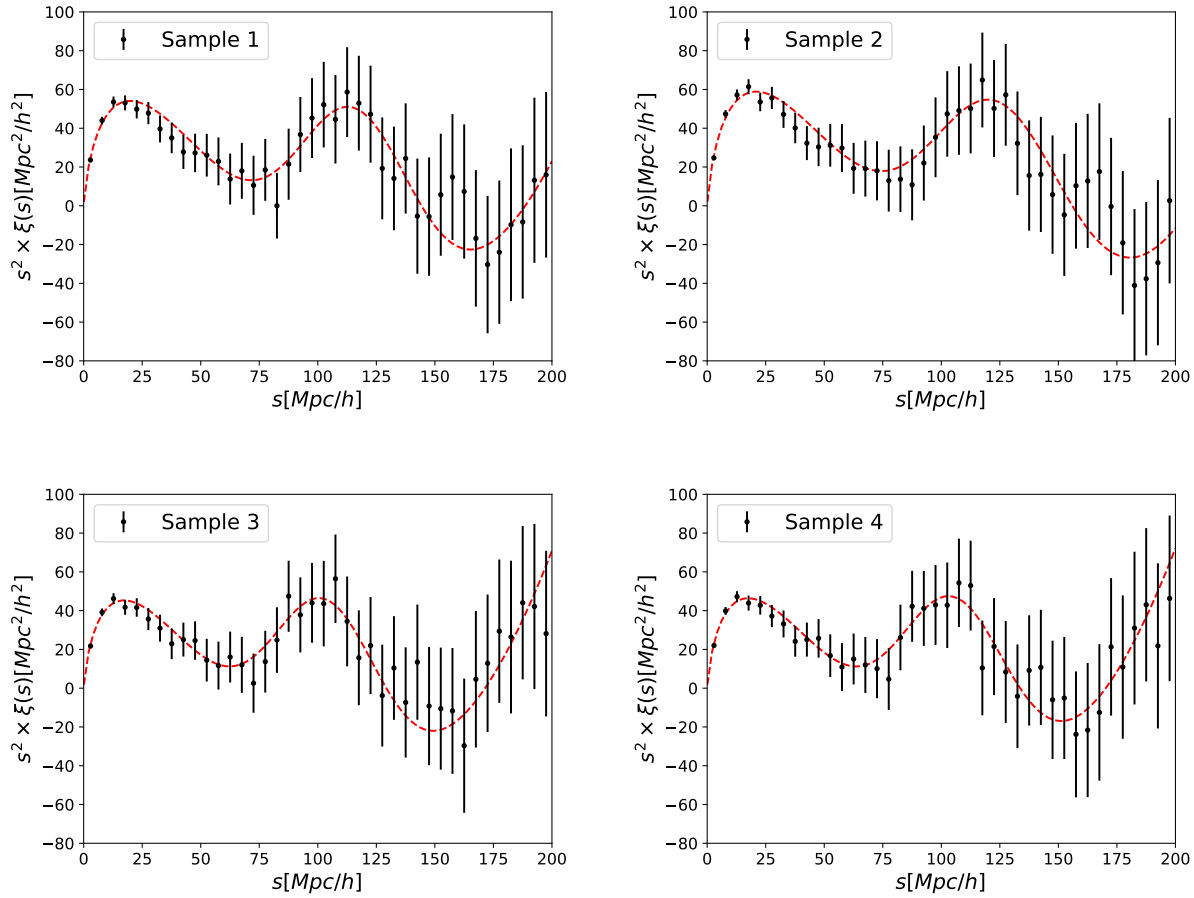


Figura 1: Assinatura BAO obtida com a 2PCF da equação (3) analisando as galáxias azuis do SDSS no intervalo de $z \in [0, 0.30]$ para o *sample 1* (acima à esquerda), *sample 2* (acima à direita), *sample 3* (abaixo à esquerda) e *sample 4* (abaixo à direita).

5 Conclusões

Tabela 1: Best-fit a 1σ para região de confiança da escala BAO para os quatro *samples*.

Metodologia	$s_{\text{BAO}}[\text{Mpc}/h]$
<i>Sample 1</i>	$100, 28^{+10,79}_{-22,96}$
<i>Sample 2</i>	$108, 94^{+13,69}_{-16,70}$
<i>Sample 3</i>	$87, 28^{+9,26}_{-21,86}$
<i>Sample 4</i>	$89, 21^{+9,24}_{-23,02}$

As Oscilações Acústicas de Bárions (BAO) são uma ferramenta essencial para a cosmologia, mas sua aplicação em pequenas escalas enfrenta desafios devido a efeitos não lineares. Neste estudo, utilizamos a função de correlação de dois pontos (2PCF) para estimar a escala BAO no Universo Local, adotando diferentes modelos cosmológicos para reduzir incertezas sistemáticas.

Nossos resultados reforçam a robustez da técnica e destacam a necessidade de refinamento contínuo para minimizar vieses. A evolução das análises, incluindo reconstrução do sinal BAO e novas abordagens estatísticas, pode aprimorar sua aplicação na cosmologia de precisão.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao revisor do artigo original pelos comentários e sugestões, aos quais incrementaram significativamente a qualidade do manuscrito. Felipe Avila agradece ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e à Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro, FAPERJ - Processo SEI 260003/014913/2023, pelos seus suportes financeiros. Rafael C. Nunes agradece ao suporte financeiro do CNPq acerca do suporte financeiro parcial sob o projeto No. 304306/2022-3 e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS) pelo suporte financeiro parcial sob o projeto No. 23/2551-0000848-3. Armando Bernui agradece ao CNPq.

Sobre os autores

Hanna Lima (hanna.lima@ufrgs.br) é mestranda no Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS) e graduada em Física com ênfase em Astrofísica pela UFRGS (2024). Possui experiência na área de Astronomia, com ênfase em Cosmologia. Tem interesse na área da Cosmologia voltado aos estudos de Estrutura em Grande Escala (LSS) e discussões éticas no campo da Física e Astronomia.

Rafael da Costa Nunes (rafadcunes@gmail.com) é professor Adjunto no Instituto de Física da UFRGS e docente permanente no Programa de Pós-Graduação em Física da mesma instituição. Também é docente colaborador no Programa de Pós-Graduação em Astrofísica do INPE. Membro filiado da Academia Brasileira de Ciências. Suas áreas de atuação incluem Cosmologia, Análise de Parâmetros Cosmológicos, Anomalias e Tensões Observacionais em Dados Astrofísicos e Cosmológicos, Matéria Escura, Energia Escura, Testes e Extensões da Teoria da Relatividade Geral. Tem também interesse em tópicos gerais relacionados à Análise de Dados.

Felipe Avila (fsavila2@gmail.com) possui Licenciatura em Física pela Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro (2015), mestrado em Astronomia pelo Observatório Nacional (2018)

e doutorado pelo Observatório Nacional (2022). Tem experiência na área de Astronomia, com ênfase em Cosmologia Observacional, atuando principalmente no seguinte tema: estrutura em grande escala do universo (Escala de Homogeneidade, Função de Crescimento, Oscilações Acústicas de Bárions).

Edilson Carvalho (dilsofilho@hotmail.com) possui graduação em Licenciatura em Física pela Universidade Federal do Amazonas (2011), mestrado em Física pela Universidade Federal do Amazonas (2013) e doutorado em Astronomia pelo Observatório Nacional (2019). Atualmente é professor da Universidade do Estado do Amazonas. Tem experiência na área de Física, com ênfase em Física, atuando principalmente nos seguintes temas: Cosmologia, estrutura em grande escala, oscilações acústicas de bárions e é líder do Grupo de Pesquisa Rede De Investigação em Matemática e Aplicações no Alto Solimões (RIMASOL). Coordena o Laboratório de Matemática Pura, Aplicada e Computacional - LAMATCOM.

Armando Bernui (bernui@on.br) possui graduação em Física - Universidad Nacional de Ingeniería (1981), mestrado em Física-Matemática - Scuola Internazionale Di Studi Superiori Avanzati (1985) e doutorado em Física-Matemática - Scuola Internazionale di Studi Superiori Avanzati (1990). Pesquisador Titular do Observatório Nacional (MCTI), tem experiência nas áreas de Física-Matemática e Cosmologia, com ênfase na Cosmologia Observacional, estudando principalmente os seguintes temas: a estrutura em grande escala do universo (Oscilações Acústicas de Bárions; Princípio Cosmológico; estrutura do Universo Local); e a Radiação Cósmica de Fundo e suas propriedades fundamentais, tais como sua distribuição angular (isotropia estatística) e suas propriedades estatísticas (Gaussianidade). Formador de AstroCientistas e Pesquisadores em Cosmologia.

Referências

- [1] P. J. E. Peebles e J. T. Yu, *Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe*, **162**, 815 (1970).

- [2] R. A. Sunyaev e Y. B. Zeldovich, *Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation*, **7**(1), 3 (1970).
- [3] D. J. Eisenstein e et al., *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*, **633**(2), 560 (2005). [ArXiv:astro-ph/0501171](#).
- [4] S. Cole e et al., *The 2dF Galaxy Redshift Survey: power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications*, **362**(2), 505 (2005). [ArXiv:astro-ph/0501174](#).
- [5] S. Alam e et al., *Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory*, **103**(8), 083533 (2021). [ArXiv:2007.08991](#).
- [6] F. Beutler e et al., *The 6dF Galaxy Survey: baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant*, **416**(4), 3017 (2011). [ArXiv:1106.3366](#).
- [7] C. Blake e et al., *The WiggleZ Dark Energy Survey: mapping the distance-redshift relation with baryon acoustic oscillations*, **418**(3), 1707 (2011). [ArXiv:1108.2635](#).
- [8] M. Crocce e R. Scoccimarro, *Nonlinear evolution of baryon acoustic oscillations*, *Physical Review D* **77**(2) (2008).
- [9] E. de Carvalho et al., *BAO angular scale at $z_{eff} = 0.11$ with the SDSS blue galaxies*, **649**, A20 (2021). [ArXiv:2103.14121](#).
- [10] S. D. Landy e A. S. Szalay, *Bias and Variance of Angular Correlation Functions*, **412**, 64 (1993).
- [11] M. Jarvis, G. Bernstein e B. Jain, *The skewness of the aperture mass statistic*, **352**(1), 338 (2004). [ArXiv:astro-ph/0307393](#).
- [12] M. Visser, *Cosmography: Cosmology without the Einstein equations*, *General Relativity and Gravitation* **37**(9), 1541 (2005).
- [13] E.-K. Li, M. Du e L. Xu, *General cosmography model with spatial curvature*, **491**(4), 4960 (2020). [ArXiv:1903.11433](#).
- [14] J. Liu et al., *Revisiting cosmography via Gaussian process*, *European Physical Journal C* **83**(5), 374 (2023).
- [15] E. e. a. Sánchez, *Tracing the sound horizon scale with photometric redshift surveys*, **411**(1), 277 (2011). [ArXiv:1006.3226](#).
- [16] P. Carter e et al., *Low redshift baryon acoustic oscillation measurement from the reconstructed 6-degree field galaxy survey*, **481**(2), 2371 (2018). [ArXiv:1803.01746](#).

Buracos negros regulares e dinâmica térmica de campos

Jhonny A. A. Ruiz¹ e Alesandro Ferreira²

¹Universidade Federal de Juiz de Fora

²Universidade Federal de Mato Grosso

Resumo

Trabalho apresentado no evento As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, realizado entre os dias 31 de março e 4 de abril de 2025.

Abstract

Work presented at 'The Astro-scientists: III Brazilian Meeting of Girls and Women in Astrophysics, Cosmology, and Gravitation,' held between March 31 and April 4, 2025.

Palavras-chave: buracos negros, teoria quântica de campos, temperatura.

Keywords: black holes, quantum field theory, temperature.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53379](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53379)

1 Campo escalar massivo

A expressão geral para o tensor energia-momento dessa teoria de campo escalar não minimal é dada por

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} g^{\kappa\lambda} \partial_\kappa \phi \partial_\lambda \phi + \left[\xi \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \square - \nabla_\mu \nabla_\nu \right) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} m^2 \right] \phi^2, \quad (1)$$

supondo que a função de acoplamento não mínimo $f(\phi)$ seja dada por $f(\phi) = \frac{1}{2} \xi \phi^2$ onde ξ é o parâmetro conforme [1].

Para evitar divergências do produto de operadores de campo no mesmo ponto do espaço-tempo, esse tensor é escrito em diferentes pontos do espaço-tempo como

$$T_{\mu\nu}(x) = \lim_{x' \rightarrow x} \tau \left\{ \partial_\mu \phi(x) \partial'_\nu \phi(x') - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \partial^\kappa \phi(x) \partial'_\kappa \phi(x') + \left[\xi \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \square - \nabla_\mu \nabla_\nu \right) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} m^2 \right] \phi(x) \phi(x') \right\}, \quad (2)$$

onde τ é o operador de ordenamento temporal.¹

¹Aqui estamos usando a notação abreviada $x^\mu \equiv x = (x^0, \vec{x})$

Assim, o tensor energia-momento torna-se

$$T_{\mu\nu}(x) = \lim_{x' \rightarrow x} \left\{ \Gamma_{\mu\nu} \tau(\phi(x) \phi(x')) - I_{\mu\nu} \delta(x - x') \right\}, \quad (3)$$

onde

$$\Gamma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \partial^\kappa \partial'_\kappa - \partial_\mu \partial'_\nu + \xi \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \square - \nabla_\mu \nabla_\nu \right) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} m^2 \quad (4)$$

e

$$I_{\mu\nu} = -\frac{i}{2} g_{\mu\nu} n_0^\kappa n_{0\kappa} + i n_{0\mu} n_{0\nu}. \quad (5)$$

Para quantificar os efeitos térmicos e de tamanho, precisamos calcular o valor esperado no vácuo do tensor energia-momento. Este é dado por

$$\langle T_{\mu\nu}(x) \rangle = \langle 0 | T_{\mu\nu}(x) | 0 \rangle = \lim_{x' \rightarrow x} \left[i \Gamma_{\mu\nu} G_0(x - x') - I_{\mu\nu} \delta(x - x') \right], \quad (6)$$

onde

$$i G_0(x - x') = \langle 0 | \tau(\phi(x) \phi(x')) | 0 \rangle, \quad (7)$$

é o propagador do campo escalar massivo, que pode ser escrito como

$$G_0(x - x') = -\frac{i m}{4\pi^2} \frac{K_1\left(m\sqrt{-(x - x')^2}\right)}{\sqrt{-(x - x')^2}} \quad (8)$$

no espaço de coordenadas x . Aqui K_ν é a função de Bessel modificada, a qual pode ser escrita como

$$K_\nu(x) = i^{-\nu} J_\nu(ix) = e^{-\nu\pi/2} J_\nu(xe^{i\pi/2}) \quad (9)$$

onde J_ν são definidas como as funções de Bessel do primeiro tipo [2]. Nosso foco é investigar Buracos Negros Regulares (BNR) dentro desta teoria. Um BNR pode ser visto como uma solução das equações de campo de Einstein com simetria esférica, cujo elemento de linha pode ser expressado como segue

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (10)$$

onde $f(r)$ é uma função geral de r que pode ser escrita na forma

$$f(r) = 1 - \frac{2Mr^{p-1}}{[r^q + r_0^q]^{p/q}}. \quad (11)$$

Aqui M é a massa do BNR, q e p são parâmetros inteiros e r_0 pode ser vista como a carga magnética ou o comprimento de Hubble do BNR, para uma escolha adequada de p e q , tais como nos casos das soluções de Bardeen ($p = 3$, $q = 2$) e Hayward ($p = q = 3$), respectivamente [3, 4]. A principal quantidade que precisamos determinar é $\Gamma_{\mu\nu}$, conforme definido na Eq. (4). Ela assume a forma

$$\Gamma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\partial^\kappa\partial'_\kappa - \partial_\mu\partial'_\nu + \xi(g_{\mu\nu}\square - \nabla_\mu\nabla_\nu) + \frac{1}{2}g_{\mu\nu}m^2 \quad (12)$$

2 Dinâmica térmica de campo

Nesta seção, é brevemente apresentada uma teoria quântica e térmica conhecida como formalismo TFD. Para uma revisão desse formalismo, ver as referência [5]. Esse formalismo considera o valor esperado no vácuo de um operador arbitrário como equivalente à média estatística. Para isso, deve-se propor um novo estado fundamental, denominado vácuo térmico. Assim, o valor médio de um operador arbitrário $\mathcal{O}$ em um vácuo térmico é definido como

$$\mathcal{O} = \langle 0(\beta) | \mathcal{O} | 0(\beta) \rangle \quad (13)$$

onde $\beta = 1/(k_B T)$, com k_B sendo a constante de Boltzmann e T a temperatura. Essa construção requer dois ingredientes: (i) o espaço de Fock dobrado $\mathcal{S}_T$ dado pelo produto tensorial

$$\mathcal{S}_T = \mathcal{S} \otimes \tilde{\mathcal{S}}, \quad (14)$$

onde $\mathcal{S}$ é o espaço de Fock padrão e $\tilde{\mathcal{S}}$ é o espaço dual (til). (ii) A transformação de Bogoliubov, que envolve uma rotação entre $\mathcal{S}$ e $\tilde{\mathcal{S}}$ com D parâmetros, um para cada dimensão na forma $\alpha = (\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_{D-1})$ onde α é o parâmetro de compactificação

Outra característica do formalismo TFD é a introdução de um parâmetro de compactificação no propagador da teoria. Aqui, introduzimos esse parâmetro no propagador do campo escalar [6], começando com a expressão

$$\begin{aligned} G_0^{AB}(x - x'; \alpha) &= i \langle 0(\alpha) | \tau [\phi^A(x) \phi^B(x')] | 0(\alpha) \rangle \\ &= i \int \frac{d^4x}{(2\pi)^4} e^{-ik(x-x')} G_0^{AB}(k; \alpha) \end{aligned} \quad (15)$$

onde

$$G_0^{AB}(k; \alpha) = \mathcal{B}^{-1}(\alpha) G_0^{AB}(k) \mathcal{B}(\alpha), \quad (16)$$

com

$$G_0^{AB}(k) = \begin{pmatrix} G_0(k) & 0 \\ 0 & \eta G_0^*(k) \end{pmatrix} \quad (17)$$

e $G_0(k)$ é o propagador do campo escalar definido previamente². Seu componente físico é dado pelo componente $A = B = 1$, de modo que

$$G_0^{AB}(k; \alpha) = G_0(k) + \eta v^2(k; \alpha) [G_0^*(k) - G_0(k)], \quad (18)$$

onde $v^2(k; \alpha)$ é a transformação de Bogoliubov generalizada. Nesse contexto, vamos reescrever o valor esperado no vácuo do tensor energia-momento, dado na Eq. (6), usando a notação no espaço duplicado. Assim,

$$\begin{aligned} \langle T_{\mu\nu}^{(AB)}(x; \alpha) \rangle &= \lim_{x' \rightarrow x} \left[i \Gamma_{\mu\nu} G_0^{(ab)}(x - x'; \alpha) - \right. \\ &\quad \left. I_{\mu\nu} \delta(x - x') \delta^{AB} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

onde δ^{AB} é o delta de Kronecker. Para obter um tensor energia-momento físico que leve a quantidades finitas, é necessário um procedimento de

²Aqui A, B=1,2 representam o espaço duplicado e $G_0^*(k)$ é o complexo conjugado de $G_0(k)$.

renormalização. Aqui, aplica-se a prescrição de Casimir. O tensor energia-momento finito resultante é dado por

$$\mathcal{T}_{\mu\nu(ab)}(x; \alpha) = \langle T_{\mu\nu(ab)}(x; \alpha) \rangle - \langle T_{\mu\nu(ab)}(x) \rangle. \quad (20)$$

Com esse procedimento, obtemos uma quantidade física mensurável, explicitamente

$$\mathcal{T}_{\mu\nu(ab)}(x; \alpha) = i \lim_{x' \rightarrow x} \left\{ \Gamma_{\mu\nu}(x, x') \bar{G}_0^{(ab)}(x - x'; \alpha) \right\}, \quad (21)$$

onde

$$\bar{G}_0^{(ab)}(x - x'; \alpha) = G_0^{(ab)}(x - x'; \alpha) - G_0^{(ab)}(x - x'). \quad (22)$$

3 Resultados e conclusões

Consideramos aqui um campo escalar massivo acoplado de forma não mínima à gravidade. Utilizando a estrutura topológica do formalismo TFD, investigamos efeitos térmicos e de tamanho, considerando um BNR como fundo gravitacional. Adicionalmente, calculamos a lei de Stefan-Boltzmann e o efeito Casimir para o campo escalar massivo em um espaço-tempo curvo. Nossos resultados mostram que essas quantidades exibem comportamentos distintos quando diferentes BNRs são considerados. Comparamos também os resultados para BNRs com aqueles obtidos para o buraco negro de Schwarzschild. Embora os resultados para o buraco negro de Schwarzschild e para o BNR de Hayward apresentem singularidades, os resultados para o buraco negro de Bardeen são sempre finitos (Figura 1). Para as pressões de Casimir, quando os espaço-tempos de Schwarzschild e Hayward são considerados, há uma transição de força atrativa para repulsiva. Além disso, para um r menor do que o horizonte de eventos, a força é repulsiva e infinitamente grande. Para o buraco negro de Bardeen, a força é sempre atrativa e finita. Tanto para a pressão de Casimir quanto para a energia, no regime $r \geq 0$, as soluções de BNR consideradas apresentam pequenas diferenças e, para grandes raios, as três soluções tendem ao mesmo valor negativo (Figura 2). Comparados com a solução de Reissner-Nordstrom (RN) para um buraco negro carregado, nossos resultados sugerem que apenas valores próximos às cargas extremas de cada solução podem reproduzir

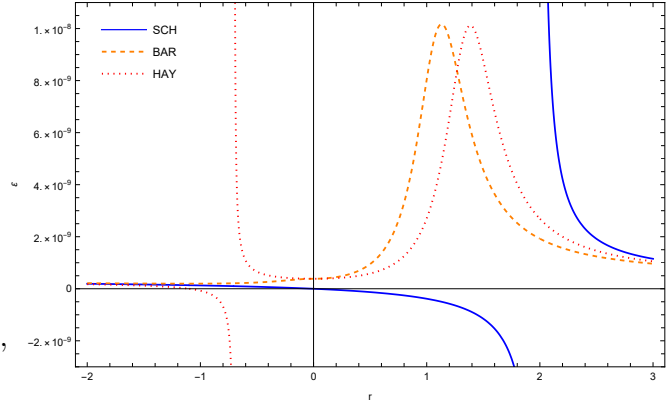


Figura 1: Comparação entre a energia ($\mathcal{E}$) e o raio (r) para diferentes fundos gravitacionais: buraco negro de Schwarzschild (linha contínua), RBH de Bardeen (tracejada) e RBH de Hayward (pontilhada). Aqui, usamos $\mathcal{E} = E \times 10^{-9}$, $M = T = 1$, $\xi = 1/6$ e $r_{0B} = 0,8$, $r_{0H} = 1,1$, de acordo com [7]. Note o comportamento singular para as energias de Schwarzschild e Hayward em $r = 2M$ e $r = -r_{0H}$, respectivamente.

o comportamento correspondente no caso RN (Figura 3).

Agradecimentos

Este trabalho de A. F. S. é parcialmente apoiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), projeto nº 312406/2023-1. J. A. A. Ruiz agradece à UTEC e à UFJF pelo apoio durante o desenvolvimento desta pesquisa.

Sobre os autores

Jhonny A. A. Ruiz (jaar@cosmo-ufes.org) é especialista na área de gravitação e cosmologia, atuando principalmente em aplicações da teoria quântica de campos em cosmologia primordial. Atualmente trabalha como professor de física no ensino médio.

Alesandro F. Santos (alesandro@fisica.ufmt.br) é especialista na área de gravitação e teoria quântica dos campos. É professor do instituto de física da UFMT e pesquisador bolsista nível 2 do CNPq.

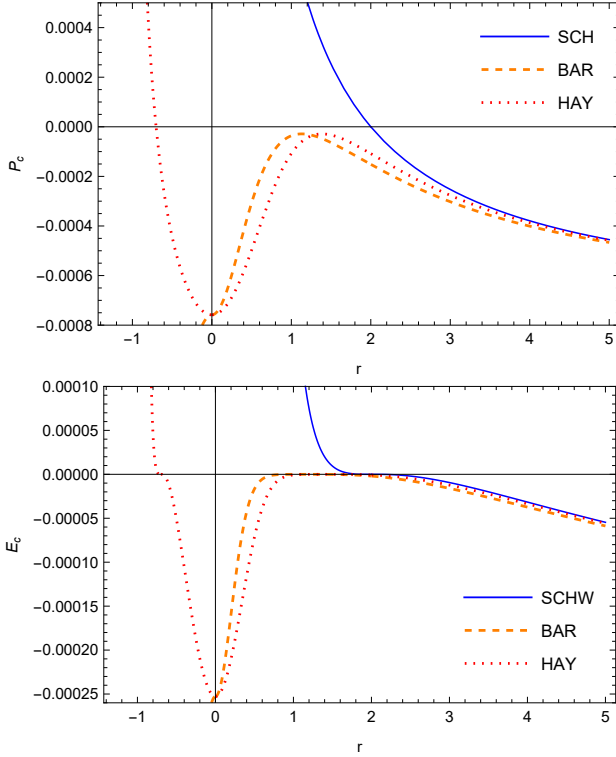


Figura 2: Pressão de Casimir (P_C) (acima) e energia de Casimir E_C (abaixo) em função do raio (r) para diferentes fundos: buraco negro de Schwarzschild (linha contínua), buraco negro regular de Bardeen (linha tracejada) e buraco negro regular de Hayward (linha pontilhada). Aqui usamos $\mathcal{P} = P_{BH}\hbar c$, onde $P_{BH} = P_{CS}, P_{CB}, P_{CH}$. Além disso, assume-se que $M = 1$, $b = 10^{-6}$ [8, 9], $\xi = 1/6$ e $r_{0B} = 0,8$, $r_{0H} = 1,1$, de acordo com [7].

Referências

- [1] S. Capozziello e M. De Laurentis, *Extended theories of gravity*, Physics Reports **509**(4-5), 167 (2011).
- [2] I. Gradshteyn et al., *Tables integrals series and products [table of integrals series and products](in Russian)* (BHV (BHV-Petersburg), 2011), 1182.
- [3] J. Bardeen, *Non-singular general relativistic gravitational collapse*, in *Proceedings of the 5th International Conference on Gravitation and the Theory of Relativity* (1968), 87.
- [4] A. Hayward Sean, *Formation and evaporation of regular black holes*, Phys. Rev. Lett **96**, 031103 (2006).
- [5] H. Umezawa e H. Umezawa, *Advanced field theory: Micro, macro, and thermal physics* (Springer, 1995).

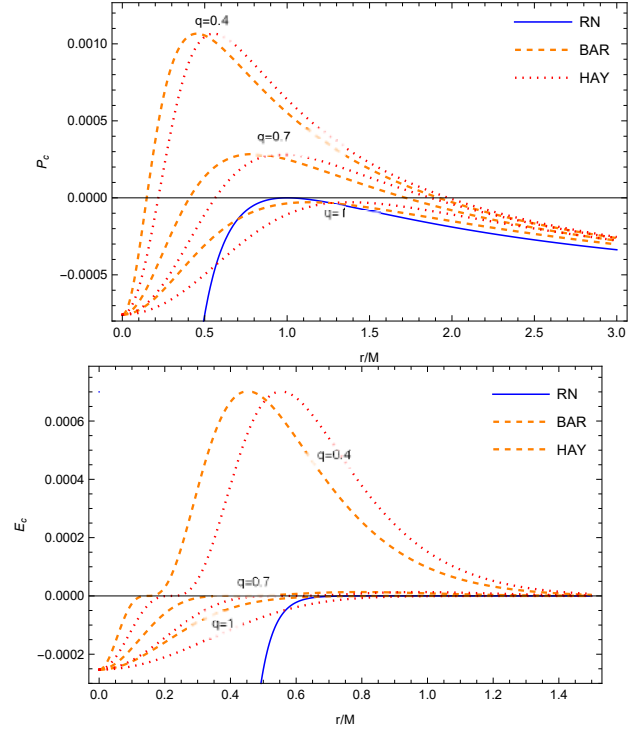


Figura 3: Pressões de Casimir (P_C) (acima) e energias de Casimir E_C (abaixo) em função da razão (r/M) para o buraco negro regular de Bardeen (linha tracejada), o buraco negro regular de Hayward (linha pontilhada) e para diferentes valores do parâmetro q . Note que, para cada valor de q , temos duas curvas correspondentes às soluções de Bardeen e de Hayward. A curva azul (contínua) em ambos os gráficos representa a pressão de Casimir e a energia de Casimir para o caso de referência RN.

- [6] A. E. Santana et al., *Thermal lie groups, classical mechanics, and thermofield dynamics*, annals of physics **249**(2), 481 (1996).
- [7] Vagnozzi et al., *Horizon-scale tests of gravity theories and fundamental physics from the Event Horizon Telescope image of Sagittarius A*, Classical and Quantum Gravity **40**(16), 165007 (2023).
- [8] V. M. Mostepanenko, *New Experimental Results on the Casimir*, Brazilian Journal of Physics **30**(02), 309 (2000).
- [9] G. L. Klimchitskaya e V. M. Mostepanenko, *Experiment and theory in the Casimir effect*, Contemp.Phys. **47**, 131 (2006).

Mapeando Populações Estelares em Seyfert 2: A Influência do AGN

Lais Nery Marinho e Rogério Riffel

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Resumo

Investigamos as populações estelares circumnucleares de 12 galáxias Seyfert 2 selecionadas do *Swift*-BAT AGN Spectroscopic Survey com base na luminosidade em raios-X duros (14–195 keV). Utilizamos dados de espectroscopia de campo integral do MUSE/VLT e síntese espectral para caracterizar, de forma espacialmente resolvida, as propriedades estelares nas regiões centrais das galáxias. Os resultados preliminares indicam evidências de rejuvenescimento estelar central, com contribuições significativas de populações jovens e de idade intermediária, além de gradientes radiais de metalicidade. Identificamos correlações moderadas entre propriedades estelares e indicadores de atividade do AGN, sugerindo que tanto o gás reciclado por estrelas evoluídas quanto o gás associado à formação estelar recente podem contribuir para o abastecimento do buraco negro supermassivo. Devido ao caráter exploratório da amostra, estes resultados devem ser interpretados como preliminares.

Abstract

We investigate the circumnuclear stellar populations of 12 Seyfert 2 galaxies selected from the *Swift*-BAT AGN Spectroscopic Survey based on their ultra-hard X-ray luminosity (14–195 keV). Using MUSE/VLT integral field spectroscopy and spectral synthesis, we spatially characterize the stellar populations in the central regions of the galaxies. Preliminary results indicate signatures of central stellar rejuvenation, with significant contributions from young and intermediate-age populations and the presence of radial metallicity gradients. Moderate correlations between stellar properties and AGN activity indicators suggest that both gas recycled by evolved stars and gas associated with recent star formation may contribute to supermassive black hole fueling. Given the exploratory nature of the sample, these results should be regarded as preliminary.

Palavras-chave: astrofísica, galáxias ativas, formação estelar.

Keywords: astrophysics, active galaxies, star formation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53380](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53380)

1 Introdução

Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs) estão entre os fenômenos mais energéticos do Universo e desempenham um papel central na evolução das galáxias hospedeiras. A emissão radiativa e os processos mecânicos associados à atividade nuclear podem modificar significativamente o meio interestelar circundante, influenciando a formação estelar de forma tanto supressiva quanto estimulante.

Estudos recentes baseados em espectroscopia de campo integral têm mostrado que o impacto dos AGNs sobre suas galáxias é complexo e dependente da escala espacial e da luminosidade nuclear [1]. Em particular, análises resolvidas das populações estelares indicam, em alguns casos, a

presença de formação estelar recente nas regiões circumnucleares de galáxias ativas [2, 3]. Essa coexistência sugere uma ligação entre os reservatórios de gás, a formação estelar e o abastecimento do buraco negro supermassivo, potencialmente auxiliado pelo gás reciclado da evolução estelar [4, 5].

Neste trabalho, apresentamos resultados preliminares de um estudo em andamento sobre as populações estelares nas regiões centrais de galáxias Seyfert 2. À época da apresentação no evento, a análise estava restrita às regiões mais internas de uma amostra de 12 galáxias, de modo que os resultados aqui discutidos devem ser interpretados como exploratórios. A expansão subsequente do estudo abrangerá escalas de até 5 kpc, permitindo

consolidar os cenários aqui propostos e caracterizar melhor os mecanismos de evolução galáctica em diferentes estruturas.

2 Amostra

A amostra analisada nesta fase é composta por 12 galáxias Seyfert 2 selecionadas do *Swift*-BAT AGN Spectroscopic Survey (BASS) [6], abrangendo o intervalo de redshift $0.0038 < z < 0.0118$. A seleção foi baseada na luminosidade em raios-X duros (14–195 keV), um traçador robusto da atividade intrínseca do AGN.

A seleção em raios-X duros apresenta vantagens importantes, como menor sensibilidade a efeitos de obscurecimento por poeira, redução da contaminação por emissão não nuclear e a capacidade de rastrear diretamente o poder do motor central, oferecendo uma visão menos enviesada da atividade do AGN. Essas características tornam a amostra BASS particularmente adequada para estudos da interação entre AGNs e seus ambientes galácticos.

Utilizamos dados públicos obtidos com o instrumento MUSE, instalado no Very Large Telescope (VLT). O MUSE combina alta resolução espacial ($0.2''/\text{pixel}$), ampla cobertura espectral (4650–9300 Å) e espectroscopia de campo integral, permitindo a análise espacialmente resolvida das propriedades estelares nas regiões circumnucleares das galáxias da amostra.

3 Análise das Populações Estelares

A caracterização das populações estelares foi realizada por meio de técnicas de síntese espectral, nas quais os espectros observados são decompostos em combinações lineares de populações estelares simples (SSPs), cada uma representando estrelas formadas em um único episódio, com idade e metalicidade bem definidas. Essa abordagem possibilita a reconstrução do histórico de formação estelar e o mapeamento das propriedades das populações estelares ao longo da galáxia.

Os ajustes espectrais foram realizados utilizando o código `starlight` [7], adotando SSPs da base MILES [8], construídas com trilhas evolutivas de Padova. O modelo considera os efei-

tos de extinção por poeira, a cinemática estelar e a contribuição de um contínuo não estelar associado à emissão do disco de acreção do AGN ($F_\lambda \propto \lambda^{-0.5}$) [9]. O modelo ajustado pode ser descrito por:

$$M_\lambda = \sum_{j=1}^{N_*} x_j \gamma_{j,\lambda} 10^{-0.4A_V} \otimes G(v_*, \sigma_*), \quad (1)$$

onde x_j representa a fração de luz associada a cada SSP, $\gamma_{j,\lambda}$ corresponde aos espectros base, A_V indica a extinção visual, e $G(v_*, \sigma_*)$ é o perfil cinemático estelar, modelado por uma função Gaussiana parametrizada pela velocidade de desvio (v_*) e pela dispersão de velocidade estelar (σ_*).

A análise foi estendida aos dados tridimensionais por meio do pipeline `Urutau`¹ [2], permitindo a construção de mapas bidimensionais e perfis radiais das propriedades estelares ao longo das regiões centrais das galáxias.

4 Resultados Preliminares

A análise das propriedades estelares das 12 galáxias Seyfert 2 da amostra revelou padrões sistemáticos na distribuição espacial das populações. Ao examinarmos os mapas médios e os perfis radiais (Figuras 1 e 2), observamos um comportamento distinto entre as diferentes componentes estelares.

As componentes estelares foram agrupadas por faixas de idade (t): *xyy* ($t \leq 10$ Myr), *xyo* ($10 < t \leq 56$ Myr), *xiy* ($56 < t \leq 500$ Myr), *xii* ($500 < t \leq 800$ Myr), *xio* ($0.8 < t \leq 2$ Gyr) e *xo* ($t > 2$ Gyr). O termo *FC* representa a contribuição percentual do contínuo não estelar ($F_\lambda \propto \lambda^{-0.5}$).

Como evidenciado na Figura 2, as populações estelares jovens ($t \leq 56$ Myr) e o *FC* dominam as regiões nucleares. Os perfis radiais indicam que essas componentes atingem seus valores máximos no centro, com contribuições em fluxo da ordem de $\sim 25\%$ para as estrelas jovens e $\sim 15\%$ para o *FC*, decaindo progressivamente para valores em torno de $\sim 10\%$ e $\sim 7\%$, respectivamente, nas regiões externas ($r \sim 1$ kpc). Este comportamento sugere uma possível conexão espacial entre a atividade nuclear e a formação estelar recente.

¹<https://github.com/ndmallmann/urutau>

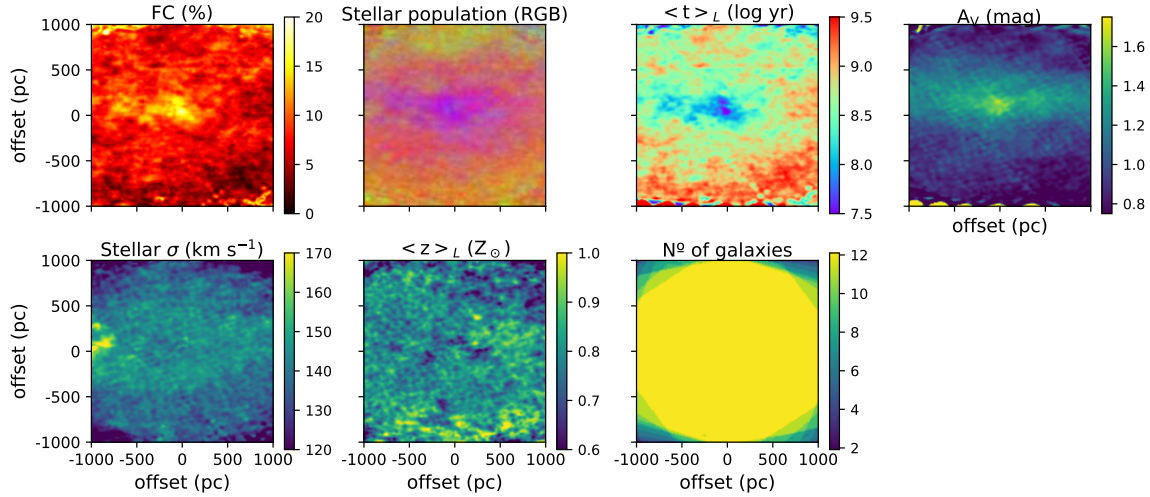


Figura 1: Propriedades estelares médias da amostra. (Linha 1) FC ; RGB de populações (azul = jovens, verde = intermediárias, vermelho = velhas); idade média (log); extinção. (Linha 2) Dispersão de velocidades (σ); metalicidade média; número de galáxias por região.

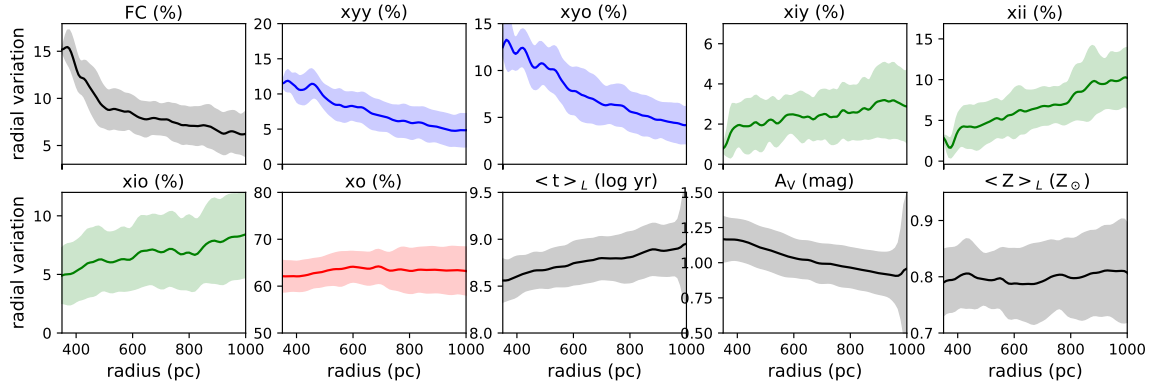


Figura 2: Perfis radiais (média $\pm$ desvio padrão) até 1 kpc. As componentes estelares foram agrupadas por faixas de idade (t): xyy ($t \leq 10$ Myr), xyo ($10 < t \leq 56$ Myr), xiy ($56 < t \leq 500$ Myr), xii ($500 < t \leq 800$ Myr), xio ($0.8 < t \leq 2$ Gyr) e xo ($t > 2$ Gyr). O termo FC representa a contribuição percentual do contínuo não estelar ($F_\lambda \propto \lambda^{-0.5}$).

Em contraste, a metalicidade estelar média ponderada em luminosidade ($\langle Z \rangle_L$) exibe um gradiente positivo suave. Observa-se um aumento do centro em direção às regiões periféricas. Este padrão inverso pode ser indicativo de processos de entrada de gás primordial ou menos enriquecido, que diluem a metalicidade nas regiões centrais, embora análises adicionais sejam necessárias para confirmar esse cenário.

A Figura 3 apresenta a matriz de correlação de Pearson para as propriedades analisadas. Destacamos duas correlações relevantes no contexto de alimentação e feedback, considerando as limitações estatísticas desta amostra preliminar:

- Observamos uma correlação moderada ($r = 0.44$) entre a luminosidade de raios-X obser-

vada ($L_{X,obs}$) e a massa retornada por estrelas evoluídas, sugerindo que o gás reciclado por populações estelares antigas pode contribuir para o reservatório de material disponível para a acreção do buraco negro supermassivo (SMBH).

- Uma correlação mais forte ($r = 0.56$) é encontrada entre a fração de FC e a fração de estrelas jovens, reforçando a associação espacial observada entre a emissão associada ao AGN e regiões de formação estelar recente.

Nesta fase exploratória da análise, e considerando o tamanho reduzido da amostra, não detectamos dependências estatisticamente significativas entre a distribuição das idades estelares e a

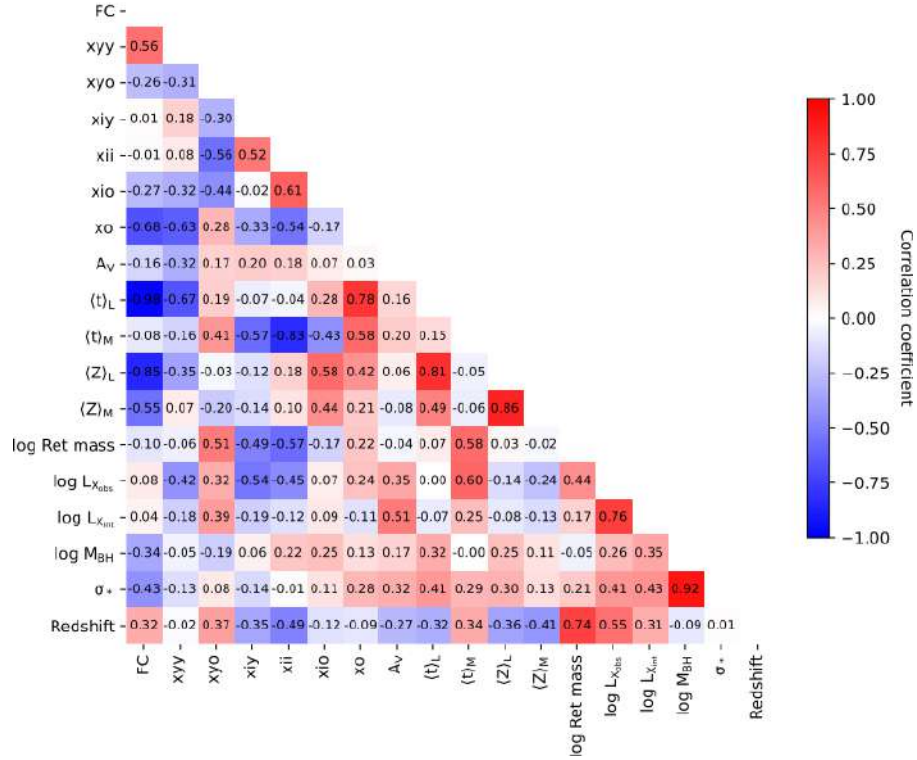


Figura 3: Matriz de correlação de Pearson entre propriedades estelares, calculadas como médias dentro de um raio de 350 pc.

luminosidade intrínseca do AGN.

5 Discussão e Conclusões

Apresentamos os resultados iniciais do mapeamento das populações estelares em galáxias Seyfert 2 selecionadas por emissão em raios-X duros (*Swift*-BAT), utilizando dados de espectroscopia de campo integral do MUSE e técnicas de síntese espectral. Os resultados apontam para um cenário no qual as regiões centrais dessas galáxias apresentam evidências de rejuvenescimento estelar, caracterizado pela presença significativa de populações jovens e de idade intermediária. A detecção dessas populações implica que episódios recentes de formação estelar ocorreram no ambiente circumnuclear, indicando a disponibilidade de gás frio nessas regiões. Esse mesmo reservatório gasoso pode, em princípio, contribuir para o abastecimento do buraco negro supermassivo.

Além disso, a presença de populações estelares intermediárias e velhas fornece uma fonte contínua de massa retornada ao meio interestelar por meio da evolução estelar. Esse gás reciclado pode

atuar como um componente adicional do reservatório disponível para a acreção nuclear [10]. Nesse contexto, a coexistência espacial entre o AGN e populações estelares jovens sugere que processos de formação estelar recente e alimentação do núcleo ativo podem ocorrer de forma concomitante, possivelmente regulados pela disponibilidade de gás nas regiões centrais [11].

A predominância de populações estelares jovens e de idade intermediária nas regiões nucleares é consistente com um cenário emergente na literatura recente, em concordância com estudos prévios realizados tanto no óptico quanto no infravermelho [2, 5, 11]. No entanto, a natureza preliminar desta amostra piloto, composta por apenas 12 objetos, requer cautela na generalização dos resultados.

Uma análise mais abrangente, com uma amostra significativamente maior, foi conduzida posteriormente e permitirá investigar de forma mais robusta a influência da luminosidade do AGN sobre as populações estelares circumnucleares. Esses resultados serão apresentados em um trabalho futuro.

Sobre os autores

Lais Nery Marinho (lais.marinho@ufrgs.br) é doutoranda e mestra em Física pela UFRGS, e bacharel em Astrofísica pela UFS. Desenvolve pesquisa focada em populações estelares e feedback em AGNs, utilizando espectroscopia de campo integral (IFU) no óptico.

Rogério Riffel (riffel@ufrgs.br) é Professor Associado da UFRGS e membro afiliado da ABC. Atua em Astronomia Extragaláctica, investigando galáxias de núcleo ativo, processos físicos no gás ionizado, evolução de galáxias, espectroscopia no infravermelho próximo, distribuição espectral de energia e populações estelares.

Referências

- [1] L. Burtscher et al., *LLAMA: Stellar populations in the nuclei of ultra-hard X-ray-selected AGN and matched inactive galaxies*, *Astronomy and Astrophysics* **654**, A132 (2021). [ArXiv:2105.05309](#).
- [2] N. D. Mallmann et al., *The first 62 AGN observed with SDSS-IV MaNGA - II. Resolved stellar populations*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **478**(4), 5491 (2018). [ArXiv:1805.08655](#).
- [3] R. Riffel et al., *Gemini NIFS survey of feeding and feedback processes in nearby active galaxies - VI. Stellar populations*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **512**(3), 3906 (2022). [ArXiv:2203.07484](#).
- [4] R. I. Davies et al., *A Close Look at Star Formation around Active Galactic Nuclei*, *The Astrophysical Journal* **671**(2), 1388 (2007). [ArXiv:0704.1374](#).
- [5] R. Riffel et al., *Mapping the stellar population and gas excitation of MaNGA galaxies with MEGACUBES. Results for AGN versus control sample*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **524**(4), 5640 (2023). [ArXiv:2307.11474](#).
- [6] M. Koss et al., *BAT AGN Spectroscopic Survey. I. Spectral Measurements, Derived Quantities, and AGN Demographics*, *The Astrophysical Journal* **850**(1), 74 (2017). [ArXiv:1707.08123](#).
- [7] R. Cid Fernandes et al., *Semi-empirical analysis of Sloan Digital Sky Survey galaxies - I. Spectral synthesis method*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **358**(2), 363 (2005). [ArXiv:astro-ph/0412481](#).
- [8] A. Vazdekis et al., *Evolutionary stellar population synthesis with MILES - I. The base models and a new line index system*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **404**(4), 1639 (2010). [ArXiv:1004.4439](#).
- [9] R. Riffel et al., *Probing the near-infrared stellar population of Seyfert galaxies*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **400**(1), 273 (2009). [ArXiv:0907.4144](#).
- [10] E. Choi et al., *The Origins of Gas Accreted by Supermassive Black Holes: The Importance of Recycled Gas*, *The Astrophysical Journal* **964**(1), 54 (2024). [ArXiv:2312.08449](#).
- [11] R. Riffel et al., *Observational constraints on the stellar recycled gas in active galactic nuclei feeding*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **531**(1), 554 (2024). [ArXiv:2405.00634](#).

Cordas negras e nuvens de cordas imersas em quintessência anisotrópica: soluções para partículas escalares e implicações

M. L. Deglmann 

Universidade Federal de Santa Catarina

Resumo

Neste trabalho, mostramos que as soluções radiais da equação de Klein-Gordon num espaço-tempo AdS composto de uma corda negra, cercada tanto por uma distribuição de matéria análoga a uma nuvem de cordas quanto por um fluido anisotrópico de quintessência, apresentam a ocorrência das chamadas *fases escuras*, que são induzidas pela presença do fluido quintessencial. Estas *fases escuras* são possíveis observáveis quânticos para partículas de spin-0 próximas do horizonte de eventos da corda negra.

Abstract

In this work, we show that the radial solutions of the Klein-Gordon equation in an AdS spacetime composed of a black string, surrounded by both a matter distribution analogous to a string cloud and an anisotropic quintessence fluid, exhibit the occurrence of so-called *dark phases*, which are induced by the presence of the quintessential fluid. These *dark phases* are possible quantum observables for spin-0 particles located near the black string's event horizon.

Palavras-chave: Energia Escura, Quintessência, Partícula Escalar, Equações de Heun.

Keywords: Dark Energy, Quintessence, Scalar Particle, Heun Equations.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53381](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53381)

1 Introdução

Desde o final dos anos 1990, nossa compreensão sobre a dinâmica de expansão do Universo sofreu alterações significativas, pois dados provenientes de supernovas do tipo Ia (SN Ia) mostraram uma taxa de expansão cósmica acelerada [1, 2], incompatível com o caráter atrativo da interação gravitacional. Com o objetivo de explicar estes dados observacionais, postulou-se a existência de uma nova componente do Universo: a *Energia Escura*, cuja existência é corroborada também por observações independentes provenientes da idade das estrelas mais antigas, da radiação cósmica de fundo (CMB), da oscilação acústica de bárions (BAO) e de simulações da estrutura em larga escala (LSS) [3–5]. No entanto, ainda que saibamos de sua existência, a natureza fundamental da energia escura permanece desconhecida.

Na tentativa de descrever corretamente a natureza e mecanismos desta nova componente do Universo muitos candidatos foram considerados, incluindo a tradicional constante cosmológica (Λ)

de Einstein, os modelos de matéria modificada e os de gravitação modificada [5].

Neste resumo, baseado no artigo [6], investigamos um modelo de matéria modificada, a saber, um fluido de quintessência, originalmente proposto por Kiselev [7] para um espaço-tempo com simetria esférica e posteriormente adaptado por Ali et al. [8] para o caso de simetria cilíndrica, que é descrito diretamente por um tensor de energia-momento (com componentes $T_{\mu\nu}$) diagonal. Este fluido possui uma densidade de energia ρ_q positiva, enquanto suas componentes espaciais não-nulas (T_{ii} , sem soma implícita) estão associadas à pressões negativas. Quanto ao último quesito, podemos ter casos onde a pressão ao longo de uma ou mais coordenadas é diferente das demais, o que caracteriza um fluido anisotrópico, onde, por exemplo, a pressão radial é diferente da tangencial. Em quaisquer casos, exigimos que o parâmetro de estado ω_q da quintessência satisfaça a relação

$$\omega_q = \frac{P}{\rho_q},$$

tendo seus valores restritos ao intervalo de interesse $-1 < \omega_q < -1/3$ [3, 5].

Na presente pesquisa, portanto, investigamos um espaço-tempo composto por uma *black string* (corda negra¹) cercada tanto por uma distribuição de matéria análoga a uma nuvem de cordas² quanto por um fluido anisotrópico de quintessência. Nesse sentido, estendemos a configuração proposta por Ali e colaboradores [8] ao adicionarmos a distribuição de matéria semelhante às nuvens de cordas. Contudo, ao contrário desta referência [8], que explora a equação de estado do fluido de quintessência, a termodinâmica das *black strings* e o cenário de uma *black string* em rotação, em nossa análise investigamos como este candidato a energia escura influencia os sistemas quânticos ao seu redor, bem como se tal efeito é mensurável. Para isso, analisamos o caso de partículas de spin-0, governadas pela equação de Klein-Gordon (KG), e como estas se comportam neste espaço-tempo.

Ao obtermos e analisarmos essas soluções, comparamos diferentes cenários (com e sem a nuvem de cordas), o fluido de quintessência e a *black string* para obter um entendimento detalhado do sistema em questão. Ressaltamos ainda que a escolha de um modelo com simetria cilíndrica foi motivada pela necessidade de obtermos soluções analíticas para a equação de KG. Afinal, os efeitos quânticos induzidos pela energia escura são extremamente diminutos, fazendo com que apenas soluções analíticas consigam capturar sua sutileza.

2 Configuração do Espaço-Tempo

Consideramos o seguinte ansatz para a métrica de um espaço-tempo AdS, determinada pelo intervalo invariante ds^2 , dado por:

$$ds^2 = A(\rho) c^2 dt^2 - \frac{d\rho^2}{A(\rho)} - \rho^2 d\varphi^2 - \frac{\rho^2}{l^2} dz^2,$$

¹As cordas negras são soluções das equações de Einstein que se assemelham a buracos negros de Schwarzschild, mas exibem simetria cilíndrica em um espaço-tempo anti-de Sitter (AdS) [9, 10].

²Do inglês *cloud of strings*. Originalmente proposta como uma descrição efetiva para um conjunto de cordas cósmicas [11]. Em nosso contexto, as analogias são limitadas e ressaltamos que a contribuição análoga às nuvens atua como uma distribuição de matéria com simetria cilíndrica.

onde $l^2 = -3/\Lambda$ é o chamado *raio AdS*, enquanto que Λ é a constante cosmológica (negativa num espaço-tempo AdS). Com este ansatz, o tensor métrico será dado por $[g_{\mu\nu}] = \text{diag}(A(\rho), -1/A(\rho), -\rho^2, -\rho^2/l^2)$.

Para resolvermos as equações de Einstein,

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu},$$

determinamos – além do tensor de Einstein ($G_{\mu\nu}$) – os tensores de energia-momento associados às fontes, ou seja, o fluido de quintessência e a contribuição de nuvem, que são descritos por:

$$\begin{aligned} T_t^t &= T_\rho^\rho = \rho_q(\rho), \\ T_\varphi^\varphi &= T_z^z = \alpha_q \rho_q(\rho), \end{aligned} \quad (1)$$

e

$$\begin{aligned} T_t^t &= T_\rho^\rho = \frac{a}{\rho^2}, \\ T_\varphi^\varphi &= T_z^z = 0, \end{aligned}$$

respectivamente. O parâmetro de estado auxiliar α_q é definido como

$$\alpha_q = -\frac{1}{2} (3\omega_q + 1),$$

onde ω_q é o parâmetro usual de estado para a energia escura e assume valores no intervalo $(-1, -1/3)$. Segue da definição acima que $\alpha_q \in (0, 1)$. Por outro lado, a constante a é chamada de parâmetro de nuvem e assume apenas valores reais e positivos.

Após a solução das equações de Einstein, mostramos que a função métrica $A(\rho) \in \mathbb{R}$ é determinada por:

$$A(\rho) = \bar{a} + \frac{\rho^2}{l^2} - \frac{\rho_s}{\rho} + N_q \rho^{2\alpha_q}, \quad (2)$$

onde $\bar{a} = \frac{8\pi G}{c^4} \bar{a}$ é o parâmetro de nuvem adimensional (cuja variação estimada vai de 10^{-6} a 10^1), ρ_s é o raio tipo Schwarzschild (normalmente variando de 10^{-3} – 10^{15} m), enquanto N_q é o parâmetro de quintessência e possui dimensão de $m^{-2\alpha_q}$ no Sistema Internacional de Unidades (SI).

Com o resultado para $A(\rho)$ em mãos, utilizamos as equações de Einstein para mostrar que a densidade de energia da quintessência $\rho_q(\rho)$ possui a forma

$$\rho_q = (2\alpha_q + 1) \frac{N_q}{8\pi G/c^4} \rho^{2\alpha_q - 2},$$

dada também em termos de unidades do SI. Por fim, utilizamos as eqs. (1) para mostrar que a pressão radial do fluido quintessencial é dada por $P_\rho = -\rho_q$, enquanto as pressões longitudinal e tangencial são determinadas por $P_\varphi = P_z = -\alpha_q \rho_q$.

2.1 O parâmetro de quintessência

Ao integrarmos a densidade de energia $\rho_q(\rho)$ para um certo raio de Universo observável ($\rho_{\text{obs.}}$), mostramos que o parâmetro N_q pode ser estimado de acordo com a relação

$$N_q = \frac{2G}{c^4} \frac{E_{DE}}{\rho_{\text{obs.}}^{2\alpha_q+1}}, \quad (3)$$

em que E_{DE} denota a quantidade total estimada de energia escura neste Universo, segundo a qual verificamos que a contribuição da quintessência para a métrica do espaço-tempo pode ser significativa de duas formas distintas:

- Primeiramente, no caso de $\alpha_q = 0$ (ou $\alpha_q \rightarrow 0^+$). Neste regime, a contribuição do termo de quintessência ($N_q \rho^{2\alpha_q}$) é máxima, mesmo em distâncias pequenas onde $\rho/\rho_{\text{obs.}} \ll 1$.
- Para os casos em que α_q não está bastante próximo de $\alpha_q = 0$, ou seja, $\alpha_q > 0$. Nestes regimes, a contribuição do termo de quintessência só é significativa para grandes distâncias, quando $\rho/\rho_{\text{obs.}} \approx 1$.

Por clareza, incluímos também uma estimativa numérica de N_q na Figura 1 a seguir.

2.2 Existência de um horizonte de eventos

Devido a ocorrência de um sinal negativo no termo tipo-Schwarzschild em $A(\rho)$, pode-se mostrar que existe um horizonte de eventos, de raio ρ_+ , para os valores de $\alpha_q = 0, 1/2$ e 1. Nestes casos particulares, inclusive, existe uma única solução real para a condição

$$A(\rho_+) = \bar{a} + \frac{\rho_+^2}{l^2} - \frac{\rho_s}{\rho_+} + N_q \rho_+^{2\alpha_q} = 0.$$

Em nosso artigo, obtemos expressões exatas para ρ_+ nestes regimes fixados e mostramos que é uma boa aproximação considerar

$$\begin{aligned} \rho_+ &= \frac{\rho_s}{(\bar{a} + N_q)}, \text{ se } \alpha_q = 0, \\ \rho_+ &= \frac{\rho_s}{\bar{a}}, \text{ se } \alpha_q \geq 1/2, \end{aligned}$$

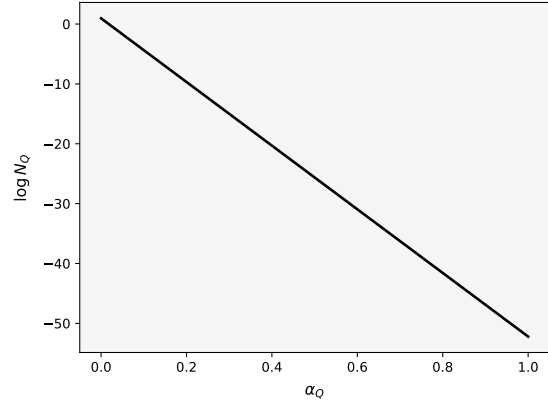


Figura 1: Gráfico logarítmico do parâmetro de quintessência N_q como função de α_q . De acordo com a eq. (3), há uma diminuição exponencial em N_q quando o parâmetro de estado α_q aumenta. Os valores do eixo vertical são calculados assumindo um universo observável com um raio de $\rho_{\text{obs.}} = 3.8 \times 10^{26}$ m, com $E_{DE} = 2 \times 10^{71}$ kg m² s⁻², garantindo que este modelo cilíndrico possua o mesmo volume observável e a mesma quantidade de energia escura que o nosso Universo real.

desde que $\rho_+ \ll l$, que é uma condição plausível do ponto de vista físico já que consideramos $l \sim \rho_{\text{obs.}}$. A título de ilustração, apresentamos um exemplo numérico na Fig. 2.

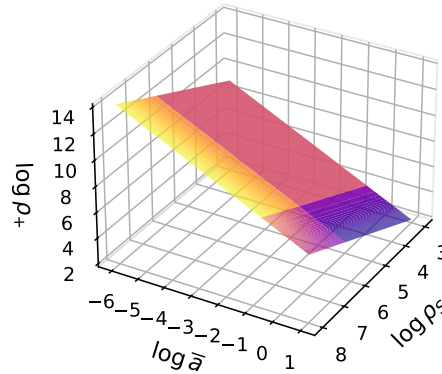


Figura 2: Gráfico logarítmico do raio do horizonte de eventos ρ_+ em função do parâmetro da nuvem $\bar{a}$ e do raio tipo Schwarzschild ρ_s . Consideramos $10^{-6} \leq \bar{a} \leq 10^1$, enquanto $10^3 \text{ m} \leq \rho_s \leq 10^8 \text{ m}$. É evidente, tanto pela imagem quanto pelo resultado anterior (para $\alpha_q \geq 1/2$), que quanto mais intensas forem as nuvens de cordas, menor será o raio do horizonte de eventos.

3 Solução da equação de Klein-Gordon próxima do horizonte de eventos

Agora que conhecemos as propriedades deste espaço-tempo, podemos investigar as soluções da

equação de Klein-Gordon para uma partícula escalar presente neste meio. Desta forma, podemos extrair informações destas soluções e, sob certos limites, interpretá-la como uma função de onda. Para isso, relembramos que, num espaço-tempo curvo arbitrário, associado ao tensor métrico de componentes $g_{\mu\nu}$, a equação de Klein-Gordon é dada por

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (g^{\mu\nu} \sqrt{-g} \partial_\nu \phi) + \frac{m_\phi^2 c^2}{\hbar^2} \phi = 0.$$

Utilizando uma separação de variáveis na forma $\phi = T(t) R(\rho) \Phi(\varphi) Z(z)$, pode-se mostrar que a solução geral é da forma:

$$\phi = \exp(-iEt/\hbar) \exp(in_R \varphi) \exp(ik_z z/l) R(\rho),$$

onde E possui dimensão de energia ($\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$) e – sob certas limitações – pode ser interpretado como a energia da partícula escalar, $n_R \in \mathbb{Z}$ é um número quântico de rotação (adimensional), enquanto k_z está relacionado com o momento linear ao longo do eixo z e também é adimensional.

Por sua vez, a função $R(\rho)$ satisfaz a equação diferencial ordinária (EDO) a seguir:

$$\partial_\rho^2 R(\rho) + \chi(\rho) \partial_\rho R(\rho) + \tau(\rho) R(\rho) = 0,$$

onde

$$\chi(\rho) = \frac{1}{A(\rho)} \partial_\rho A + \frac{2}{\rho},$$

$$\tau(\rho) = \frac{1}{A(\rho)} \left(\frac{\epsilon^2}{A(\rho)} - \frac{\kappa^2}{\rho^2} - \bar{m}_\phi^2 \right).$$

A expressão para $A(\rho)$, tanto em $\chi(\rho)$ quanto em $\tau(\rho)$, segue diretamente do resultado (2). Por outro lado, os parâmetros ϵ , κ , e $\bar{m}_\phi$ que ocorrem em $\tau(\rho)$ são definidos como

$$\epsilon = \frac{E}{\hbar c}, \quad \kappa^2 = n_R^2 + k_z^2, \quad \bar{m}_\phi = \frac{m_\phi c}{\hbar}.$$

No caso de uma solução na vizinhança do horizonte de eventos, quando $x = \rho/\rho_+$ satisfaz $x \rightarrow 1^+$, mostramos como resultado geral que

$$R_{NH}(x) = c_1 \exp \left[\frac{\beta}{2} (x-1) + \frac{\gamma}{2} \ln(x-1) \right] + c_2 \exp \left[\frac{\beta}{2} (x-1) - \frac{\gamma}{2} \ln(x-1) \right].$$

onde $\beta_+ = \rho_+ (dA/d\rho)|_{\rho_+}$, enquanto o subscrito NH denota que estas soluções são válidas próximas do horizonte de eventos.

Já no caso particular em que $\alpha_q = 1$, por exemplo, esta solução radial pode ser escrita como:

$$R_{NH}^{(1)}(x) = \Phi_+(x) \exp[-i\delta_+^{(1)}(x)] + \Phi_-(x) \exp[-i\delta_-^{(1)}(x)], \quad (4)$$

onde

$$\Phi_\pm(x) = c_\pm \exp \left[\pm i\epsilon \frac{\rho_s}{\bar{a}^2} \ln(x-1) + i \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\kappa^2}{\bar{a}}} (x-1) \right]$$

são funções independentes de N_q , $c_\pm$ são constantes, e

$$\delta_\pm^{(1)}(x) = \left[\pm \frac{2\epsilon\rho_s}{\bar{a}^2} \ln(x-1) + \frac{\kappa^2/\bar{a}}{\sqrt{\kappa^2/\bar{a} - 1/4}} (x-1) \right] \frac{N_{ql} \rho_s^2}{\bar{a}^3}.$$

dependem explicitamente de $N_{ql} = N_q + 1/l^2$.

Portanto, desde que toda a dependência no parâmetro de quintessência N_q esteja contida nessas funções, denominamos tanto $\delta_\pm^{(1)}(x)$ quanto seus análogos para regimes distintos de α_q como *fases escuras*. Desta forma, vemos diretamente que a presença de um fluido de energia escura é capaz de induzir uma fase relativa na solução radial da equação de Klein-Gordon, conforme ilustrado na Figura 3. Interpretando-a como uma função de onda, vemos que estas fases escuras são possíveis observáveis da presença de energia escura neste meio.

4 Conclusão

Neste trabalho, analisamos um espaço-tempo cilindricamente simétrico composto de uma *black string* (corda negra) cercada tanto por uma distribuição de matéria semelhante às nuvens de cordas quanto por um fluido de quintessência (candidato à energia escura).

Neste contexto, examinamos as propriedades do espaço-tempo e determinamos as soluções da equação de Klein-Gordon na vizinhança do horizonte de eventos, de onde mostramos que o fluido

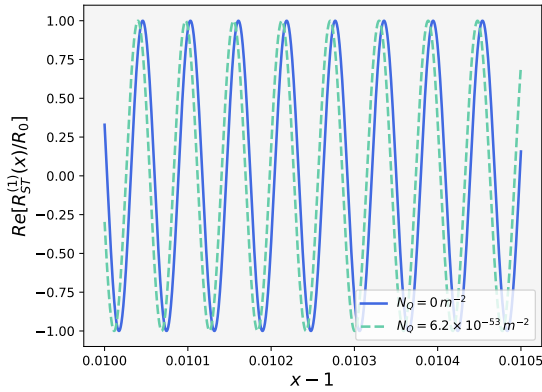


Figura 3: Parte real da função de onda radial $R_{ST}^{(1)}(x)$, dada pela eq. (4) (com $c_+ = 0$ e $c_- = R_0$), como uma função de $x - 1$ (afastamento do horizonte de eventos). A figura representa o cenário padrão (ST) de $\alpha_Q = 1$, ou seja, quando os parâmetros $\bar{\rho}$, ρ_S e N_Q são todos não-nulos. Neste gráfico, consideramos $\kappa = 1$ (de modo que $n_R = 1$ e $k_z = 0$), indicando que a partícula não se move na direção vertical. Os parâmetros restantes são: $\rho_S = 10^{15}$ m, $\bar{a} = 10^{-6}$, $\bar{m}_\phi = 2.23 \times 10^{-25}$ m $^{-1}$ (escolhido para clareza visual) e $\epsilon = 5 \bar{m}_\phi$. As duas curvas ilustram os casos de $N_Q = 0$ m $^{-2}$ (ausência de quintessência) e $N_Q = 10^{-52}$ m $^{-2}$ (presença de quintessência). Ademais, um valor conveniente para $\bar{m}_\phi$ foi usado, pois valores realistas implicariam que a mudança de fase seria perceptível apenas em distâncias extremamente pequenas.

de quintessência induz uma fase relativa – que depende explicitamente do parâmetro N_Q – na solução radial $R_{NH}(x)$, revelando um possível observável que denotamos como *fase escura*. Em trabalhos futuros, estenderemos esses resultados a cenários mais complexos.

Agradecimentos

A autora agradece ao comitê organizador do evento *As Astrocientistas* pela oportunidade de apresentar este trabalho, bem como o Programa de Pós-Graduação em Física (PPGFSC) da UFSC pelo suporte.

Sobre a autora

Maria de Lourdes Deglmann é Doutora em Física, na área de Física Matemática e Teoria de Campos, pela Universidade Federal de Santa Catarina (2025). Atualmente, sua pesquisa é voltada para modelos de Energia Escura e suas implicações quânticas. Também possui experiência

em Soluções Topológicas em Teorias de Yang-Mills-Higgs e Física Matemática. E-mail para contato: m.l.deglmann@posgrad.ufsc.br.

Referências

- [1] A. G. Riess et al., *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant*, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998). [ArXiv:astro-ph/9805201](#).
- [2] S. Perlmutter et al., *Measurements of Ω and Λ from 42 High Redshift Supernovae*, *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999). [ArXiv:astro-ph/9812133](#).
- [3] P. J. Steinhardt, *A quintessential introduction to dark energy*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **361**(1812), 2497 (2003).
- [4] E. J. Copeland, M. Sami e S. Tsujikawa, *Dynamics of Dark Energy*, *International Journal of Modern Physics D* **15**(11), 1753 (2006).
- [5] L. Amendola e S. Tsujikawa, *Dark Energy: Theory and Observations* (Cambridge University Press, 2010).
- [6] M. Deglmann, L. Barbosa e C. Barros, *Black strings and string clouds embedded in anisotropic quintessence: Solutions for scalar particles and implications*, *Annals of Physics* **475**, 169948 (2025).
- [7] V. V. Kiselev, *Quintessence and black holes*, *Classical and Quantum Gravity* **20**(6), 1187 (2003).
- [8] M. S. Ali, F. Ahmed e S. G. Ghosh, *Black string surrounded by a static anisotropic quintessence fluid*, *Annals of Physics* **412**, 168024 (2020).
- [9] J. P. Lemos, *Three dimensional black holes and cylindrical general relativity*, *Physics Letters B* **353**(1), 46 (1995).
- [10] J. P. S. Lemos e V. T. Zanchin, *Rotating charged black strings and three-dimensional black holes*, *Physical Review D* **54**(6), 3840 (1996).

- [11] P. S. Letelier, *Clouds of strings in general relativity*, [Physical Review D](#) **20**(6), 1294 (1979).

Reconstruções Não-Paramétricas da Curvatura Cósmica

M. Lopes-Dias¹, C. Bengaly¹, A. da Cunha², R. Gonçalves² e J. Moraes²

¹ Observatório Nacional

² Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro

Resumo

Trabalho apresentado no evento As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, realizado entre os dias 31 de março e 4 de abril de 2025.

Abstract

Work presented at the event As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, held between March 31 and April 4, 2025.

Palavras-chave: Cosmologia, Princípio Cosmológico, Curvatura Cósmica.

Keywords: Cosmology, Cosmological Principle, Cosmic Curvature.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53381](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53381)

1 Introdução

Desde o final da década de 1990 o modelo cosmológico padrão tem sido representado de forma satisfatória pelo modelo Λ CDM plano. Este modelo propõe que o Universo é dominado por matéria escura fria (responsável pela formação de estruturas cósmicas) e pela constante cosmológica Λ (associada à energia escura, que explica a expansão acelerada do Universo) ([1, 2]). O modelo Λ CDM tem tido sucesso em explicar observações cosmológicas, como a Radiação Cósmica de Fundo (CMB) ([3, 4]), as distâncias de luminosidade das Supernovas do Tipo Ia (SNe) ([5–7]) e as idades diferenciais das galáxias pelo método do Cronômetro Cósmico (CC) ([8]). No entanto, enfrenta problemas teóricos como problemas de ajuste fino e a coincidência cósmica, e observacionais como a tensão de $\sim 5\sigma$ nas medições da Constante de Hubble (H_0) entre observações primordiais e locais.

Diante desses desafios, é crucial testar os fundamentos físicos do modelo padrão atual, a Teoria da Relatividade Geral e o Princípio Cosmológico (que assume homogeneidade e isotropia em grandes escalas), pois qualquer desvio estatisticamente significativo exigiria uma reformulação do nosso entendimento ([9–11]).

O objetivo deste trabalho é realizar um

teste de consistência do Princípio Cosmológico, sendo este, um teste de consistência da métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), e desta forma analisar a curvatura cósmica em função do *redshift*.

2 Metodologia

Performamos dois testes nulos, propostos originalmente em [12], o primeiro para compreender se a curvatura do Universo é constante ao longo do *redshift*, ou seja, se a métrica FLRW é válida, e o segundo para identificar qual o tipo dessa curvatura:

Seguindo [12, 13],

$$\Omega_{k,0} = \frac{E^2(z)D'^2(z) - 1}{D^2(z)}, \quad (1)$$

se $\Omega_{k,0} \neq \text{constante} \Rightarrow \text{FLRW descartado}$.

E seguindo [14],

$$\mathcal{O}_k(z) \equiv E(z)D'(z) - 1, \quad (2)$$

se $\mathcal{O}_k(z) \neq 0 \Rightarrow \text{Universo Plano descartado}$.

$$\Omega_{k,0} \begin{cases} > 0 \text{ (aberto)} \\ = 0 \text{ (plano)} \\ < 0 \text{ (fechado)} \end{cases}, \quad \mathcal{O}_k \begin{cases} > 0 \text{ (aberto)} \\ = 0 \text{ (plano)} \\ < 0 \text{ (fechado)} \end{cases} \quad (3)$$

A distância comóvel, $D(z)$, é definida de forma adimensional a partir da distância de luminosidade ($d_L(z)$), da constante de Hubble (H_0) e da velocidade da luz (c); é definido também o parâmetro de Hubble reduzido, $E(z)$. Ambos são utilizados nas definições dos testes nulos, equações (1) e (2).

$$D(z) = \frac{H_0 d_L(z)}{c(1+z)}, \quad E(z) \equiv \frac{H(z)}{H_0}. \quad (4)$$

Usamos dados observacionais de Supernovas (SN) do Pantheon+ e SH0ES para o cálculo da quantidade de distância de luminosidade ($d_L(z)$), e os Cronômetros Cósmicos (CC) são utilizados para o cálculo do parâmetro de Hubble ($H(z)$).

Além disso, simulamos dados do parâmetro de Hubble, $H(z)$, a partir de medidas de Oscilações Acústicas de Bárions (BAO) que esperamos obter futuramente com levantamentos de *redshift* como o J-PAS ([15]), além de simulações de medidas de distância de luminosidade, $d_L(z)$, a partir de eventos de Ondas Gravitacionais (GW) seguindo as especificações do interferômetro LIGO ([16]).

Todos os testes nulos foram desenvolvidos com o uso do GAPP¹ (*Gaussian Process in Python*), foram reconstruídas as quantidades, $E(z)$, $D(z)$ e $D'(z)$, observadas e simuladas, para então calcularmos $\Omega_{k,0}$ e $\mathcal{O}_k(z)$. Esta é uma abordagem não-paramétrica dos dados, assim não precisamos assumir modelos cosmológicos, evitando o viés proveniente deles nas nossas análises. Nesta pesquisa foram utilizados reconstruções com 1000 pontos para o intervalo de *redshift* $0 < z < 2.5$.

3 Resultados

A partir das performances dos testes nulos discutidos na seção anterior, apresentamos nesta seção os resultados obtidos a partir de dados observacionais e simulados. O foco principal recai sobre a análise das quantidades $\Omega_{k,0}$ e $\mathcal{O}_k(z)$, bem como a reconstrução dos mensuráveis $E(z)$ e $D(z)$.

No caso dos dados observacionais, os resultados indicam que a curvatura cósmica é compatível com um Universo plano, $\Omega_{k,0} = 0$, dentro

de 1σ de nível de confiança. Além disso, o comportamento da quantidade $\mathcal{O}_k(z)$ permanece consistente com um cenário sem curvatura até 2σ , sugerindo compatibilidade com a métrica FLRW ao longo do intervalo de *redshift* analisado, veja primeiro painel da Figura 1.

Para os dados simulados, observamos uma redução significativa nas incertezas associadas tanto a $\Omega_{k,0}$ quanto a $\mathcal{O}_k(z)$, especialmente em altos *redshifts* ($z > 1.0$). Esse resultado evidencia o potencial de futuros levantamentos observacionais em aprimorar as restrições sobre a geometria do espaço-tempo (veja segundo painel da Figura 1). A combinação entre dados observacionais e simulados produz resultados consistentes com aqueles obtidos a partir dos dados simulados isoladamente, reforçando a robustez dos testes nulos aplicados, veja terceiro painel da Figura 1.

Por fim, analisamos as reconstruções das funções $E(z)$ e $D(z)$, obtidas a partir de diferentes sondas cosmológicas (painéis inferiores da Figura 1). Em ambos os casos, os resultados observacionais e simulados apresentam bom acordo entre si, fornecendo suporte adicional às análises de curvatura realizadas nesta seção.

4 Conclusões

Neste trabalho não foram encontradas evidências para um Universo não-plano, assim como não encontramos nenhuma evidência para uma evolução da curvatura cósmica ao longo do *redshift*. No entanto, as incertezas obtidas com os dados observacionais são grandes, especialmente em altos *redshifts* ($z > 1.0$) devido à escassez de dados nesta faixa.

Então, para prevermos o quanto estas incertezas podem ser melhoradas com dados que são plausíveis de serem obtidos na próxima década, realizamos simulações baseadas nas especificações do LIGO e do J-PAS, obtendo incertezas muito melhores em ambos os testes nulos. Este estudo contribuiu para a literatura ao resultar na publicação do artigo [17].

¹<https://github.com/astrobengaly/GaPP>

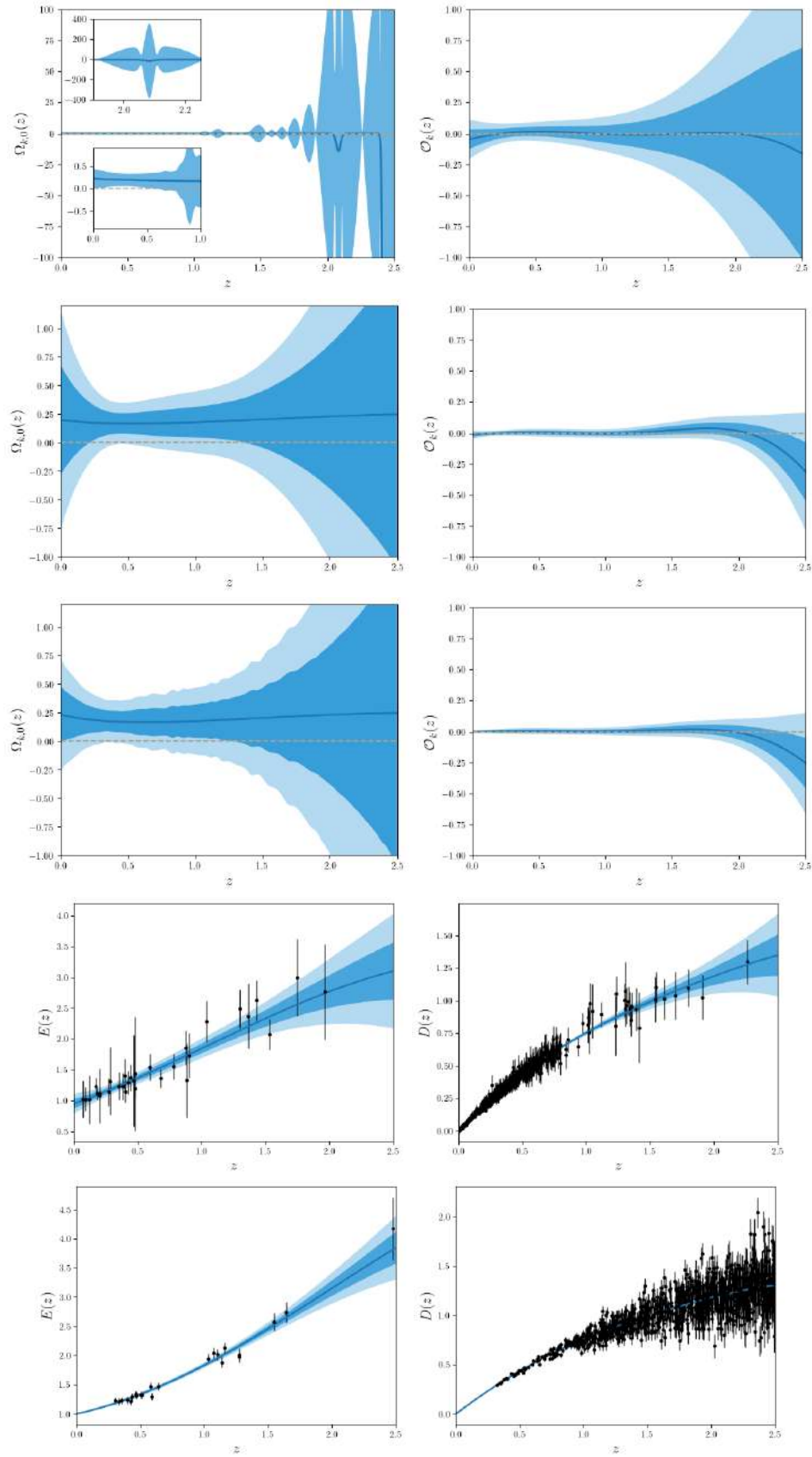


Figura 1: Reconstruções da curvatura cósmica para dados observacionais, simulados e análise conjunta, respectivamente. À esquerda apresenta-se $\Omega_{k,0}$ e à direita o diagnóstico nulo $\mathcal{O}_k(z)$. As figuras inferiores mostram as reconstruções de $E(z)$ e $D(z)$.

Agradecimentos

Agradecemos à CAPES e a FAPERJ pelo apoio financeiro para a realização deste trabalho.

Sobre os autores

M. Lopes-Dias (marianadias@on.br), C. Bengaly, A. da Cunha, R. Gonçalves e J. Morais são especialistas na área de Cosmologia realizando pesquisa sobre temas como o Princípio Cosmológico, escala de homogeneidade do Universo, parâmetros cosmográficos e ondas gravitacionais.

Referências

- [1] A. G. Riess et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, **116**(3), 1009 (1998). [ArXiv:astro-ph/9805201](#).
- [2] S. Perlmutter et al., *Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae*, *Astrophys. J.* **517**(2), 565 (1999). [ArXiv:astro-ph/9812133](#).
- [3] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, *Astron. Astrophys.* **641**, A1 (2020). [ArXiv:1807.06205](#).
- [4] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [5] D. Brout et al., *The Pantheon+ Analysis: Cosmological Constraints*, *Astrophys. J.* **938**, 110 (2022).
- [6] D. Rubin et al., *Union Through UNITY: Cosmology with 2,000 SNe Using a Unified Bayesian Framework*, *Astrophys. J.* **986**(2), 231 (2025). [ArXiv:2311.12098](#).
- [7] T. M. C. Abbott et al., *The Dark Energy Survey: Cosmology Results with ~ 1500 New High-redshift Type Ia Supernovae Using the Full 5 yr Data Set*, *Astrophys. J. Lett.* **973**(1), L14 (2024). [ArXiv:2401.02929](#).
- [8] M. Moresco et al., *Unveiling the Universe with emerging cosmological probes*, *Living Rev. Rel.* **25**(1), 6 (2022). [ArXiv:2201.07241](#).
- [9] C. Clarkson e R. Maartens, *Inhomogeneity and the foundations of concordance cosmology*, *Class. Quant. Grav.* **27**, 124008 (2010). [ArXiv:1005.2165](#).
- [10] R. Maartens, *Is the Universe homogeneous?*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **369**, 5115 (2011). [ArXiv:1104.1300](#).
- [11] C. Clarkson, *Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy*, *Comptes Rendus Physique* **13**, 682 (2012). [ArXiv:1204.5505](#).
- [12] C. Clarkson, B. Bassett e T. H.-C. Lu, *A general test of the Copernican Principle*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 011301 (2008). [ArXiv:0712.3457](#).
- [13] C. Clarkson, M. Cortes e B. A. Bassett, *Dynamical Dark Energy or Simply Cosmic Curvature?*, *JCAP* **08**, 011 (2007). [ArXiv:astro-ph/0702670](#).
- [14] R.-G. Cai, Z.-K. Guo e T. Yang, *Null test of the cosmic curvature using $H(z)$ and supernovae data*, *Phys. Rev. D* **93**(4), 043517 (2016). [ArXiv:1509.06283](#).
- [15] N. Benitez et al., *J-PAS: The Javalambre-Physics of the Accelerated Universe Astrophysical Survey* (2014). [ArXiv:1403.5237](#).
- [16] R. Abbott et al., *GWTC-2.1: Deep extended catalog of compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the first half of the third observing run*, *Phys. Rev. D* **109**(2), 022001 (2024). [ArXiv:2108.01045](#).
- [17] M. L. S. Dias et al., *Non-parametric reconstructions of cosmic curvature: current constraints and forecasts* (2024). [ArXiv:2411.19252](#).

O Processo de Investigação de Trânsitos Planetários em Curvas de Luz Fotométricas do TESS

Mariana S. Bittencourt^{1,2}, Clécio R. Bom² e Stela Ishitani Silva^{3,4}

¹Universidade Federal Fluminense

²Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

³NASA Goddard Space Flight Center

⁴California Institute of Technology

Resumo

Na astronomia exoplanetária, o método de trânsito, baseado na análise de variações no brilho estelar devido a passagem do planeta em frente à estrela hospedeira e registradas em curvas de luz, constitui uma das principais técnicas de detecção de planetas fora do Sistema Solar, responsável pela maioria das descobertas atuais. Neste trabalho, usamos dados obtidos pelo *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)* e estudamos o uso de uma metodologia para o processamento, detecção e validação de sinais de trânsito em dados fotométricos do *TESS*, envolvendo a adaptação de códigos, a implementação de *pipelines* de análise e a verificação de candidatos com base em critérios astrofísicos, tendo em vista a identificação de novos exoplanetas.

Abstract

In exoplanetary astronomy, the transit method, based on the analysis of variations in stellar brightness due to the passage of the planet in front of its host star and recorded in light curves, is one of the main techniques for detecting planets outside the Solar System, responsible for most of the current discoveries. In this work, we use data obtained by the *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)* and study the use of a methodology for the processing, detection, and validation of transit signals in *TESS* photometric data, involving the adaptation of codes, the implementation of analysis *pipelines*, and the verification of candidates based on astrophysical criteria, with a view to identifying new exoplanets.

Palavras-chave: astrofísica, exoplanetas, trânsito planetário.

Keywords: astrophysics, exoplanets, planetary transit.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53384](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53384)

1 Introdução

Desde 1999, quando foi observado o primeiro trânsito de um planeta fora do sistema solar [1,2], mais de 4 mil planetas já foram confirmadamente descobertos através do método de trânsito planetário [3]. Este importante método baseia-se na detecção da diminuição do brilho observado de uma estrela, causada pela passagem de um planeta entre o observador e a estrela hospedeira, momento em que parte do disco estelar é encoberto. Essa variação é captada por meio de observações fotométricas, que expressam a intensidade do brilho estelar em função do tempo nas chamadas curvas de luz (Figura 1). A partir das informações extraídas do trânsito, é possível de-

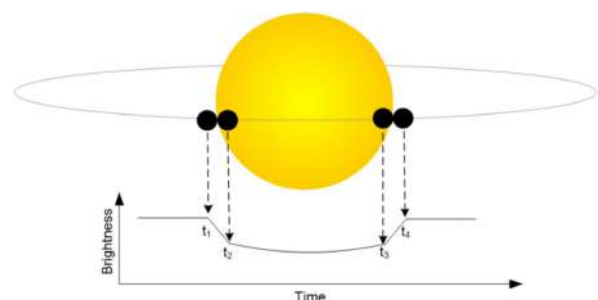


Figura 1: Representação de um trânsito planetário e seu efeito no brilho observado da estrela. Fonte: [4]

terminar propriedades do planeta em trânsito, como seu raio, a órbita planetária e o período orbital.

Esta diminuição do brilho observado da estrela

corresponde a variações inferiores a 1% do fluxo observado [5] e, por isso, sua detecção requer instrumentos de alta precisão observacional, capazes de assegurar que a razão sinal-ruído não comprometa a identificação do evento. Por isso, com os avanços tecnológicos das últimas décadas, diversos satélites foram projetados e lançados com o objetivo específico de identificar novos candidatos a exoplaneta. Dentre esses, destaca-se o *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (*TESS*) [6], que permanece em operação e cujos dados são utilizados neste trabalho.

Assim, este estudo dedica-se à análise das curvas de luz obtidas pelo instrumento *TESS*, com o objetivo de estruturar uma metodologia para a investigação de possíveis candidatos a exoplaneta. Nesse contexto, através de *pipelines* para o processamento, detecção e validação de sinais de trânsito, buscamos examinar as características dos possíveis trânsitos, avaliando sua consistência com uma origem planetária e excluindo falsos positivos.

2 Metodologia

A análise desenvolvida neste trabalho utiliza as curvas de luz obtidas a partir das chamadas *Full-Frame Images* (FFI) observadas pelo *TESS*. Essas imagens são processadas pela *pipeline Science Processing Operations Center* (SPOC) [7], responsável pela calibração das imagens e extração das curvas de luz por meio da análise dos pixels associados a cada fonte observada.

Em uma primeira etapa para seleção de prováveis candidatos, uma rede neural é aplicada para identificação de possíveis trânsitos planetários nas curvas de luz. Para cada curva analisada, o modelo atribui um valor que indica o quão compatível ela é com a presença de assinaturas de trânsitos planetários, sendo selecionados para análise posterior os candidatos com maiores valores atribuídos pelo modelo. Esta etapa utiliza a inferência obtida pelo modelo de Rede Neural Convolucional já treinado e descrito em [8].

Partindo, então, para a análise dos casos mais prováveis, utilizamos *softwares* de uso consolidado na pesquisa em exoplanetas para identificar, examinar e caracterizar sinais nas curvas de luz. Utilizamos o *Discovery and Vetting of Exo-*

planets (DAVE) [9] e o *Lightcurve Analysis Tool for Transiting Exoplanet* (LATTE) [10] para esta tarefa. Estes reúnem informações catalogadas das estrelas observadas, bem como dados relativos à observação.

Por fim, são avaliados caso a caso parâmetros como periodicidade e modulação das curvas de luz, variações do centroide e diferenças de profundidade entre trânsitos pares e ímpares. Tais análises são necessárias para a identificação de possíveis falsos positivos, como binárias eclipsantes, erros sistemáticos e potencial contaminação nas curvas de luz.

A Figura 2 apresenta um exemplo das etapas de validação aplicadas a um caso classificado como falso positivo. Nesse cenário, verifica-se que outras estrelas contribuem para a formação da curva de luz atribuída à estrela-alvo, indicando que os aparentes eventos de trânsito observados na Figura 2 (a) provavelmente não possuem origem planetária, mas estão associados à presença de possíveis binárias eclipsantes.

3 Resultados e Conclusão

Assim, o trabalho aqui apresentado sintetiza os fundamentos da etapa inicial deste projeto como um todo, marcada pelo processo de adaptação e refinamento dos códigos, bem como pela familiarização com os dados por meio da análise e reprodução de resultados já consolidados na literatura.

A partir desse desenvolvimento metodológico, o projeto avança para a análise de possíveis trânsitos planetários em novos dados do *TESS*, tomando como ponto de partida uma lista de potenciais candidatos ainda não explorados. Como desdobramento, foi identificado um novo candidato a exoplaneta nas curvas de luz da estrela de TIC 31824957¹. À época da apresentação no evento, o objeto encontrava-se em fase final de verificação e validação para submissão e divulgação à comunidade científica, sendo posteriormente apresentado em [11].

Agradecimentos

Os autores utilizaram os servidores Sci-Mind desenvolvidos pelo Laboratório de IA do CBPF e

¹Número no *Tess Input Catalog*

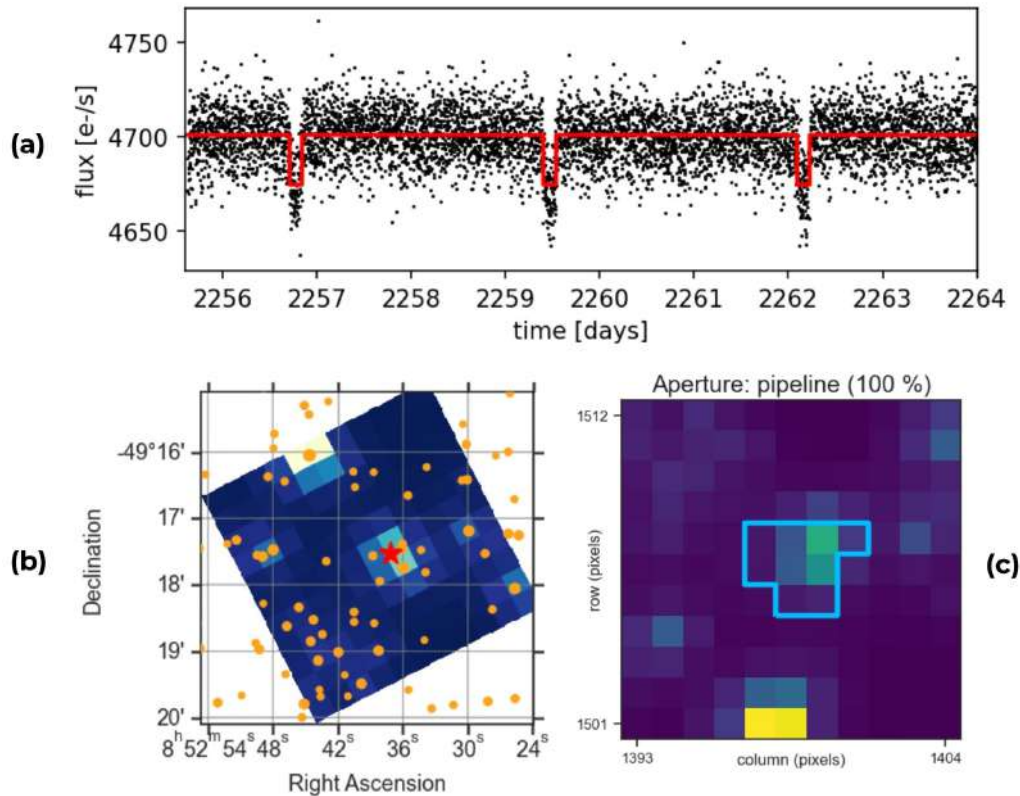


Figura 2: (a) Gráfico da curva de luz, com fluxo (em $e^{-} s^{-1}$) em função do dia em Data Juliana Baricêntrica do TESS, com possíveis trânsitos planetários; (b) gráfico que representa o campo de imagem observado (orientado para o norte), com as estrelas mais próximas em amarelo e a estrela alvo em vermelho; em (c) a linha azul demarca a região de pixels sendo levada em consideração para a formação da curva de luz. Imagens geradas com uso do DAVE e LATTE.

agradecem a Paulo Russano e Marcelo Portes de Albuquerque pelo apoio à infraestrutura. Mariana S. Bittencourt agradece a FAPERJ pela bolsa de Iniciação Científica da (E26/210.330/2022). A pesquisa de Stela Ishitani Silva foi realizada durante uma nomeação para o NASA Postdoctoral Program no Centro de Voo Espacial Goddard da NASA, administrado pela Oak Ridge Associated Universities sob contrato com a NASA. Clécio R. Bom agradece o apoio financeiro do CNPq (316072/2021-4), da FAPERJ (bolsas 201.456/2022 e 210.330/2022) e do contrato FI-NEP 01.22.0505.00 (ref. 1891/22).

Sobre os autores

Mariana S. Bittencourt (msbittencourt@id.uff.br) graduou-se bacharel em Física na Universidade Federal Fluminense (UFF) em 2025 e, atualmente, cursa o Mestrado em Física no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

(CBPF). Na data do evento, atuava como Bolsista de Iniciação Científica pela FAPERJ no CBPF no projeto aqui apresentado, vinculada ao Laboratório de Inteligência Artificial Aplicada (LAB-IA - CBPF).

Dr. Clécio R. Bom é Professor e Tecnologista no CBPF, onde lidera e é coordenador científico do LAB-IA - CBPF.

Dra. Stela Ishitani Silva é *Staff Scientist* no IPAC, no Instituto de Tecnologia da Califórnia (Caltech). Até o início de 2026, foi contemplada com a *NASA Postdoctoral Fellowship*, atuando no NASA Goddard Space Flight Center. Atualmente, integra a equipe responsável pelo *Microensing Science Operations System* no Roman Science Support Center e o time de infraestrutura do *Roman Galactic Exoplanet Survey*, ambos em suporte ao Telescópio Espacial Roman.

Referências

- [1] D. Charbonneau et al., *Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star*, The Astrophysical Journal **529**(1), L45 (1999).
- [2] G. W. Henry et al., *A transiting “51 Peg-like” planet*, The Astrophysical Journal **529**(1), L41 (1999).
- [3] NASA Exoplanet Science Institute, *NASA Exoplanet Archive: Exoplanet and Candidate Statistics*, https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts_detail.html (2025). Acesso em: 05-08-2025.
- [4] British Astronomical Association, *Exoplanet Transit Imaging and analysis Process*, https://britastro.org/section_information_/exoplanets-section-overview/exoplanet-transit-imaging-and-analysis-process. Acesso em: 27-02-2025.
- [5] J. N. Winn, *Transits and Occultations* (2014). Disponível em <https://arxiv.org/abs/1001.2010>, ArXiv:1001.2010.
- [6] G. Ricker et al., *The transiting exoplanet survey satellite*, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016*, editado por H. MacEwen, G. Fazio e M. Lystrup (SPIE, United States, 2016), Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Publisher Copyright: © 2016 SPIE.; Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave ; Conference date: 26-06-2016 Through 01-07-2016.
- [7] SPIE, *The TESS science processing operations center*, in *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy IV* (SPIE, 2016), vol. 9913, 1232–1251.
- [8] G. Olmschenk et al., *Identifying Planetary Transit Candidates in TESS Full-frame Image Light Curves via Convolutional Neural Networks*, The Astronomical Journal **161**(6), 273 (2021).
- [9] V. B. Kostov et al., *Discovery and Vetting of Exoplanets. I. Benchmarking K2 Vetting Tools*, The Astronomical Journal **157**(3), 124 (2019).
- [10] N. L. Eisner, C. J. Lintott e S. Aigrain, *LATTE: Lightcurve Analysis Tool for Transiting Exoplanets*, Journal of Open Source Software **5**(49), 2101 (2020).
- [11] M. S. Bittencourt et al., *TIC 318249571.01: A New Hot-Jupiter Transiting Planet Candidate from TESS Data*, [Research Notes of the AAS](#) **9**(12), 345 (2025).

Considerações sobre o impacto de experimentos e simulações computacionais com ondas gravitacionais no avanço da física: o contexto do LIGO

Pamella Aline de Almeida e Nadja Simão Magalhães

Universidade Federal de São Paulo

Resumo

A detecção direta das ondas gravitacionais representa uma das mais importantes conquistas da física contemporânea, abrindo uma nova janela de observação do Universo. Este trabalho apresenta um relato de experiência sobre o impacto científico dos experimentos com ondas gravitacionais no que tange à prática experimental adquirida em atividades relacionadas ao Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) durante intercâmbio científico na Universidade da Califórnia, Riverside (UCR), bem como à prática de simulações computacionais associadas ao projeto de mestrado de uma das autoras. São apresentadas atividades experimentais envolvendo protocolos de limpeza padrão LIGO, montagem e selamento de câmara de vácuo para testes preliminares, estudos em configurações de espelhos esféricos e análise de materiais. As autoras corroboram, com a vivência experimentada, que a integração entre prática experimental e simulação computacional é essencial para a compreensão de limitações instrumentais, mitigação de fontes de ruído e aprimoramento de dispositivos aplicados à detecção de ondas gravitacionais.

Abstract

The direct detection of gravitational waves represents one of the most important achievements of contemporary physics, opening a new window for observing the Universe. This work presents a report of a personal experience related to the scientific impact of gravitational-wave experiments regarding the experimental practice acquired through activities related to the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) during a scientific exchange at the University of California, Riverside (UCR). As well, the computational simulation practice associated with the master's research project of one of the authors is presented. Various experimental activities are described, like those involving standard LIGO cleaning protocols, the assembly and sealing of a vacuum chamber for preliminary tests, studies on heat absorption using spherical mirror configurations, and materials analysis. Based on the experience acquired, the authors reflect that matching experimental practice and computational simulation is valuable to help understand instrumental limitations, mitigating noise sources, and improving devices applied to gravitational-wave detection.

Palavras-chave: Relato de experiência, Ondas gravitacionais, LIGO.

Keywords: Experience report, Gravitational Waves, LIGO.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53385](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53385)

1 Introdução

As ondas gravitacionais foram previstas teoricamente por Albert Einstein em 1915, no contexto da Teoria da Relatividade Geral, como perturbações do espaço-tempo geradas por sistemas astrofísicos acelerados [1]. Devido às amplitudes extremamente pequenas desses sinais ao atingirem a Terra, sua detecção direta permaneceu um desafio experimental por décadas, exigindo avanços significativos em ciência dos materiais, inter-

ferometria a laser, controle ambiental, engenharia de precisão e técnicas de análise de dados.

Esse cenário foi alterado em 2015, quando houve o anúncio da primeira detecção direta realizada pelo *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO), associada ao evento GW150914 [2], confirmando uma previsão fundamental da Relatividade Geral. Esse resultado marcou o início da astronomia de ondas gravitacionais e de uma nova forma de investigação

de fenômenos astrofísicos extremos, como a fusão de sistemas binários compactos. Desde então, a colaboração internacional LIGO–Virgo–KAGRA (LVK) tem promovido melhorias contínuas nos detectores, ampliando a sensibilidade e a confiabilidade das observações [3] [4]. A Fig. 1 apresenta a rede de observatórios que compõem a colaboração LVK, e a operação conjunta desses detectores contribui para a melhor localização das fontes astrofísicas e para a validação dos sinais de ondas gravitacionais observados.



Figura 1: Representação esquemática das instalações da colaboração internacional envolvendo os detectores LIGO e Virgo e KAGRA. Na parte superior, da esquerda para a direita, estão os detectores LIGO Hanford e KAGRA; na parte inferior, da esquerda para a direita, Virgo e LIGO Livingston. A operação coordenada desses observatórios amplia a sensibilidade e a capacidade de localização de eventos de ondas gravitacionais.

Fonte: Adaptado de LIGO/Caltech. [4]

Nesse contexto, a formação de pesquisadores com experiência prática em ambientes experimentais e domínio de ferramentas computacionais torna-se fundamental. Este trabalho apresenta uma abordagem, associada ao detector LIGO, que integra atividades experimentais e simulações computacionais no contexto de um projeto de mestrado focado em otimização de espelhos.

2 Metodologia

O detector LIGO é complexo, consistindo de conjuntos de equipamentos que desempenham funções essenciais para o sucesso do experimento. É normal que cada conjunto seja desenvolvido e testado em laboratórios ao redor do mundo antes

de serem montados em definitivo no ambiente do LIGO.

Um desses laboratórios se localiza na Universidade da Califórnia, campus de Riverside (UCR), sob responsabilidade do Dr. Jonathan Richardson. [5]

Atividades experimentais foram desenvolvidas durante intercâmbio científico da autora Pamella A. de Almeida (PAA) no laboratório do Dr. Richardson. Entre as principais tarefas realizadas destaca-se o desenvolvimento e a aplicação de protocolos de limpeza alinhados aos padrões do LIGO, fundamentais para a minimização de contaminações em componentes ópticos e mecânicos utilizados em experimentos interferométricos de alta precisão.

Entre os protocolos de limpeza adotados durante as atividades no laboratório, realizava-se a higienização de componentes e ferramentas utilizando *IPA Wipes* (lenços com álcool isopropílico), com o objetivo de minimizar a presença de partículas e contaminantes. Antes do ingresso nas áreas de trabalho, era obrigatório o uso de jaleco descartável, touca, máscara, luvas e protetores para os calçados, reduzindo-se o risco de introdução de fibras, cabelos e outros resíduos no ambiente experimental. Os componentes destinados aos experimentos também passavam por procedimentos específicos de limpeza. Cabos, conectores e outras peças compatíveis eram higienizados com *IPA Wipes*, enquanto determinados componentes eram submetidos à limpeza por radiação ultravioleta em equipamentos dedicados. Após a limpeza, as peças eram acondicionadas em embalagens seladas, devidamente identificadas e armazenadas em áreas limpas até a etapa final de montagem. A participação nesses procedimentos permitiu à autora compreender a importância do controle de contaminação em experimentos de alta precisão, nos quais pequenas partículas ou resíduos podem afetar o desempenho e a confiabilidade dos sistemas experimentais.

Além disso, foi realizada a montagem e o selamento de uma câmara de vácuo destinada a testes preliminares. Sistemas de vácuo são componentes críticos em detectores de ondas gravitacionais, uma vez que gases residuais e perturbações ambientais podem comprometer a estabilidade e a sensibilidade das medições. A execução inicial da parte experimental utilizada durante essas ati-

vidades é apresentada na Fig. 2, na qual PAA, limpa e sela peças que foram usadas na montagem da câmara. Na Fig. 3 observa-se a câmara de vácuo em preparação para instalação completa no laboratório.

Também foi conduzido um projeto em termologia, com foco no estudo da absorção de calor em configurações de corpo negro utilizando espelhos esféricos. Efeitos térmicos são particularmente relevantes em detectores interferométricos, pois podem induzir deformações mecânicas e alterações nas propriedades ópticas dos componentes. A análise dos materiais envolvidos contribuiu para a identificação de limitações operacionais e para o aprimoramento dos modelos numéricos utilizados.

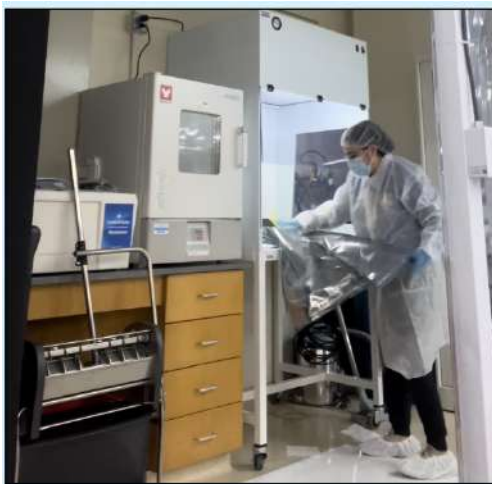


Figura 2: Infraestrutura experimental utilizada durante as atividades laboratoriais da autora PAA na Universidade da Califórnia, Riverside (UCR). A imagem apresenta a autora executando trabalho para limpeza e isolamento de componentes importantes da construção do experimento sendo realizado por ela.

Fonte: A autora.

3 Simulação computacional

Tendo em mãos os resultados obtidos na UCR, o projeto de mestrado de PAA concentra-se no desenvolvimento de simulações computacionais, baseadas no método de elementos finitos, para prever o comportamento físico de dispositivos experimentais. Os modelos numéricos são utilizados para avaliar respostas mecânicas e térmicas, auxiliando na otimização de componentes antes de sua implementação experimental. [6]



Figura 3: Câmara de vácuo utilizada na infraestrutura experimental da Universidade da Califórnia, Riverside (UCR), registrada durante a fase inicial de instalação e preparação do sistema. A imagem ilustra parte da estrutura desenvolvida para a realização dos experimentos acompanhados e executados pela autora durante sua permanência no laboratório.

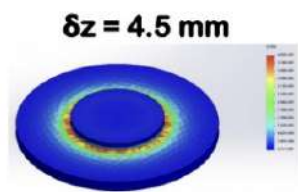
Fonte: A autora.

A validação dos modelos é realizada por meio da comparação com dados experimentais sempre que disponíveis, reforçando a confiabilidade das simulações. A integração entre experimento e simulação reduz custos de desenvolvimento, acelera ciclos de projeto e contribui para uma compreensão mais profunda dos mecanismos físicos que limitam o desempenho dos detectores.

Parte dessas simulações foi realizada por meio de softwares CAD. Na Fig. 4, observa-se um recorte dos resultados obtidos pelas autoras, no qual a região destacada em vermelho indica as áreas submetidas aos maiores níveis de tensão mecânica. A configuração experimental adotada foi baseada na montagem do espelho utilizando um suporte anelar de alumínio, componente essencial dos experimentos do LIGO. Mais detalhes sobre essa análise, bem como sobre o desenvolvimento parcial da pesquisa, podem ser encontrados no artigo das autoras [7] intitulado “Theoretical Analysis of Physical Properties of a Mirror for Interferometric Gravitational Wave Detection”.

4 Resultados e discussão

As atividades experimentais evidenciaram a importância de procedimentos laboratoriais rigorosos na preparação de componentes destinados a detectores de ondas gravitacionais [8]. A aplicação dos protocolos de limpeza padrão LIGO



(a) Strain.

Figura 4: A imagem ilustra parte dos resultados obtidos na realização da simulação computacional de estresse mecânico em ambiente CAD.

Fonte: Almeida et al. (2026) [7].

mostrou-se essencial para o controle de contaminações e para a mitigação de fontes de ruído associadas a superfícies ópticas. [8,9]

Os estudos em termologia destacaram que efeitos de absorção térmica devem ser cuidadosamente considerados no projeto de componentes ópticos, uma vez que podem resultar em deformações mecânicas e distorções ópticas. Esses resultados experimentais forneceram parâmetros relevantes para a calibração dos modelos computacionais. [10,11]

A pesquisa com simulação computacional das autoras também se beneficiou com os conhecimentos experimentais adquiridos. Da simulação na Figura 4,

observa-se o estresse mecânico gerado na junção entre o espelho de sílica e o anel de alumínio. Os resultados obtidos correspondem a uma etapa preliminar do projeto em desenvolvimento, visto que a caracterização do estresse mecânico constitui o ponto de partida para o estudo do estresse térmico e de outras fontes de ruído observadas nos detectores interferométricos de ondas gravitacionais do LIGO. [12]

A realização das atividades em um laboratório internacional possibilitou à autora o contato com um ambiente experimental de elevada complexidade e rigor protocolar. Essa experiência contribuiu para a aquisição de conhecimentos técnicos e científicos relacionados à pesquisa experimental, à coleta de dados e à simulação computacional, ampliando sua formação acadêmica e fornecendo subsídios para o desenvolvimento das pesquisas atualmente realizadas.

5 Conclusões e perspectivas

Este trabalho apresentou uma dinâmica integrada entre atividades experimentais e computacionais relacionadas à detecção de ondas gravitacionais no contexto do LIGO. A experiência adquirida em ambiente laboratorial com metas de alta complexidade, aliada ao uso de simulações por elementos finitos em andamento no mestrado [7], contribuiu de forma significativa para a formação técnica e científica da pesquisadora PAA.

Como perspectiva futura, pretende-se aprofundar a modelagem computacional, incorporando efeitos termo-mecânicos acoplados e estratégias de otimização alinhadas às restrições experimentais, visando contribuir para o aprimoramento tecnológico de detectores de ondas gravitacionais.

Sobre as autoras

Pamella Aline de Almeida (pamella.almeida@unifesp.br) é licenciada em Ciências com habilitação em Física e mestranda em Física pela Universidade Federal de São Paulo (UNIFESP). Desenvolve pesquisas na área de detectores interferométricos de ondas gravitacionais, com ênfase em simulações computacionais e otimização de componentes óptico-mecânicos. Atua como professora de Física e participou de atividades de pesquisa na University of California, Riverside (UCR), relacionadas ao Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO). Nadja Simão Magalhães defendeu sua tese de doutoramento sobre detecção de ondas gravitacionais e foi a primeira mulher com doutorado no país nesse tema. Visitou e interagiu com grupos de pesquisa em detecção de ondas gravitacionais ao longo dos anos e continua até hoje. Tem também pesquisas em astrofísica, gravitação fundamental e bioacústica. É docente do Departamento de Física da Universidade Federal de São Paulo em Diadema. (nadja.magalhaes@unifesp.br)

Referências

- [1] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman, 1973).
- [2] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Physical Review Letters* **116**(6), 061102 (2016).
- [3] LIGO Scientific Collaboration, *Our Collaboration*, <https://www.ligo.org/about.php> (2024). Accessed: Mar. 8, 2025.
- [4] LIGO Scientific Collaboration, *LIGO and Virgo Resume Observing Run After Upgrades*, <https://www.ligo.caltech.edu/news/ligo20240403> (2024). Accessed: Mar. 23, 2025.
- [5] Richardson Lab, *Experimental Gravitational and Cosmological Physics*, <https://experimentalgravity.ucr.edu/> (2026). Accessed: 2026-02-27.
- [6] O. C. Zienkiewicz e R. L. Taylor, *The Finite Element Method* (Butterworth-Heinemann, 2005).
- [7] P. A. Almeida et al., *Theoretical analysis of physical properties of a mirror for interferometric gravitational wave detection*, *J. Phys. Conf. Ser.* **3177**(1), 012090 (2026).
- [8] M. H. Phelps et al., *Optical contamination control in the Advanced LIGO ultra-high vacuum system* (2013). Disponível em <https://dcc.ligo.org/public/0109/P1300192/002/Optical%20contamination%20control%20in%20aLIGO%20%28published%20version%29.pdf>.
- [9] P. Nguyen et al., *Environmental Noise in Advanced LIGO Detectors*, *Classical and Quantum Gravity* **38**(14) (2021). Disponível em https://dcc.ligo.org/public/0170/P2000343/007/PEM_03_paper_210118.pdf.
- [10] H. Cao et al., *High dynamic range thermally actuated bimorph mirror for gravitational wave detectors*, *Applied Optics* **59**(9), 2784 (2020).
- [11] H. Cao et al., *Enhancing the dynamic range of deformable mirrors with compression bias*, *Optics Express* **28**(26), 38480 (2020).
- [12] P. A. d. Almeida, *Um estudo sobre a detecção de ondas gravitacionais: interferometria*, <https://repositorio.unifesp.br/11600/66071> (2025). Accessed: Mar. 12, 2025.

Mapeamento Ambiental de Galáxias Pós-starburst

Rafaela Conz da Costa e Sandro Barboza Rembold

Universidade Federal de Santa Maria

Resumo

Resumo do pôster apresentado na terceira edição do evento As Astrocientistas, realizado entre os dias 31 de março e 4 de abril de 2025.

Abstract

Summary of the poster presented in the third edition of the As Astrocientistas event, held between March 31st and April 4th, 2025.

Palavras-chave: galáxias pós-starburst, quenching, ambiente de galáxias

Keywords: post-starburst galaxies, quenching, galaxy environment

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53386](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53386)

1 Introdução

Os processos de *quenching* ou desligamento de formação estelar em galáxias ainda não são totalmente compreendidos. Nesse sentido, desde que foram identificadas pela primeira vez por Dressler e Gunn (1983) [1], galáxias pós-*starburst* (PSBs), uma classe de objetos raros [2], têm sido amplamente estudadas, sendo consideradas objetos em processo de transformação ou que tiveram um rápido *quenching*.

Os espectros dessas galáxias sugerem que recentemente — dentro de 1 bilhão de anos — elas experimentaram uma fase de alta taxa de formação estelar (*starburst*), devido às fortes linhas de absorção de Balmer que indicam a presença de estrelas do tipo A (que possuem tempos de vida curtos) na galáxia [1]. Por outro lado, a pequena contribuição de linhas de emissão indica pouca ou nenhuma formação estelar em andamento.

Dentre os mecanismos que têm sido propostos para explicar a origem de uma fase PSB em galáxias, estão interações com galáxias vizinhas ou com o meio intergaláctico [3]. Dessa forma, esses objetos podem nos fornecer informações importantes sobre como o ambiente pode influenciar a evolução de galáxias.

Neste trabalho, criamos uma amostra de galáxias PSBs e realizamos um estudo preliminar sobre o aspecto transicional que esses objetos apre-

sentam e o ambiente em que se encontram.

2 Metodologia

Para este estudo, medimos a largura equivalente das linhas H δ e H α para cerca de 30.000 galáxias utilizando seus espectros ópticos obtidos pelo levantamento Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 12 [4].

As medidas foram realizadas via ajuste gaussiano dos perfis das linhas. Definimos as galáxias PSBs como as que têm a largura equivalente (EW, *equivalent width*) de H δ > 5.0 Å, e EW de H α > -3.0 Å¹, de acordo com trabalhos anteriores presentes na literatura, por exemplo, o trabalho apresentado na referência [2]. A Figura 1 apresenta um espectro representativo da amostra de galáxias PSBs (painel esquerdo), juntamente com ampliações das regiões em torno das linhas H δ (painel superior direito) e H α (painel inferior direito), incluindo os respectivos ajustes gaussianos.

Em seguida, foi realizada uma inspeção visual, para eliminar objetos com medidas dúbias. Essa inspeção consistiu de analisar se o espectro apresentava a aparência usual de um espectro de galáxia PSB. Com isso, identificamos 21 objetos con-

¹Por convenção, a largura equivalente é negativa para linhas de emissão e positiva para linhas de absorção.

firmados como galáxias PSBs. A figura 2 apresenta exemplos de imagens compostas nas bandas *gri* de algumas galáxias classificadas como PSBs.

Além disso, comparamos a amostra de PSBs com uma amostra contendo 492.853 galáxias do levantamento GALEX-SDSS-WISE Legacy Catalog (GSWLC) [5] em um diagrama de taxa de formação estelar específica (sSFR) em função da massa estelar (Figura 3). A seleção da amostra do levantamento GSWLC e a classificação em categorias de SFR seguem [6] (Seção 2.2).

Por fim, para a análise ambiental, realizamos um cruzamento dessa amostra de PSBs com o catálogo de grupos de galáxias de Tempel *et al* [7].

3 Resultados e conclusões

As galáxias PSBs apresentam localizações distintas no diagrama da Figura 3, dependendo do traçador de formação estelar utilizado. As estimativas de SFR do GSWLC, baseadas em ajuste de distribuição de energia espectral (SED, *spectral energy distribution*) no UV e óptico, sendo sensíveis à presença de populações estelares jovens como estrelas do tipo B e A, posicionam as PSBs em regiões de elevadas taxas de formação estelar (*starburst*), bem como na sequência principal de formação estelar (SFMS).

Por outro lado, quando estimamos a SFR a partir da luminosidade de $H\alpha$ [8], que traça a formação estelar em andamento, as PSBs são encontradas predominantemente na região de galáxias quiescentes². Essa diferença reforça o caráter transicional desses objetos.

O cruzamento da amostra preliminar de PSBs com o catálogo de grupos de galáxias [7] resultou em zero ocorrências, sugerindo que as galáxias PSBs da amostra são encontradas preferencialmente isoladas ou em regiões de baixa densidade ambiental. Uma análise mais completa será feita futuramente quando expandirmos nossas medidas e o estudo ambiental para a totalidade das galáxias da amostra espectroscópica do levantamento SDSS, isso permitirá investigar essa tendência, bem como entender o papel desempenhado pelo ambiente na origem e evolução das galáxias PSBs.

²Galáxias sem formação estelar em andamento.

Agradecimentos

Os autores agradecem à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS) pelo apoio financeiro para o desenvolvimento deste trabalho.

Sobre os autores

R. Conz da Costa (rafaela.conz@acad.ufsm.br) é Bacharel em Física pela Universidade Federal de Santa Maria e atualmente é estudante de mestrado em Física pela Universidade Federal de Santa Maria. Grande área: Astrofísica Extragaláctica.

S. Barboza Rembold (sandro.rembold@ufsm.br) é Bacharel em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Mestre em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul e Doutor em Ciências pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Atualmente é Professor Associado na Universidade Federal de Santa Maria. Tem experiência na área de Astronomia, com ênfase em aglomerados de galáxias e atividade nuclear em galáxias.

Referências

- [1] A. Dressler e J. E. Gunn, *Spectroscopy of galaxies in distant clusters. II-The population of the 3C 295 cluster*, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 270, July 1, 1983, p. 7-19. **270**, 7 (1983).
- [2] T. Goto, *A catalogue of local E+ A (post-starburst) galaxies selected from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 5*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **381**(1), 187 (2007).
- [3] A. Paccagnella et al., *The strong correlation between post-starburst fraction and environment*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **482**(1), 881 (2019).
- [4] S. Alam et al., *The eleventh and twelfth data releases of the Sloan Digital Sky Survey: final*

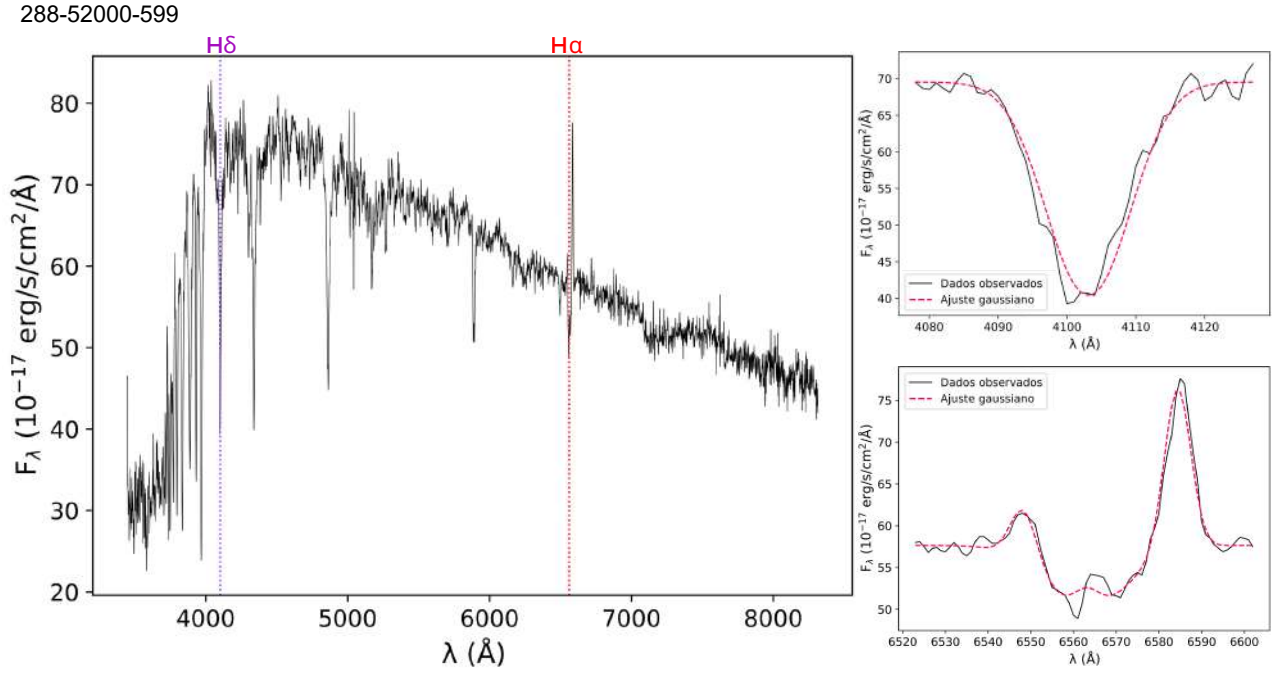


Figura 1: Espectro representativo da amostra de galáxias PSBs (painel esquerdo), juntamente com ampliações das regiões em torno das linhas H δ (painel superior direito) e H α (painel inferior direito), incluindo os respectivos ajustes gaussianos.

data from SDSS-III, The Astrophysical Journal Supplement Series **219**(1), 12 (2015).

- [5] S. Salim et al., *GALEX-SDSS-WISE Legacy Catalog (GSWLC): Star formation rates, stellar masses, and dust attenuations of 700,000 low-redshift galaxies*, The Astrophysical Journal Supplement Series **227**(1), 2 (2016).
- [6] H. M. Yesuf, *Quenching in the Right Place at the Right Time: Tracing the Shared History of Starbursts, Active Galactic Nuclei, and Poststarburst Galaxies Using Their Structures and Multiscale Environments*, The Astrophysical Journal **936**(2), 124 (2022).
- [7] E. Tempel et al., *Merging groups and clusters of galaxies from the SDSS data-The catalogue of groups and potentially merging systems*, Astronomy & Astrophysics **602**, A100 (2017).
- [8] R. C. Kennicutt Jr, *Star formation in galaxies along the Hubble sequence*, Annual Re-

view of Astronomy and Astrophysics **36**(1), 189 (1998).

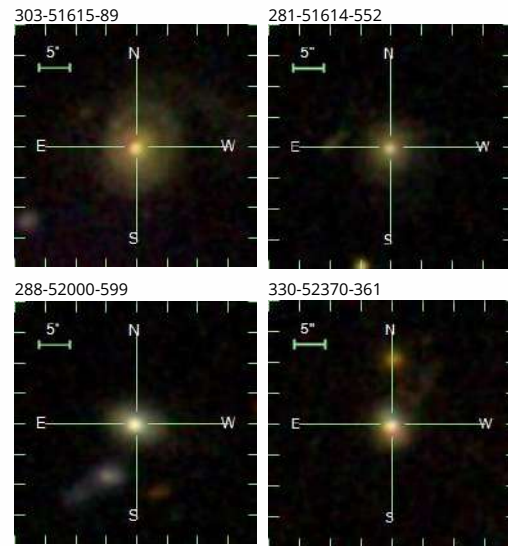


Figura 2: Imagens compostas *gri* do SDSS de galáxias PSBs da amostra. As galáxias podem ser identificadas de acordo com a sequência de números Plate-MJD-Fiber.

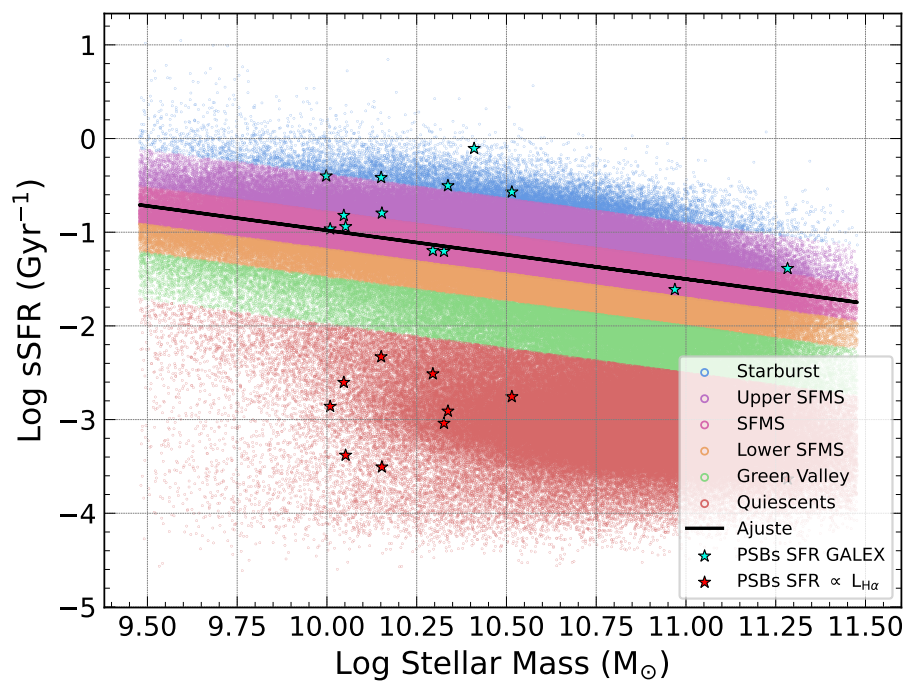


Figura 3: Diagrama de sSFR em função da massa estelar. As galáxias PSBs são comparadas a uma amostra de 492.853 galáxias com a SFR obtida a partir do GSWLC [5]. Para as PSBs, a SFR é obtida a partir do GSWLC (estrelas em ciano) e da luminosidade de $H\alpha$ [8] (estrelas vermelhas). A amostra do GSWLC é dividida em categorias de taxa de formação estelar, seguindo [6] (Seção 2.2) — de *starburst* a quiescentes — distribuídas de cima para baixo no diagrama.

Estimativa do redshift fotométrico de galáxias utilizando redes neurais artificiais

Sofia Garcia Telles Brito, Prof^a. Dr^a Flávia Sobreira

Universidade Estadual de Campinas

Resumo

Trabalho apresentado no evento As Astrocientistas: III Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, realizado entre os dias 31 de março e 4 de abril de 2025.

Abstract

This work was presented at the event "The Astro-Scientists: III Brazilian Meeting of Girls and Women in Astrophysics, Cosmology and Gravitation", held between March 31 and April 4, 2025.

Palavras-chave: Galáxias, Redshift, Redes Neurais

Keywords: Galaxies, Redshift, Neural Networks

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53390](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53390)

1 Introdução

Desde a descoberta da expansão cósmica em 1920 por Edwin Hubble, a cosmologia se tornou uma ciência de *big data* com a construção de telescópios modernos capazes de observar galáxias cada vez mais distantes. Uma informação importante é extraída do espectro da radiação destas galáxias. Quando se compara as linhas de absorção ou emissão da radiação destes objetos com as de vários compostos químicos na Terra, percebe-se um aumento no comprimento de onda dos fótons caracterizado por um desvio na direção do vermelho. Isso indica que as galáxias estão se afastando de nós [1].

Redshifts espectroscópicos são estimados utilizando as linhas espectrais de objetos observados. Isto é possível em dados de telescópios como o Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2] e Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI) [3] que observam o espectro de uma galáxia.

Usando dados de telescópios espectroscópicos, podemos estimar os *redshifts* dos objetos com muita precisão. Porém, para observar o espectro inteiro de uma galáxia, é necessário um tempo de observação grande. Já telescópios fotométricos, embora percam a precisão na estimativa dos *redshifts*, conseguem observar uma quanti-

dade muito maior de galáxias, aumentando a precisão da análise estatística feita com os dados. Se sabemos modelar o erro na estimativa de *redshift* fotométrico, então é vantajoso usar estes dados.

Nesse projeto, o código ANNz2 do artigo "*ANNz2 - Photometric Redshift and Probability Distribution Function Estimation Using Machine Learning*" [4] foi escolhido como ferramenta para fazer estimativas do *redshift* fotométrico utilizando redes neurais artificiais.

1.1 Definições

Aprendizado de Máquina (do inglês, *Machine Learning*) se refere a um conjunto de técnicas de construção de modelos, a partir de entradas (*inputs*) amostrais, cujo objetivo é fazer previsões. Alguns exemplos dessas técnicas são métodos de regressão, métodos de classificação (supervisionada e não-supervisionada), estimadores de máxima verossimilhança e o método Bayesiano [5].

Performance é a habilidade de prever o *redshift* de uma galáxia individual de forma precisa, ou seja, com uma pequena incerteza quando comparado com o verdadeiro *redshift*, que aqui escolheremos como sendo o *redshift* espectroscópico.

Caracterização é a habilidade de abarcar as propriedades da distribuição de um conjunto de galáxias [6].¹

A **Função Densidade de Probabilidade**, $h(x)$, quantifica a probabilidade de que um valor esteja entre x e $x + dx$, que é igual a $h(x)dx$ [5]. A PDF do *redshift*, $p(z)$, nos dá a melhor representação do resultado de um algoritmo de *redshift* fotométrico [6].

2 ANNz2

No ANNz2, o conjunto de dados original utilizado (do SDSS - *Sloan Digital Sky Survey*) é dividido em treinamento, validação e testagem, usados, respectivamente, para derivar o mapeamento entre entradas e saídas, estimar a convergência durante o treinamento, e avaliar a performance final do modelo. [4]

Os dados de entrada coletados do SDSS são as magnitudes m_u , m_g , m_r , m_i , m_z . O dado de saída é a estimativa feita do *redshift* fotométrico [4]. O valor do *redshift* espectroscópico serve como valor real do *redshift*, para comparar com o valor de saída encontrado para o *redshift* fotométrico.

No ANNz2, os métodos de Aprendizado de Máquina utilizados estão implementados no pacote TMVA do ROOT. O ROOT é uma plataforma (*framework*) de processamento de dados do CERN (*European Organization for Nuclear Research*). O TMVA se trata de uma biblioteca do ROOT que contém diversas implementações de técnicas de Aprendizado de Máquina, como Redes Neurais Artificiais (do inglês, *Artificial Neural Networks* - ANN), Perceptron Multicamadas (do inglês, *Multilayer Perceptron*), Árvores de Decisão com Boosting (do inglês, *Boosted Decision Trees* - BDT), Máquinas de Vetores de Suporte (do inglês, *Support Vector Machines*) e outros [7]. Os métodos que foram considerados mais adequados foram Redes Neurais Artificiais (ANNs) e Árvores de Decisão com Boosting (BDTs) [4].

2.1 Redes neurais artificiais (ANNs)

Trata-se de um mapeamento entre o conjunto de variáveis de entrada (como magnitudes e cores)

a uma ou mais variáveis de saída, que é feito calculando a soma com pesos da coleção de funções de resposta (*response functions*). As variáveis de entrada, as funções de resposta e as variáveis de saída são chamadas de neurônios [4]. No ANNz2 a ANN utilizada foi a *Multilayer Perceptron*. Nessa rede, os neurônios são organizados em pelo menos 3 camadas: entrada, ocultos e saída. A arquitetura desses neurônios pode ser visualizada na Figura 1, à esquerda.

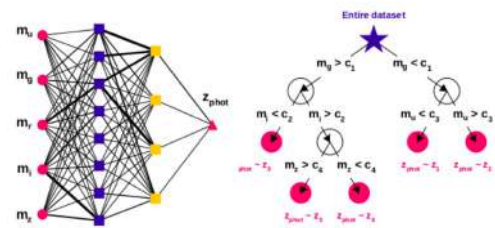


Figura 1: À esquerda se encontra uma representação da Rede Neural Artificial do tipo *Multi-Layer Perceptron* utilizada no artigo em revisão. As variáveis de entrada se tratam das magnitudes UGRIZ e a variável de saída se trata do *redshift* fotométrico [4]. Já à direita, uma representação de Árvores de Decisão com Boosting (*Boosted Decision Trees* - BDTs) utilizada também no artigo em revisão.

O aprendizado ocorre pela mudança de pesos inter-neuroniais após cada elemento do conjunto de dados ter sido processado, usando um algoritmo de retropropagação (do inglês, *back propagation*) [4].

2.2 Boosted decision trees (BDTs)

Se trata de uma árvore binária na qual as decisões são tomadas para uma variável por vez, até que o critério de parada seja satisfeito. Os vários nós de saída da árvore são chamados de folhas (*leaves*). Uma representação esquemática desse método pode ser vista na Figura 1, à direita.

2.3 Definição de métricas e notações

Algumas definições de métricas e notações importantes feitas no artigo [4] são:

1. Viés fotométrico (δ): $\delta = z_{phot} - z_{spec}$ [4];
2. Espalhamento fotométrico (σ): desvio padrão de δ para um conjunto de galáxias [4];

¹As definições de Performance e Caracterização estão dadas no contexto do *redshift* fotométrico de galáxias.

3. 68º percentil de meia-largura da distribuição do viés fotométrico (σ_{68}): denota a meia-largura da área que abrange o pico do 68º percentil da distribuição de δ [4];
4. Fração de *outliers* ($f(\alpha\sigma)$): definida como a porcentagem de objetos que têm viés maior que um fator, α , de σ ou σ_{68} [4];
5. Coeficiente de determinação (R^2):

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_i (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_i (y_i - \bar{y})^2},$$

onde $\bar{y}$ é a média dos valores observados, y_i são os valores observados e $\hat{y}_i$ são os valores preditos. Observe que quanto mais próximo R^2 estiver de 1, melhor o ajuste feito pelo modelo.

2.4 Modos de treinamento do ANNz2

O ANNz2 utiliza tanto técnicas de regressão quanto técnicas de classificação. Os modos de treinamento do ANNz2 são Regressão Simples (do inglês, *Single Regression*), Regressão Aleatória (do inglês, *Random Regression*), Classificação por faixas (do inglês, *Binned Classification*), Classificação Simples (do inglês, *Single Classification*) e Classificação Aleatória (do inglês, *Random Classification*). Neste trabalho, foram testados apenas os modos de Regressão Simples (*Single Regression* - SR) e de Regressão Aleatória (*Random Regression* - RR), que estão descritos nas subseções a seguir.

2.4.1 Regressão Simples (*Single Regression*)

Essa é a configuração mais simples do ANNz2. Nesse caso, uma única regressão é feita [8].

2.4.2 Regressão Aleatória (*Random Regression*)

Na Regressão Aleatória, um conjunto de métodos de regressão é automaticamente gerado, sendo que esses métodos de Aprendizado de Máquina diferem uns dos outros de diversas maneiras, como por exemplo no conjunto de parâmetros de entrada usado no treinamento. Assim que o treinamento ocorre, a otimização é realizada, obtendo-se uma distribuição de soluções do

photo-z para cada galáxia e, então, essas soluções são analisadas para se determinar quais foram os métodos que atingiram performance ótima. Esses métodos selecionados então são acrescidos de suas respectivas incertezas e um conjunto de PDFs é gerado, cada uma sendo construída por um conjunto diferente de pesos relativos associados às componentes dos métodos. Por fim, torna-se possível selecionar a melhor solução de todos os métodos randomizados. [8]

3 Metodologia

3.1 Base de dados

A base de dados utilizada foi a do SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) [9], especificamente os dados fotométricos e espectroscópicos de galáxias do Release 10 (DR10), que foram acessados utilizando a interface CasJobs¹. O conjunto de dados foi extraído usando uma consulta (*query*) SQL contendo apenas as galáxias com *redshifts* espectroscópicos válidos ($z_{\text{Warning}} = 0$) e pertencente ao intervalo $0.02 \leq z_{\text{spec}} \leq 0.8$, com magnitude na banda r entre 14 e 22 e com erros nas magnitudes UGRIZ entre 0.001 e 0.5. Foram extraídos os dados fotométricos e espectroscópicos fazendo a correspondência com os números identificadores dos objetos ($s.\text{bestObjID} = p.\text{objID}$). Essa consulta resultou em um conjunto de 500 mil objetos, que, após cortes de qualidade (como remoção de duplicatas e de valores NaN), passou a conter 499985 objetos. A fim de evitar um alto custo de tempo computacional, foi selecionado randomicamente 20% do conjunto total de objetos, mantendo a representatividade da distribuição original de *redshifts*. Esse novo conjunto, de cerca de 100 mil objetos, foi subdividido entre conjunto de treino (60%, 60 mil objetos), conjunto de validação (20%, 20 mil objetos) e conjunto de teste (20%, 20 mil objetos).

Os dados fotométricos coletados foram as magnitudes UGRIZ (m_u, m_g, m_r, m_i, m_z), seus erros associados e quatro cores fotométricas, calculadas como diferenças entre bandas adjacentes ($color_{X-Y} = m_X - m_Y$), com erros propagados por $\sigma_{color_{X-Y}} = \sqrt{\sigma_{m_X}^2 + \sigma_{m_Y}^2}$. Das 18 colunas do arquivo de entrada, foram utilizadas

¹<https://skyserver.sdss.org/casjobs/>

como características (*features*) no treinamento as 5 magnitudes e as 4 cores, totalizando 9 variáveis. As cores não foram utilizadas no artigo original, tendo sido incluídas neste trabalho como aperfeiçoamento da metodologia.

3.2 Treinamento, otimização e validação

O código ANNz2 (versão 2.3.2, ROOT versão 6.36.04) foi utilizado para estimar o *redshift* fotométrico através de dois dos métodos de treinamento disponibilizados pelos autores: SR e RR. Foi usado o modo ANN (Redes Neurais Artificiais), sendo que para o modo SR foi usado um único MLM (Método de Aprendizado de Máquina) e para o modo de RR foram usados 50 MLMs. Além disso, as métricas de performance utilizadas seguem as definições da Seção 2.3.

4 Resultados

4.1 Correlação entre z_{phot} e z_{spec}

Após realizar os treinamentos nos modos com SR e RR, foram construídos os gráficos necessários para avaliar os resultados.

Os gráficos (a) das Figuras 2 e 3 apresentam as correlações entre z_{phot} e z_{spec} para SR e RR, respectivamente, e os ajustes lineares resultaram em

$$z_{phot} = 0.933z_{spec} + 0.011 \quad (R^2 = 0.9349),$$

$$z_{phot} = 0.941z_{spec} + 0.010 \quad (R^2 = 0.9395),$$

demonstrando um excelente poder preditivo dos modelos, uma vez que os valores de R^2 e os coeficientes angulares se aproximam de 1 e os valores dos coeficientes lineares se aproximam de 0.

4.2 Métricas

Nos gráficos (b), (c) e (d) das Figuras 2 e 3 e na Tabela 1, podemos visualizar as métricas obtidas.

Tabela 1

Modo	$\langle\delta\rangle$	σ	σ_{68}	$f(2\sigma_{68})$	$f(3\sigma_{68})$
SR	0.001	0.03	0.019	0.101	0.039
RR	0.001	0.03	0.018	0.102	0.039

Os gráficos (b) nas Figuras 2 e 3 mostram o viés fotométrico δ_b por intervalo de *redshift*. Para os intervalos em z_{spec} , tanto para SR quanto para

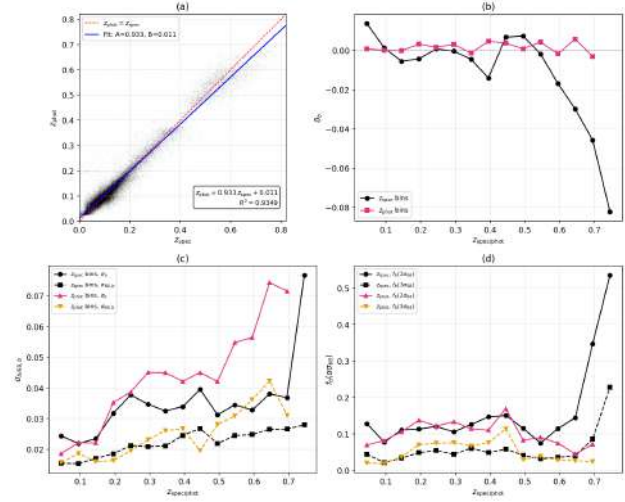


Figura 2: Resultados do treinamento utilizando ANNs para o modo SR.

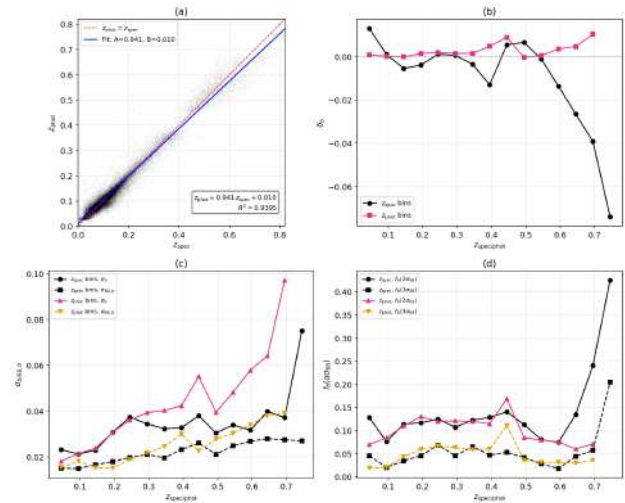


Figura 3: Resultados do treinamento utilizando ANN para o modo RR.

RR, o viés permanece próximo de zero aproximadamente no intervalo de $0.1 \leq z \leq 0.5$, porém apresenta uma queda significativa para $z \geq 0.6$, o que indica que os modelos subestimam o *redshift* de galáxias com z_{spec} elevado. Os intervalos em z_{phot} apresentam viés menor e mais estável, próximo de zero, por todo o intervalo de *redshift*.

Os gráficos (c) mostram que σ_{68} se mantém estável para $z < 0.6$, com aumento acentuado acima desse valor. Os gráficos (d) mostram comportamento similar para as frações *outliers* $f(2\sigma_{68})$ e $f(3\sigma_{68})$ nos intervalos (*bins*) em z_{spec} , enquanto nos intervalos em z_{phot} essas frações permanecem estáveis e abaixo de 0.2 em todo o intervalo.

4.3 Comparação com trabalho original

O artigo original [4] apresenta na Figura 10 os valores de $\langle\delta\rangle$, σ_{68} , $f(2\sigma_{68})$ e $f(3\sigma_{68})$ para z_{phot} , presentes na Tabela 2. É possível perceber que os valores de $f(2\sigma_{68})$ e $f(3\sigma_{68})$ foram muito similares aos obtidos na Tabela 1. Já os valores de δ e σ_{68} foram diferentes dos obtidos na Tabela 1, sendo δ do artigo mais baixo e σ_{68} mais alto.

Tabela 2

$\langle\delta\rangle$	σ_{68}	$f(2\sigma_{68})$	$f(3\sigma_{68})$
0.0002	0.031	0.1	0.04

5 Conclusão

Neste trabalho, foi realizada uma revisão do artigo “ANNz2 - Photometric Redshift and Probability Distribution Function Estimation Using Machine Learning” [4], na qual foram explorados, na opção de ANN (Redes Neurais Artificiais), dois modos de treinamento, Regressão Simples (*Single Regression*) e Regressão Aleatória (*Random Regression*). Foi utilizada uma amostra de galáxias do *Sloan Digital Sky Survey*, Release 10 (DR10), com faixa de *redshift* $0.02 \leq z \leq 0.8$.

Os resultados obtidos demonstram que ambos os modos de treinamento apresentam excelente poder preditivo, com coeficientes de determinação $R^2 > 0.93$ e $\sigma_{68} < 0.02$. O modo RR apresentou performance ligeiramente superior ao de SR, comportamento consistente com o esperado dada a maior simplicidade do último.

Como trabalho futuro, propõe-se a comparação entre os métodos de aprendizado de máquina Árvores de Decisão com Boosting (BDTs) e Redes Neurais Artificiais (ANNs) nos modos SR e RR, bem como a exploração dos demais modos de treinamento disponíveis no ANNz2: Classificação por faixas (*Binned Classification*), Classificação Simples (*Single Classification*) e Classificação Aleatória (*Random Classification*).

6 Agradecimentos

Agradecemos à Pró-Reitoria de Pesquisa (PRP) da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) pela contemplação desse projeto de

Iniciação Científica no Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica (PIBIC) e pelo financiamento concedido.

Sobre as autoras

Sofia Garcia Telles Brito (sofiagarcia@unifil.com.br) é Bacharela em Matemática Aplicada e Computacional pela Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) e possui interesse em Astronomia, Cosmologia, Aprendizado de Máquina e Processamento de Imagem. (Currículo Lattes: <https://lattes.cnpq.br/9686182889855838>)

Dra. Flavia Sobreira (sobreira@ifi.unicamp.br) é professora e pesquisadora da Unicamp. Trabalha na área de Cosmologia com ênfase na pesquisa sobre a aceleração do universo. (Currículo Lattes: <https://lattes.cnpq.br/2432352931378666>)

Referências

- [1] K. d. Oliveira, *Astronomia e Astrofísica* (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2014), 3 ed.
- [2] D. G. York et al., *The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary*, *Astronomical Journal* **120**, 1579 (2000).
- [3] B. Abareschi et al., *Overview of the Instrumentation for the Dark Energy Spectroscopic Instrument*, *Astronomical Journal* **164**, 207 (2022).
- [4] I. Sadeh, F. B. Abdalla e O. Lahav, *ANNz2 - Photometric Redshift and Probability Distribution Function Estimation Using Machine Learning*, arXiv:1507.00490 1–22 (2016). University College London, UK; Rhodes University.
- [5] Z. Ivezić et al., *Statistics, Data Mining, and Machine Learning in Astronomy: A Practical Python Guide for the Analysis of Survey Data* (Princeton University Press, 2014).
- [6] J. A. Newman e D. Gruen, *Photometric Redshifts for Next-Generation Surveys*, arXiv:2206.13633 (2022). Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2206.13633.pdf>.

- [7] ROOT Collaboration, *ROOT - Data Analysis Framework*, ROOT TMVA Manual (2024). Disponível em: <https://root.cern/manual/tmva/>. <https://github.com/IftachSadeh/ANNZ>.
- [8] I. Sadeh, *ANNz2 Code and Documentation*, GitHub repository (2024). Disponível em:
- [9] A. A. Collister e O. Lahav, *ANNz: Estimating Photometric Redshifts Using Artificial Neural Networks*, arXiv preprint astro-ph/0311058 1–6 (2004). University of Cambridge, Cambridge, UK.