CADERNOS DE ASTRONOMIA

NÚCLEO DE ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA DA UFES
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTROFÍSICA, COSMOLOGIA E GRAVITAÇÃO

MATÉRIA ESCURA

O LADO OBSCURO DO UNIVERSO

Vol. 2 - nº 1 | 2021

A história do conceito de buracos negros

A hipótese da luz cansada

O grande debate sobre os "universos-ilha"

Os problemas da cosmologia moderna

Cosmo-ufes
UFES
PPGCosmo

Cadernos de Astronomia

ISSN 2675-4754

EDITORES RESPONSÁVEIS

Prof. Dr. Alan M. Velásquez-Toribio (UFES)
alan.toribio@ufes.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 (UFOP)
junior.toniato@ufop.edu.br

CONSELHO CIENTÍFICO

Prof Dr. Adriano Mesquita Oliveira (IFES)
adriano.ufes@gmail.com

Prof. Dr. Davi Rodrigues (UFES)
davi.rodrigues@cosmo-ufes.org

Prof. Dr. José Alexandre Nogueira (UFES)
nogueira.ufes@gmail.com

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

Prof. Dr. Martin Richarte (UFES)
martin@df.uba.ar

Prof. Dr. Oliver F. Piattella (UFES)
oliver.piattella@cosmo-ufes.org

Prof. Me. Renato Las Casas (UFMG)
renato@fisica.ufmg.br

Prof. Dr. Sérgio Mascarello Bisch (UFES)
sergiobisch@gmail.com

Prof. Dr. Valerio Marra (UFES)
valerio.marra@cosmo-ufes.org

Prof. Dr. Wiliam Ricaldi (UFES)
whipolito@gmail.com

Prof. Dr. Winfried Zimdahl
(UFES,Brasil/UD, Alemanha)
winfried.zimdahl@kabelbw.de

RESPONSÁVEIS GRÁFICOS

Amanda S. Fassarella (UFES)
fassarellaamanda@gmail.com

Matheus Bregonci Pires (UFES)
matheus.bregonci@hotmail.com

ENDEREÇO

Núcleo de Astrofisica e Cosmologia, CCE,
Uinversidade Federal do Espírito Santo,
Av. Fernando Ferrari, 514,
Goiabeiras, Vitória - ES - CEP 29075-910
www.periodicos.ufes.br/astronomia

Cosmo-ufes PPGCosmo

Sobre a revista

Cadernos de Astronomia é uma publicação do *Núcleo de Astrofísica e Cosmologia da UFES, Cosmo-ufes,* e do *Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, PPGCosmo,* que visa veicular textos científicos, de ensino, de divulgação científica e resenhas sobre assuntos de relevância e atualidade, focados em Astronomia, Astrofísica, Cosmologia e áreas correlatas. Os artigos publicados nos **Cadernos de Astronomia** são destinados a um amplo público, e podem ser submetidos à revista não apenas por profissionais trabalhando na área de ensino e/ou pesquisa mas também por qualquer interessado nos assuntos listados anteriormente.

Submissões

A revista **Cadernos de Astronomia** aceita, para publicação, artigos e resenhas inéditos versando sobre temas de divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa nas áreas de astronomia, cosmologia e disciplinas afins. Os autores que desejarem publicar textos originais nesta revista deverão submetê-los exclusivamente usando a seção submissões no portal da revista, com especial atenção às Normas de Formatação.

Núcleo Cosmo-ufes

O *Núcleo de Astrofísica e Cosmologia da UFES, Núcleo Cosmo-ufes*, foi criado em 2017, reunindo pesquisadores, pós-doutorandos e estudantes atuando nas áreas de Astrofísica, Cosmologia e Gravitação. O *Núcleo Cosmo-ufes* desenvolve atividades de pesquisa científica, ensino e extensão, sendo responsável pela organização de diversas conferências de abrangência estadual, nacional e internacional. Ele possui também cooperações com outras instituições acadêmicas e científicas do Brasil e do Exterior.

As atividades do *Núcleo Cosmo-ufes* estão descritas na página: www.cosmo-ufes.org.

PPGCosmo

O *Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação - PPGCosmo* envolve pesquisadores de instituições do Brasil e exterior, formando doutores em um ambiente de pesquisa internacional. O *PPGCOSMO* atua também em projetos de incentivo a práticas científicas em escolas de ensino básico e atividades de divulgação científica.

Maiores informações:
ppgcosmo.cosmo-ufes.org e www.cosmologia.ufes.br

Capa:
Imagem: Modelo de matéria escura, The Illustris Collaboration

Fundo desta página:
Imagem: Modelo de matéria escura, Cortesia J.A. de Freitas Pacheco

Carta ao Leitor

Entre os problemas abordados atualmente pelas pesquisas em astronomia e física, a possível existência de um setor escuro no universo é um dos mais importantes e intrigantes. Supondo, como há várias fortes razões para fazê-lo, que a relatividade geral é a correta teoria da gravitação,[1] as observações astrofísicas e cosmológicas indicam que 95% da matéria e energia do universo são de natureza desconhecida. Apenas 5% da matéria seria composta por quarks e léptons, os elementos básicos da moderna teoria das partículas elementares, que se organizam para formar os átomos que compõem a tabela periódica, e cuja existência tem comprovação direta. O restante do conteúdo de matéria e energia do universo constitui uma incógnita que motiva diversos estudos e pesquisas, e recebe o nome de *setor escuro do universo*. Ele divide-se, conforme as evidências até agora acumuladas, em *energia escura*, componente responsável principalmente pela expansão acelerada do universo e que aparentemente não se manifesta nas estruturas locais como galáxias e aglomerado de galáxias, e em *matéria escura*, componente responsável pelas anomalias observadas na dinâmicas dessas mesmas estruturas locais. Essas duas componentes só se manifestariam através dos seus efeitos gravitacionais, não emitindo ou absorvendo radiação eletromagnética como ocorre com a matéria dita *ordinária*. Esta característica justifica o uso do termo *escuro* na sua designação.

Este segundo número dos *Cadernos de Astronomia* aborda com destaque o problema da matéria escura, em uma série de artigos que relatam as diferentes evidências astrofísicas e cosmológicas para sua existência, as diversas tentativas de detecção direta, assim como as propostas para explicá-las. A elucidação da natureza da matéria escura pode representar a emergência de novas teorias físicas de partículas elementares, o que torna essa linha de investigação uma das mais excitantes e importantes da atualidade. Pode ser, ainda, que essas investigações levem à necessidade de alterar a teoria gravitacional atualmente aceita como a correta, a relatividade geral. Uma *nova física* pode ser o resultado dos estudos sobre o problema da matéria escura. É difícil mesmo avaliar a extensão das implicações destes estudos para a Astronomia e a Física como um todo. O leitor encontrará neste número dos *Cadernos de Astronomia* uma série de textos escritos por pesquisadores que investigam este problema, textos que abordam o problema da matéria escura sob diversos ângulos. Esses artigos se endereçam a estudantes, pesquisadores e também ao público leigo, enfim, a todos aqueles que desejam ter uma melhor compreensão deste intrigante e fascinante problema.

A presente edição dos *Cadernos de Astronomia* traz também uma descrição de como transcorreu a *III Mostra de Astronomia do ES - MAES*, organizada pelo Núcleo Cosmo-ufes, pelo PPGCosmo e pelo IFES. Este evento, que já está se tornando parte do calendário acadêmico do Espírito Santo, procura motivar alunos do ensino médio e fundamental ao estudo de Astronomia e, por extensão, ao estudo de ciência em geral. A edição da *MAES 2020* ocorreu em meio

[1] Ver *Cadernos de Astronomia vol. 1*, agosto de 2020.

à difícil situação criada pela pandemia do COVID-19. Entre outras consequências desta difícil conjuntura, aulas e atividades acadêmicas presenciais foram suspensas, o que trouxe inevitável dificuldade para a realização do evento. Mesmo assim ele ocorreu. Graças a uma melhoria temporária das condições sanitárias no ES, foi possível realizar a segunda etapa da *MAES 2020* de forma semipresencial. Quase trinta trabalhos foram apresentados, e os melhores deles foram premiados com bolsas de ICJr cedidas pelo CNPq. Neste e no próximo número dos *Cadernos de Astronomia* serão veiculados os artigos resultantes dos melhores trabalhos, artigos redigidos pelos próprios alunos e professores que elaboraram os projetos apresentados na *MAES 2020*. A realização bem sucedida da *MAES 2020* em meio à complexa situação vivida devido à pandemia reflete o vigor e robustez do evento. Os textos aqui apresentados corroboram este fato.

Vários outros assuntos relacionados à astronomia e à física são abordados neste número dos *Cadernos de Astronomia*. Entre eles, o interessante debate sobre a existência ou não de galáxias como *universos-ilha* no início do século XX, a emergência do conceito de buraco negro e a descrição de alguns dos principais problemas atuais em cosmologia. A hipótese da *luz cansada* para explicar a expansão do universo é revivida. Problemas mais específicos de ensino e pesquisa em Astronomia e Física são abordados em diversos artigos. A criação do Museu da Amazônia e sua importância para a comunidade brasileira em geral, acadêmica ou não, é descrita. Os *Cadernos de Astronomia* procuram assim refletir aspectos diversos da ciência como um todo, tendo como ponto de convergência a astronomia e a física. Esperamos que os leitores compartilhem conosco o entusiasmo por estas excitantes áreas da atividade humana.

Os Editores

Sumário

Seção Temática

Apresentação
Os editores 5

Rotação de galáxias e matéria escura
A. Hernández-Arboleda e Davi C. Rodrigues 6

Um escuro quarto do Universo
Gláuber Carvalho Dorsch 34

Matéria escura e as estruturas cósmicas
Hermano Velten 58

Matéria escura axiônica
B. L. Sánchez–Vega 66

Divulgação Científica, Ciência & Sociedade

Via Láctea: ilha isolada? – A Via Láctea e as nebulosas espirais numa reportagem da Popular Science, 1922
Victória Flório e Olival Freire Jr. 79

Buracos negros: mais de 100 anos de história
Carla Rodrigues Almeida 93

Big bang & energia escura: problemas atuais da cosmologia
Winfried Zimdahl 106

Viver juntos no Musa
Ennio Candotti 115

Artigos

O paradigma da luz cansada revisitado
Domingos Soares 121

Estudo espectroscópico no óptico de galáxias ultra-luminosas no infravermelho com emissão de megamaser de hidroxila IRAS 15587+1609
Lara Gatto e Dinalva A. Sales 127

Fundo estocástico de ondas gravitacionais
João Paulo G. do Nascimento e Fábio Cabral Carvalho 137

Analise computacional da estabilidade de compostos atípicos de carbono aplicada a astroquímica
Joel Augusto Moura Porto e Sérgio Paulo Jorge Rodrigues 149

Ensino

A formação docente e as concepções dos estudantes no âmbito da astronomia
Leopoldo Gorges Neto e Luiz Henrique Martins Arthury 159

Redescobrindo o sistema solar
José Jefferson da Silva e Jardel Francisco Bonfim Chagas 171

MAES 2020 - Trabalhos Premiados

III Mostra de Astronomia do Espírito Santo
Comitê Organizador MAES 2020 178

Astrofotografia
Beatriz Marangoni Premoli et al. 182

Como identificar exoplanetas
Adryan Petry Lenchuk et al. 191

Textos Clássicos

Singularidade: O artigo seminal sobre buracos negros
Julio Cesar Chirichella Felicioni de Souza 197

Notas

João Evangelista Steiner
J.A. de Freitas Pacheco 201

Matéria Escura

O que sabemos é uma gota; o que ignoramos é um oceano. Esta célebre frase de Isaac Newton nos faz pensar sobre a infinidade de conhecimento que o homem pode produzir. Dentro deste processo de evolução do conhecimento, muitas vezes o desenvolvimento científico é alavancado pela necessidade de explicar algum fenômeno natural observado, até então não compreendido.

As observações astronômicas realizadas nos últimos 100 anos indicam que, de toda a matéria existente no universo hoje, conhecemos apenas 1/6 de sua natureza. Por exemplo, para cada próton conhecido, provavelmente existam outras 5 partículas, com a mesma massa, que são capazes de interagir gravitacionalmente com o mundo que conhecemos hoje, mas que nos escapam aos olhos. Para construir a ciência e a tecnologia do próximo século, talvez não haja motivação maior do que o fato de desconhecermos grande parte do universo que nos cerca.

A Seção Temática deste número dos Cadernos de Astronomia publica 4 artigos dedicados à física da matéria escura. *Arboleda & Rodrigues* escrevem sobre o famoso problema da curva de rotação de galáxias, um dos fenômenos precursores da existência de matéria escura. Além das escalas galácticas, a matéria escura é também um ingrediente fundamental para se entender a evolução em grande escala do universo. Neste âmbito cosmológico, os artigos de *Dorsch* e *Velten* demonstram como a matéria escura guia a dinâmica do sistema cosmológico e o processo de formação de estruturas, respectivamente. Apesar da descrição dos fenômenos astrofísicos e cosmológicos apresentados nestes 3 primeiros textos, ainda falta uma questão: qual a natureza da matéria escura? *Sánchez-Vega* discute em seu artigo como as técnicas de física de partículas são empregadas na descrição de candidatos fundamentais para a *partícula escura*.

Estes trabalhos procuram apresentar alguns dos aspectos essenciais relativos ao problema da matéria escura, que é um dos mais importantes desafios científicos atuais.

Os editores

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Rotação de galáxias e matéria escura

Alejandro Hernández-Arboleda[1,2] e Davi C. Rodrigues[1]

[1]*Universidade Federal do Espírito Santo*
[2]*Universität Heidelberg, Alemanha*

Resumo
Galáxias desempenharam e seguem desempenhando um relevante papel na determinação da matéria escura e suas propriedades. Apresentamos uma introdução sobre a dinâmica interna de galáxias, em particular sobre a rotação de galáxias de disco, e sobre como seus dados indicam a presença de matéria escura. Este texto é destinado a qualquer leitor interessado no assunto, ainda que sem experiência prévia em astrofísica.

Abstract
Galaxies had and currently have an important role on understanding what is dark matter and what are its properties. Here we present an introduction about galaxies internal dynamics, with emphasis to the rotation of disk galaxies and on how their data imply the presence of dark matter. This work aims to explain such matters to readers without previous background in astrophysics.

Palavras-chave: matéria escura, galáxias, curvas de rotação
Keywords: dark matter, galaxies, curvas de rotação

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33939

1 Introdução

Este artigo foi escrito pensando em dois tipos de leitores: os interessados sobre galáxias e matéria escura, mas com pouco ou nenhum conhecimento prévio de astronomia; e leitores que são alunos de graduação de física, astronomia ou áreas afins, e que talvez tenham interesse em começar a trabalhar no assunto. Aqui tratamos de forma sucinta de alguns aspectos essenciais sobre galáxias, mostrando um pouco sobre como o trabalho é feito, e deixamos as seções mais técnicas para os apêndices. Há algumas equações no meio do texto principal que se demonstraram difíceis de serem removidas sem comprometer a clareza ou organização do texto. Entendemos que nem todos os leitores estarão familiarizados com esse tipo de linguagem, mas esperamos que os leitores não familiarizados possam simplesmente pular tais equações e entender a essência do texto. Ao longo do artigo, encontram-se várias referências a artigos científicos, livros e *websites* relevantes para a área.

Referências em português sobre os temas aqui discutidos existem, mas são muito mais raras que as referências em inglês, especialmente para os tópicos mais técnicos e atuais; isto pois publicações científicas de impacto internacional são feitas em inglês. As referências em português [1, 2] podem ser usadas para aprender vários outros aspectos relacionados com o tema aqui abordado, além de outros artigos que se encontram nesta revista.

1.1 Galáxias

Galáxias estão entre os objetos astrofísicos que mais despertam a curiosidade do grande público, visto que suas imagens e o próprio termo "galáxia" é largamente conhecido e usado pela população, sendo também usado em contextos bem diferentes do científico.

Várias das galáxias próximas e mais conhecidas foram, até o início do séc. XX, chamadas apenas de "nebulosa". Por exemplo, o astrônomo Charles Messier (1730-1817) fez um famoso catálogo de título "*Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles*", isto é, "Catálogo das nebulosas e dos aglomerados estelares".[1] Dentre os 110 obje-

[1]A versão original, escaneada, desse catálogo não é especialmente prática, mas pode ser encontrada em

tos contidos no catálogo, há algumas das galáxias mais famosas. Embora seja um catálogo antigo, até hoje em dia é comum se referir a vários dos objetos catalogados pelo seu número no catálogo, na forma M1, M2,..., M110. Por exemplo, M31, M51, M64 e M104 se referem respectivamente às galáxias Andrômeda, Rodamoinho, Olho negro e Sombreiro. Todas estas últimas são galáxias com um proeminente disco estelar. Vários outros objetos conhecidos não tem um nome popular. A galáxia M87 é uma elíptica gigante, de aparência quase esférica, e ficou especialmente famosa em 2019 pela imagem de seu buraco negro supermassivo [3].

Galáxias passaram a ser apropriadamente classificadas como galáxias, ao invés do termo mais vago nebulosa, quando ficou claro que essa classe especial de nebulosas tinha distâncias muito maiores do que as distâncias típicas das estrelas que observamos (e consequentemente que tais nebulosas eram estruturas gigantes, algumas maiores que a própria Via Láctea). Isto é, quando ficou claro que a Via Láctea é um grande conjunto de estrelas (e outros elementos) do qual o Sol faz parte; as outras galáxias seriam outras "ilhas" no universo. O conhecimento sobre essas distâncias a outras galáxias só se estabeleceu no início do séc. XX, devido em especial aos trabalhos de Oepik e Hubble [4, 5].

1.2 Distâncias

Antes de avançarmos mais, é bem vinda uma breve digressão sobre distâncias astronômicas. A distância da Terra até o Sol é de aproximadamente 8 minutos-luz (i.e., a luz emitida pelo Sol demora 8 minutos para chegar até a Terra). A distância de Netuno, o planeta do sistema solar mais distante, até o Sol é de aproximadamente 4 horas-luz. Do Sol até a **heliopausa** são necessárias umas 12 horas-luz [6, 7] — as Voyagers 1 e 2 estão agora além da heliopausa, no meio interestelar; e nenhuma outra construção humana está além dessas duas. A distância do Sol até a estrela mais próxima, Proxima Centauri, é de aproximadamente 4 anos luz. Nem todas as estrelas são solitárias como o Sol, muitas formam sistemas, sendo estrelas binárias especialmente comuns. A distância típica entre um sistema estelar e outro é da ordem de 1 pc (parsec), ou seja, aproximadamente 3,3 anos-luz.

O parsec é uma unidade de distância bastante comum na astronomia, mas essencialmente desconhecida fora desta. Embora possa-se simplesmente dizer que um parsec equivale a aproximadamente 3,26 anos-luz, sua definição original advém do uso de uma técnica especialmente precisa de medida de distâncias astronômicas: a medida via paralaxe. Isto é, a variação da posição aparente de um corpo, usualmente uma estrela, devido ao movimento da Terra ao redor do Sol).[2]

A distância da Terra até o centro da Via Láctea, aonde situa-se um buraco negro supermassivo [9], é comumente estimada como aproximadamente 8 kpc. A Via Láctea faz parte de um grupo de várias galáxias, mas neste grupo há somente mais uma outra com aproximadamente o mesmo tamanho ou massa, a galáxia Andrômeda. A distância até Andrômeda é de 0,78 Mpc (ou seja, 2,5 milhões de anos-luz).[3] As distâncias típicas entre galáxias do porte de Andrômeda e da Via Láctea são da ordem de 1 Mpc.

Em cosmologia, considera-se distâncias muito maiores, em particular, a aproximação do universo recente ser homogêneo e isotrópico só é válida para distâncias maiores que 100 ou 200 Mpc.

1.3 Classificação de galáxias

Devido às incertezas com a distância de galáxias, havia uma disputa. Em particular, Harlow Shapley defendia que as nebulosas espirais eram objetos que ficavam dentro da nossa Galáxia, enquanto que Heber Doust Curtis defendia a ideia oposta, de que eram objetos externos à Via Láctea.[4] Somente em 1923 a disputa foi resolvida por Edwin Hubble, ao apresentar evidências da distância de que Andrômeda (M31), essas baseadas em estrelas muito luminosas cujo brilho intrínseco pode ser correlacionado com suas oscilações de luminosidade (as cefeidas). Andrômeda esta-

www.messier.seds.org.

[2] Esta técnica depende do conhecimento da distância entre o Sol e a Terra. Em [8] encontra-se uma breve e recente discussão sobre esta questão.

[3] simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=m31.

[4] H.G. Wells, famoso escritor de ficção científica, fez um livro em 1922 de divulgação científica sobre a história do mundo [10]. No início desse livro ele aborda várias questões de astrofísica. A despeito de outras virtudes do livro, é afirmado que astrônomos conseguem observar várias nuvens de matéria espiraladas que possivelmente seriam sistemas estelares em formação, semelhantes ao nosso sistema solar. Eram na verdade galáxias, como ficou claro pouco depois da publicação.

ria muito mais distante que qualquer estrela da Via Láctea.

Hubble em suas observações de "nebulosas extragaláticas", ou seja, externas à Via Láctea, introduziu uma nova classificação de galáxias, a qual segue sendo usada hoje em dia, com algumas variações [11]. As galáxias seriam classificadas em quatro grandes categorias: elípticas, lenticulares, espirais e irregulares.

As galáxias elípticas, como o nome indica, possuem forma elipsoidal, podendo variar desde esférica (E0) até casos com grande excentricidade como as do tipo E7 (ou seja, parecem uma bola achatada). São as mais simples em termos de subestruturas visíveis; as do tipo E0 em particular parecem uma grande bola luminosa (algumas muito maiores que a Via Láctea). Dentre outras informações desse tipo de galáxia, nota-se que são galáxias pobres em gás atômico (falaremos mais desse gás interestelar em outras seções) e têm predominância de estrelas mais velhas, em contraposição com vastas regiões ativas de formação estelar que podem ser encontradas nas espirais, por exemplo.

Nossa própria galáxia e Andrômeda são galáxias espirais (às vezes também chamadas de galáxias de disco, por terem um disco estelar proeminente). Sua estrutura estelar é composta do disco (do qual fazem parte os braços espirais da galáxia), do bojo (uma parte central protuberante com alta concentração de estrelas) e do halo estelar (que contém estrelas distribuídas esfericamente, porém de forma muito mais difusa do que no disco ou no bojo). As galáxias espirais recebem a classificação S. Dentre as espirais, há dois grandes grupos, as espirais barradas e as não barradas. As barradas recebem a classificação SB e se referem a uma peculiar estrutura no centro da galáxia que parece uma barra que gira, ao invés de um bojo aproximadamente esférico ou da ausência de bojo. A Via Láctea é um exemplo de uma galáxia com barra (SB), mas é difícil ver a barra dela pois estamos dentro do disco da Via Láctea. Já Andrômeda não tem barra e na classificação de Hubble seria um exemplo de galáxia do tipo S que não é SB.

Além da classificação entre com ou sem barra, as galáxias espirais seriam ainda classificadas dependendo da disposição dos braços espirais, se estão mais compactos ou mais abertos. Na classificação de Hubble, teríamos a sequência Sa, Sb e Sc para galáxias espirais sem barra e variando do caso com braços mais juntos (Sa) até o caso de braços mais abertos (Sc).

Essa classificação de Hubble é usada até hoje, contudo a variação proposta por De Vaucouleurs, mostrada na Fig. 1 é especialmente comum atualmente. É uma classificação com mais casos intermediários.

Existem algumas galáxias que parecem que estão no meio termo entre as elípticas e as espirais, pois têm um disco, mas também têm uma densa distribuição elíptica de estrelas. Hubble classificou essas galáxias como lenticulares e são designadas por S0.

Por fim, as galáxias irregulares são aquelas que não se encaixaram em nenhuma das categorias anteriores. Os dois exemplos mais conhecidos de galáxias irregulares são a Grande e a Pequena Nuvens de Magalhães, as quais são galáxias vizinhas, próximas da Via Láctea, e que podem ser facilmente observadas.

Não apresentamos uma figura específica da classificação de Hubble (que pode ser facilmente encontrada em livros e na internet), mas vamos apresentar uma extensão largamente usada atualmente, esta devido a De Vaucouleurs, como pode ser vista na Fig. 1. De Vaucouleurs usou a mesma disposição da classificação de Hubble, colocando as elípticas à esquerda e as irregulares à direita; assim organizadas aproximadamente em ordem de complexidade de subestruturas internas. A mais simples de todas é a elíptica E0. As elípticas com ou sem barra são colocadas em paralelo. De Vaucouleurs acabou com a ambiguidade do símbolo S, que poderia ser usado tanto para as espirais em geral quanto para as espirais sem barra. Para isso ele introduziu a classificação SA, que designa as espirais sem barra; e ainda introduziu uma classificação intermediária, a SAB. Ademais, estendeu uma das subclassificações das espirais de a, b e c para a, b , c, d e m, como pode ser visto na figura.

2 Breves comentários históricos

Seguem breves comentários que podem ser úteis para contextualizar as próximas seções. Aqui damos ênfase para a parte de galáxias. Bertone & Hooper [14] fazem uma detalhada revisão histórica sobre matéria escura em geral. Ver

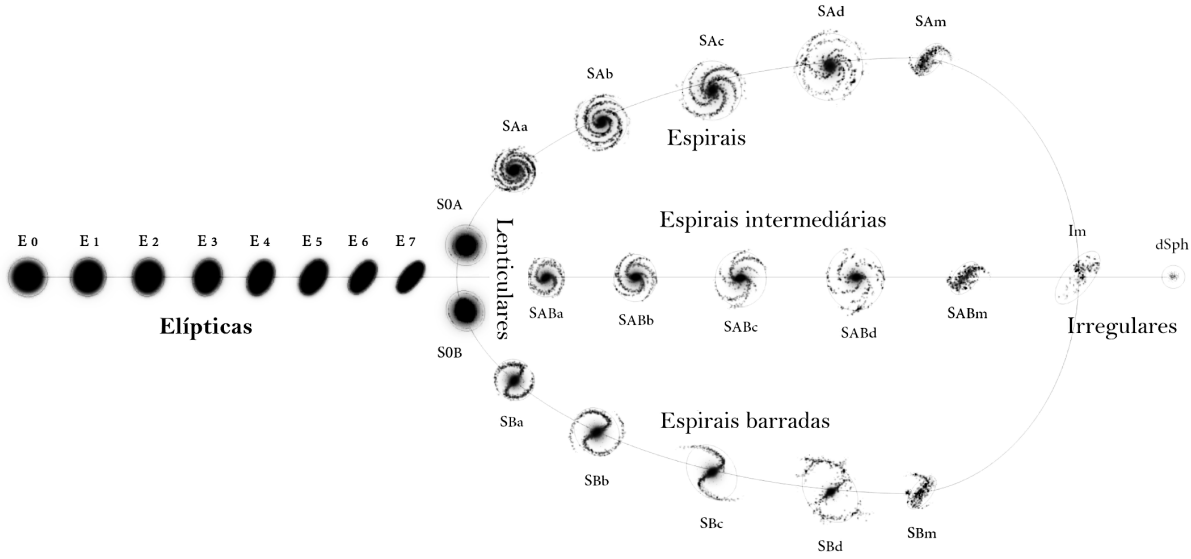


Figura 1: Esquema de classificação de galáxias de De Vaucouleurs (ou Hubble-De Vaucouleurs) [12]. Trata-se de uma das extensões da classificação de Hubble mais usadas. O SIMBAD (simbad.u-strasbg.fr/simbad) pode ser usado para encontrar a classificação de uma galáxia, e nele se encontram informações comumente em acordo com a classificação de De Vaucouleurs. Não está explícito na figura acima, mas certos casos intermediários são também usados. Por exemplo, SBcd se refere a uma galáxia entre as classificações SBc e a SBd. Por motivos históricos, as galáxias mais à direita no diagrama são chamadas de de tipo tardio (*late type*); isso foi introduzido pelo próprio Hubble, mas pode gerar confusão por sugerir uma possível ordem cronológica no diagrama acima, quando na verdade não há (justamente nas elípticas predominam populações estelares mais velhas). *Figura adaptada sob licença Creative Commons* [13].

também, de forma mais específica para galáxias, Sofue & Rubin [15].

Comumente comenta-se que o termo "matéria escura", no sentido atual que aqui lidamos, foi introduzido por Fritz Zwicky em 1933 [16], devido em especial ao seus trabalho sobre o aglomerado de galáxias de Coma. Zwicky encontrou uma grande discrepância entre a massa desse aglomerado, quando inferida pelas velocidades das galáxias que estavam no aglomerado, com respeito à massa estimada a partir da luz emitida; sendo a primeira, a massa dinâmica, muito maior.[5] Este tipo de observação tem plena relação com o que entendemos hoje por matéria escura, conforme será mais detalhado para o caso de galáxias. É também verdade que ele usou o termo "matéria escura" (*dunkle materie*) para se referir à matéria que não podia ser vista, mas cuja existência era indicada pelas velocidades das galáxias do aglomerado. Entretanto, essa matéria escura que ele se referia era qualquer matéria não luminosa, e inclusive considerou possíveis efeitos de absorção devido a essa, e uma possível origem como estrelas de baixo brilho; enquanto atualmente os esforços referentes a matéria escura estão concentrados numa matéria que não é feita da matéria usual que conhecemos, a matéria escura que tratamos aqui não pode absorver ou emitir luz, simplesmente não interage com as ondas eletromagnéticas, ela é invisível. No sentido usado por Zwicky, de uma matéria usual que não podemos ver, o termo já era usado muito antes. O que Zwicky trouxe de novo foi mostrar uma grande discrepância entre a massa dinâmica e a luminosa de um aglomerado, e essa discrepância tem relação com o que hoje entendemos por matéria escura.

Esse trabalho de Zwicky parece ter sido pouco influente durante vários anos, ficando como uma curiosidade a ser resolvida, a qual dependia de diferentes hipóteses não claras para a época [14]. Só mais tarde, quando a existência de matéria escura em galáxias de disco ficou clara, a questão da matéria escura em aglomerados foi revisitada.

Galáxias de disco, como a Via Láctea, rodam a velocidades diferentes para raios diferentes. Esses dados de velocidade de rotação contra posição radial formam a curva de rotação, a qual trataremos em mais detalhes aqui. Em várias dessas galáxias,

[5] De forma mais precisa, ele aplicou o teorema do virial a um aglomerado de galáxias, e provavelmente ele foi o primeiro a fazer essa aplicação [14].

o movimento da matéria visível é essencialmente o de rotação. Esse tipo de dinâmica é significativamente mais simples de ser analisada do que a dinâmica de dispersão de velocidades. Não chega a ser tão simples quanto a dinâmica de rotação do sistema solar, mas ainda assim é simples. No sistema solar, praticamente toda a massa está concentrada num "ponto": o Sol. Numa galáxia de disco, a massa estelar se distribui continuamente ao longo do disco. Ademais, curvas de rotação dão informação sobre a dinâmica local, pois raio a raio sabe-se qual é a velocidade, assim pode-se tratar da distribuição das massas, e não apenas dos valores das massas totais.

Para o sistema solar, como veremos na Seção 3, a velocidade de rotação é uma função bem simples da massa solar e da posição radial r. Para uma distribuição contínua de matéria, deve-se usar a aplicação da gravitação newtoniana para meios contínuos, que é um pouco mais complicada pois requer cálculo diferencial e integral, como introduzido no Apêndice A. A relação entre velocidade de rotação (ou circular) e a distribuição de massa são dadas pelas equações (14) e (12).

Usando as relação entre velocidade de rotação e distribuição de massa, Jan Oort estudou a galáxia NGC 3115 e concluiu que "*the distribution of mass in this system appears to bear almost no relation to that of light.*" [17] (ou seja, traduzindo livremente: "a distribuição da massa desse sistema parece possuir quase nenhuma relação com a distribuição da luz"). Essa foi uma relevante observação que pôs em dificuldade as tentativas de conciliar a massa dinâmica com a massa luminosa por meio de simples ajustes de detalhes da última, pois toda a distribuição era completamente diferente, logo era de se esperar que não deviam ser feitos da mesma coisa: havia algo de qualitativo largamente diferente.

Duas décadas depois de Oort, vários pesquisadores foram além na análise de curvas de rotação. Dentre eles, Kent Ford, Vera Rubin, Morton Roberts, Robert Whitehurst, entre outros, estudaram curvas de rotação de galáxias tanto no ótico quanto usando a emissão do hidrogênio atômico (radiação de 21 cm, radiação que trataremos mais na Seção 4.3). Essas observações reforçaram que algum aspecto desconhecido estava de fato presente na dinâmica rotacional das galáxias, sendo um fator dominante para grandes distâncias em relação ao centro das galáxias [15].

A descoberta e o uso da radiação de 21 cm (que está na zona de ondas de rádio) foi de grande importância para a área (e também para a astronomia como um todo), pois essa radiação é emitida pelo hidrogênio atômico que é abundante em galáxias de disco e pode comumente ser detectado a raios significativamente maiores do que o limite de observação da parte estelar. Assim, as curvas de rotação da parte estelar puderam ser estendidas para raios maiores, dando mais informação sobre a distribuição de massa, e confirmando que muita massa estava além daquela que podia ser vista (quer no ótico, ou por meio de outras ondas eletromagnéticas).

A partir dos anos 80, surgiram vários sinais diferentes da existência de matéria escura, a partir de diferentes princípios físicos, incluindo: dados de raios X de aglomerados de galáxias; lentes gravitacionais de aglomerados de galáxias e galáxias individuais; o famoso aglomerado da bala [18]; o espectro de potência dos dados da radiação cósmica de fundo; oscilações acústicas bariônicas; testes de microlenteamento para limitar a abundância de objetos compactos grandes não observados (MACHO's); simulações numéricas; dentre outros.

Essas indicações levaram ao quadro padrão da matéria escura de hoje, em que a matéria escura não é matéria comum (não é feita de prótons, elétrons e nêutrons, em particular) e não interage diretamente com os fótons, logo a matéria escura deixou de ser a matéria escura de Zwicky, de fato ela é matéria invisível. E mais intrigante ainda, a matéria escura não é algo de pouca relevância, um detalhe sutil, é na verdade a fonte gravitacional dominante em galáxias e em escalas grandes escalas.

Considerando o que entendemos atualmente sobre matéria escura, podemos dizer que nós aqui estamos por causa dela, sem ela não haveria a Via Láctea, o sistema solar e nada seríamos.

3 Curvas de rotação e o sistema solar

Uma curva de rotação é um gráfico de posição radial versus velocidade de rotação (ou velocidade circular). Por exemplo, podemos fazer uma curva de rotação dos planetas do sistema solar, tal como mostrado na Fig. 2.

Curvas de rotação podem ser usadas para inferir a massa do Sol ($M_\odot$). A partir dos dados de

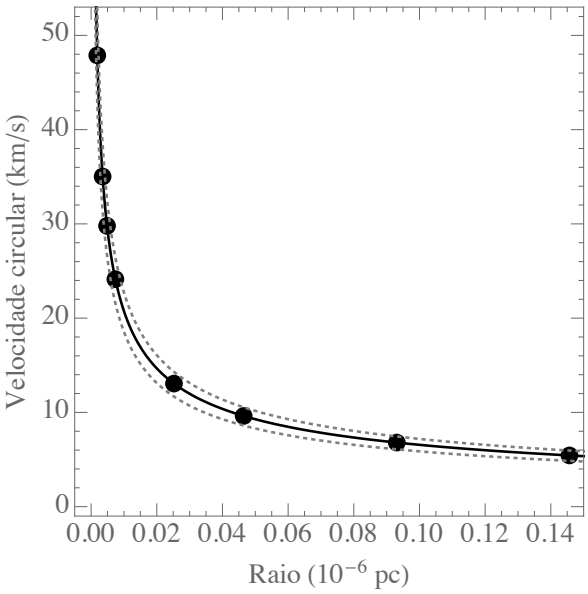


Figura 2: Na figura acima cada ponto preto representa um dos 8 planetas do sistema solar. A curva sólida preta é o modelo da curva de rotação. As duas linhas tracejadas apresentam variações do modelo, para as quais a massa do Sol foi reduzida ou aumentada em 20%. A posição radial dos planetas está em unidades de microparsecs (10^{-6} pc). Esta (exótica) escolha de unidades foi feita para comparação com o caso de galáxias, tendo como base a unidade do parsec.

posição radial e de velocidade dos planetas, por exemplo, é possível determinar a massa do Sol a partir de um melhor ajuste da curva teórica de rotação com os dados dos planetas. Se fosse possível saber com perfeita precisão e acurácia a órbita de um único planeta, isso seria suficiente para determinar a massa do Sol. Contudo, como todas as medidas estão sujeitas a erros estatísticos e sistemáticos, é mais robusto fazer um ajuste considerando todas as órbitas conhecidas de maior precisão do que com uma única órbita. Acrescentamos que, usando este método, só é possível descobrir a massa do Sol se a constante gravitacional G for assumida conhecida (caso contrário, encontra-se um melhor ajuste para o produto $GM_\odot$, ao invés de $M_\odot$ isoladamente). A constante G pode ser obtida a partir de experimentos gravitacionais em laboratório (ver por exemplo Wu et al. [19] para uma revisão recente).

Assumindo que gravitação newtoniana funcione em boa aproximação no sistema solar, que as órbitas dos planetas possam ser aproximadas por órbitas circulares e que os planetas sejam aproximadamente pontos massivos, um modelo para explicar os dados de posição por velocidade da Fig. 2 advém da aceleração causada pelo Sol em uma partícula

$$a = G\frac{M_\odot}{r^2}\,, \tag{1}$$

em que r é a distância do Sol até a partícula, ou planeta. As últimas duas hipóteses, sobre órbitas circulares e sobre a geometria dos planetas podem ser relaxadas, mas as correções dessas últimas são pequenas, o modelo do jeito que está já fornece uma boa descrição da rotação do sistema solar (como pode ser visto na Fig. 2). Se as órbitas são assumidas circulares, então toda a aceleração gerada pela força gravitacional é uma aceleração centrípeta, logo a relação entre a velocidade de rotação e a aceleração é[6] $a = V^2/r$, e portanto temos

$$V = \sqrt{G\frac{M_\odot}{r}}\,. \tag{2}$$

Duas relações qualitativas importantes aparecem da relação acima: i) a curva de rotação de uma partícula pontual decai com $1/\sqrt{r}$; ii) para qualquer distância fixa, V cresce com $\sqrt{M_\odot}$.

O comportamento das curvas de rotação de decair com $1/\sqrt{r}$ é às vezes chamado de decaimento kepleriano, devido a poder ser deduzido da terceira lei de Kepler. Às vezes diz-se também que, em galáxias, a necessidade de matéria escura se deve à ausência de decaimento kepleriano em suas curvas de rotação. A afirmativa anterior não é de todo precisa e necessita de atenção, pois galáxias são corpos extensos e mesmo na ausência de matéria escura as curvas de rotação de galáxias não seguiriam um decaimento kepleriano (apenas estariam mais próximas de tal tipo de caimento).

4 *As principais componentes materiais de uma galáxia*

Por "matéria usual" entende-se qualquer forma de matéria que possa ser decomposta nas partículas do modelo padrão de partículas. Há um jargão largamente usado referente a "matéria bariônica". Por ser largamente usado, e um pouco mais preciso do que "matéria usual", vamos usá-lo também. A primeira coisa a ser feita é esclarecer o que significa "matéria bariônica". Comecemos pela definição de bárion.

[6] Para alunos: aconselhamos deduzir essa relação usando a definição do vetor aceleração: $\boldsymbol{a} = \ddot{\boldsymbol{r}}$. Nota-se que essa relação só depende de geometria, neste caso, de geometria euclidiana.

Prótons e nêutrons são os exemplos mais bem conhecidos de bárions. As partículas formadas por três quarks são conhecidas por bárions.[7] Existem vários outros bárions além de prótons e nêutrons, mas esses dois são suficientes para deixar claro que bárions são abundantes e que são relevantes para a massa dos objetos ao nosso redor. Dentre as partículas que não são bárions, podemos listar qualquer uma que não seja formada por quarks, o que é o caso por exemplo do elétron, do neutrino e do fóton. Há ainda as partículas formadas por quantidades pares de quarks e anti-quarks, chamadas de mésons. Todos esses últimos também são numericamente abundantes, mas há uma importante diferença: a massa macroscópica dos corpos a nossa volta, assim como dos planetas e estrelas, se deve predominantemente à quantidade de prótons e nêutrons, não à quantidade de elétrons, neutrinos, fótons, mésons e outras partículas. Assim, por matéria bariônica entende-se aquela matéria cuja massa advém predominantemente dos bárions. Isto se aplica a nossos próprios corpos, mesas, prédios, à Terra como um todo, estrelas e outros.

A Fig. 3 mostra diferentes informações que podem ser extraídas da observação da Via Láctea em diferentes bandas eletromagnéticas. Há várias outras bandas de relevância, mas mostramos três que são especialmente relevantes para curvas de rotação de galáxias.

4.1 Exemplos de contribuições não relevantes

As massas de planetas, asteroides e cometas combinadas é desprezível frente à massa da estrela à qual estão ligados. Por exemplo, massa de todo o sistema solar, sem o Sol, é inferior a 1% da massa do Sol sozinho [21]. Embora sejam conhecidos planetas "solitários", ou interestelares, isto é, que não são gravitacionalmente ligados a um sistema estelar (possivelmente por terem sido ejetados de seu sistema estelar original em formação), não há nenhuma evidência, ou teoria de formação comumente aceita, de que tais planetas ou asteroides sejam abundantes a ponto de serem relevantes para a massa de uma galáxia. Limites superiores diretos não são especialmente fortes, mas podem ser inferidos por meio de lentes gravitacionais, microlenteamento gravitacional em especial (ver, por exemplo, [22, 23]). Estes limites também são relevantes para algumas propostas que consideram a possibilidade de existência de uma grande população de buracos negros não formados via colapso estelar, que estariam presentes desde bem antes da formação das primeiras estrelas, chamados de buracos negros primordiais, mas não estão entre as possibilidades mais prováveis; em parte devido aos limites de microlenteamento, além de dificuldades teóricas para explicar sua possível formação.

Buracos negros podem ter sido formados por matéria bariônica ou não. Só de "olhar para um" não dá para saber do que ele foi feito. Seguindo o modelo padrão cosmológico e a vertente mais usual para matéria escura, a contribuição de massa dos buracos negros é desprezível para a massa da galáxia como todo. Os buracos negros supermassivos se localizam no centro de suas galáxias correspondentes e têm massa ordens de magnitude inferior à da sua galáxia; assim são essenciais para a dinâmica em suas vizinhanças, mas *diretamente* não podem contribuir para a dinâmica gravitacional da galáxia de forma apreciável.

Chemin et al. [24] consideram explicitamente o efeito de algumas dessas contribuições não relevantes para a galáxia Andrômeda e, como seria de se esperar, o impacto do buraco negro central e do gás molecular são desprezíveis.

4.2 A contribuição estelar

A contribuição relevante mais evidente para a massa de uma galáxia vem da massa total das estrelas. O que não é simples é saber como converter o brilho estelar observado em massa estelar. No caso do Sol, o principal vínculo observacional sobre sua massa vem de seus efeitos gravitacionais, os quais observamos nos planetas do sistema solar em particular. A inferência de massa de outras estrelas pode ser feita por observação de estrelas binárias [1, 21]. A partir de suas órbitas, pode-se estimar ao menos a massa de uma delas.

A massa de uma estrela solitária pode ser estimada analisando seu espectro[8] e comparando

[7] Bárions também podem ser formados a partir de outras quantidades ímpares de quarks, como os pentaquarks, contudo são partículas exóticas que estão longe de constituir a maior parte da matéria bariônica.

[8] Um espectrógrafo em essência funciona como um prisma: ele decompõe a radiação emitida em várias

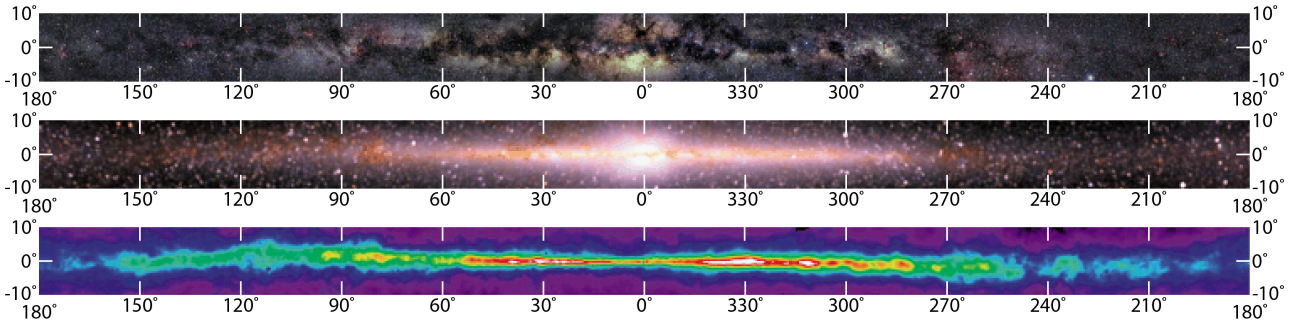


Figura 3: Imagens da Via Láctea em três diferentes bandas, de cima para baixo: visível, infravermelho próximo e centrada em 21 cm. O sistema solar está no disco da Via Láctea, assim só podemos fotografá-la de dentro desse disco, não temos imagem real da Via Láctea externa a esse disco. O aspecto irregular, enevoado, da banda visível se deve à absorção da luz estelar por nuvens moleculares do meio interestelar (efeito de extinção). Mesmo os melhores telescópios óticos não podem ver além dessas nuvens. O infravermelho próximo é quase insensível a efeitos de extinção, e vemos uma distribuição estelar bastante regular, com um bojo no centro e com um brilho que cai suave porém rapidamente com o raio. A radiação de 21 cm informa a distribuição do hidrogênio atômico (HI). Nota-se que sua distribuição é bem alongada, e, ao contrário das estrelas, a região de maior densidade do hidrogênio atômico não é no centro da galáxia. Fonte: *Goddard Space Flight Center*, NASA. Para mais detalhes, ver Ref. [20].

com o espectro de outras cuja massa é conhecida. De forma mais simplificada, pode-se analisar sua cor (que em astronomia se refere à diferença de luminosidade em duas faixas de frequência distintas), ao invés do espectro completo.

Exceto para estrelas na própria Via Láctea ou em algumas galáxias satélites da Via Láctea, o que se observa é um contínuo de luminosidade, ou mais precisamente um brilho superficial. Os telescópios atuais, exceto por casos isolados, não têm resolução suficiente para observar estrelas ou sistemas estelares individuais para a grande maioria das galáxias externas. Contudo podem observar estrelas especialmente brilhantes, como algumas estrelas cefeidas, ou explosões estelares, como supernovas. Para decifrar a massa estelar a partir de uma distribuição contínua de luminosidade, precisa-se de um modelo de população estelar. Grosso modo, onde há mais brilho estelar há mais massa estelar; a depender da frequência da luz observada, de efeitos de extinção (ou seja, de absorção da luz entre a emissão e o observador) e das populações estelares dominantes em cada região. Efeitos de extinção podem ser drasticamente reduzidos utilizando observações no infravermelho próximo, enquanto observações centradas no azul são particularmente suscetíveis a efeitos de extinção. Modelos de população estelar e os detalhes da conversão de luz estelar para massa são assunto extenso. Um importante e muito citado artigo no assunto é o de Bell & Jong [25]. Uma breve revisão pode ser vista em Courteau et al. [26], ou ainda no livro de Binney & Tremaine [27] para uma apresentação menos específica. A despeito de uma série de fatores não triviais, o resultado final que nos interessa é muito simples: uma constante de proporcionalidade que associa luminosidade com massa, comumente denotada por $\Upsilon_{\rm X}$, em que X se refere ao intervalo de frequências, ou banda, da luz observada. Pode-se tratar da razão massa luminosidade para qualquer componente, mas, tal como é usual atualmente, aqui só iremos nos referir à razão massa-luminosidade estelar. Por exemplo, $\Upsilon_{\rm B}$ se refere à razão massa-luminosidade estelar na banda B, que é uma banda bem conhecida, sendo centrada no azul. Essa "constate" em geral só é constante localmente, isto é, numa região da galáxia. Para algumas bandas, Υ pode ser em boa aproximação uma constante para uma galáxia inteira. Este é o caso das observações feitas em 3,6 μm pelo satélite Spitzer,[9] que está na região do infravermelho (ver por exemplo [28]).

Uma galáxia pode ter essencialmente qualquer forma, mas existem algumas que são muito mais prováveis do que outras. São essas regularidades que deram origem à classificação de Hubble e outras que vieram depois, como a de De Vaucouleurs, mostrada na Fig. 1. Assim, não é de todo surpreendente que existam formas usuais da distribuição do brilho estelar. A densidade superficial luminosa média dos discos de galáxias, às vezes chamada de intensidade, pode ser descrita por uma expressão muito simples que cap-

frequências (ou cores).

[9] www.spitzer.caltech.edu.

tura bem o brilho superficial de grande parte dessas galáxias [29],

$$I(R) = I_0 e^{-R/h}\,, \tag{3}$$

em que a luminosidade total do disco, em dada banda, satisfaz

$$L = 2\pi \int_0^{R_{\rm limite}} I(R) R\, dR\,. \tag{4}$$

Acima, R é a posição radial, estando o centro do disco em $R = 0$, $R_{\rm limite}$ dá o limite máximo em que I é integrado,[10] I_0 é uma constate e h é a escala de comprimento do disco (também comumente denotado por $R_{\rm D}$, e originalmente denotado por $1/a$ [29]). Diferentes discos de galáxias possuem diferentes valores de I_0 e h. A aproximação exponencial acima costuma ser especialmente adequada para raios maiores, enquanto junto ao centro esta descrição comumente descreve um comportamento médio com mais alta dispersão (além da possibilidade de haver um bojo, como comentado a seguir).

O disco com brilho superficial exponencial[11] (4), também chamado de disco de Freeman, é comumente usado para descrever e classificar discos estelares, e é também comumente usado como a melhor extrapolação para a distribuição da luz ou massa estelar além do raio observado. Naturalmente dos discos de Freeman não seguem até o infinito, e há casos em que variações bruscas do brilho superficial são observados, mas, considerando a Fig. 4 por exemplo, a melhor sugestão para saber como o brilho estelar segue um pouco além do raio observado é seguir traçando uma reta; e uma reta nesse gráfico corresponde a um comportamento exponencial, como o disco de Freeman.

Artigos diferentes podem citar valores diferentes de h para uma mesma galáxia, essa variação depende da banda em que a observação ocorreu, e

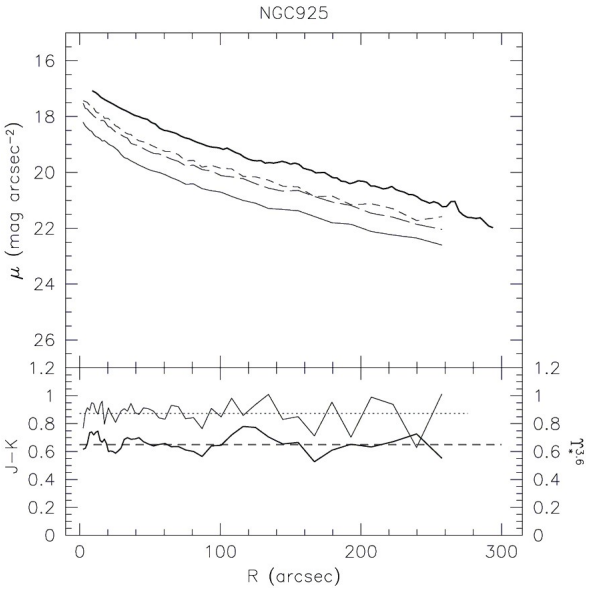


Figura 4: *Gráfico superior:* Exemplo de fotometria estelar ao longo do raio. Os dados se referem à galáxia NGC 925 (é galáxia de tipo SABd) e foram analisados pelo THINGS na Ref. [30], aonde a figura acima foi originalmente publicada. Cada uma das curvas trata de dados obtidos em bandas diferentes (em particular, a banda centrada em 3.6 μm é a sólida preta). Todas essas descrevem curvas de brilho superficial em função do raio que podem ser bem aproximadas por retas para raios suficientemente grandes ($R \gtrsim 100$ arcsec). *Gráfico inferior:* A curva mais fina mostra a cor J–K ao longo do raio, cuja média é linha pontilhada. A curva preta mais grossa mostra o valor inferido de Υ_* a partir dessa cor e do modelo da Ref. [30]. *©AAS. Figura reproduzida com permissão.*

de como h foi inferido: se buscou-se pelo valor de h que melhor descreve o disco completo, ou a melhor aproximação para raios grandes. O último caso é especialmente comum para galáxias com bojo, para as quais o disco é inferido a partir de dados para raios grandes, e em seguida extrapola-se a aproximação exponencial para raios pequenos, sendo possível realizar uma decomposição entre bojo e disco.

O disco descrito na Eq. (4) é um disco de espessura zero. Claramente ele é uma aproximação. É possível ir além dessa aproximação considerando algum modelo para a espessura do disco, e há também modelos adequados para esse caso. Para mais detalhes, ver por exemplo a revisão [31]. O impacto dinâmico da introdução da espessura é pequeno e mais relevante próximo ao centro da galáxia, dado que a densidade do disco ao longo do eixo-z necessariamente decai rapidamente, ou seja, um disco de espessura infinitesimal já é uma boa aproximação; mas, havendo necessidade de maior precisão, pode-se ir além. Há ainda outras

[10] Devido ao decaimento exponencial, usar $R_{\rm limite}$ como infinito ou algum valor finito razoável costuma ser indiferente. Por exemplo, a integração com $R_{\rm limite} = 5h$ leva a um resultado 4% menor que $R_{\rm limite} = \infty$.

[11] O brilho superficial pode ser tanto expresso em unidades de luminosidade por unidade de área (por exemplo $L_\odot/{\rm kpc}^2$) ou por meio de magnitude por segundo de arco ao quadrado (por exemplo, $m_\odot/{\rm arcsec}^2$). Como magnitudes são obtidas a partir da luminosidades por meio de um logaritmo [1,27], nas últimas unidades o disco de Freeman é descrito por uma reta, ao invés de uma exponencial. Às vezes usa-se também "densidade luminosa superficial" para se referir ao primeiro caso.

modelagens em princípio mais precisas, mas cuja acurácia não é tão bem estabelecida para galáxias, com exceção da Via Láctea. Este é o caso do uso de dois discos exponenciais com espessuras diferentes. A Via Láctea às vezes é modelada com um disco grosso e um fino [27], mas os dados de galáxias externas comumente não são robustos o suficiente para justificar essa divisão. Outra modelagem da parte estelar que ocorre comumente na nossa galáxia, mas dificilmente encontrada para outras galáxias, é o halo estelar. Além das estrelas que estão no disco, há uma população estelar que está distribuída em aproximadamente um halo esférico. Entretanto, a modelagem desse halo para outras galáxias insere uma complicação que não costuma ser justificável, dado que a massa desse halo estelar é muito menor do que a massa do(s) disco(s) estelar(es).

Cabe comentar que a formação de discos estelares, e ainda com a característica de serem exponenciais, foi durante um bom tempo um sério problema para as simulações numéricas de formação de galáxias. Atualmente, as simulações mais avançadas são capazes de gerar tais discos em boa concordância com as observações [33, 34]. Ressalta-se que isto não quer dizer que não haja nenhuma questão em aberto no assunto, mas que as simulações seguem progredindo, atingindo resultados que anteriormente eram impossíveis.

O bojo das galáxias de disco pode ser modelado de diferentes formas. Para a dinâmica geral da galáxia o bojo tem comumente pouco impacto, seu impacto dinâmico só é dominante próximo ao centro. Para algumas galáxias, uma forma precisa é tratá-lo com um perfil de De Vaucouleurs, ou, de forma mais geral, com um perfil de Sérsic [35], tal como as galáxias elípticas, como abaixo comentado. Entretanto, essas modelagens introduzem novos parâmetros e são computacionalmente muito mais pesadas do que simplesmente inserir um novo disco exponencial com pequena escala de distância (h) e outro I_0, ou seja, um pseudobojo (tal como usado por de Blok et al. [30], além de outras referências). Pseudobojos podem ser representações realísticas (i.e., o bojo é um disco em rotação mais denso) ou podem ser aproximações um tanto grosseiras, mas suficientemente acuradas, dependendo da galáxia. As populações estelares no bojo, ou pseudobojo, são comumente compostas por estrelas mais velhas (alta metalicidade), com respeito à população média do disco em si; logo é comum que a razão massa-luminosidade do bojo difira dessa razão para o disco.

O brilho superficial das galáxias elípticas segue, em média, uma lei que generaliza a exponencial anterior, chamada de perfil de Sérsic, que é dado por

$$I(R) = I_e e^{-b_n\left[\left(\frac{R}{R_e}\right)^{1/n}-1\right]}. \qquad (5)$$

Acima, I_e, b_n, R_e e n são constantes que podem mudar de galáxia para galáxia. R_e é o raio efetivo, definido como sendo o raio até o qual a metade da luminosidade total da galáxia se encontra. Ou seja, $L = 2 \times 2\pi \int_0^{R_e} I(R) R\, dR$.

Ao contrário do caso do disco de Freeman, converter o brilho superficial de Sérsic em uma densidade de massa não é trivial. Isto pois o brilho superficial é uma projeção bidimensional da densidade tridimensional do brilho da galáxia. A desprojeção pode ser feita se a geometria da galáxia for conhecida. O caso mais simples, dentre as elípticas, é o caso em que a galáxia é uma E0 ou outra elíptica de pequena elipticidade. Se for possível considerá-la como esférica (em geral isso é uma hipótese), a desprojeção pode ser feita usando uma transformada de Abel [26, 27, 36].

4.3 A contribuição do gás atômico interestelar

Uma contribuição muito importante para as galáxias espirais é a do gás atômico, em particular a do hidrogênio atômico. Essa contribuição não é relevante para galáxias elípticas pois é um fato observacional que essas galáxias são comumente pobres em regiões com hidrogênio atômico.

Em astronomia, é comum se referir ao hidrogênio atômico por HI e o hidrogênio ionizado por HII. Para um elemento denotado por X, XI ser refere a esse elemento não ionizado, enquanto XII se refere ao mesmo elemento X, porém ionizado uma única vez.

O hidrogênio atômico (HI) emite uma radiação muito específica, com um comprimento de onda de 21 cm, que encontra-se na frequência das ondas de rádio. Dependendo do contexto, esse comprimento de onda pode ser classificado como micro-ondas de grande comprimento de onda, próximo às ondas de rádio. No contexto da astronomia é comumente considerado como onda de rádio,

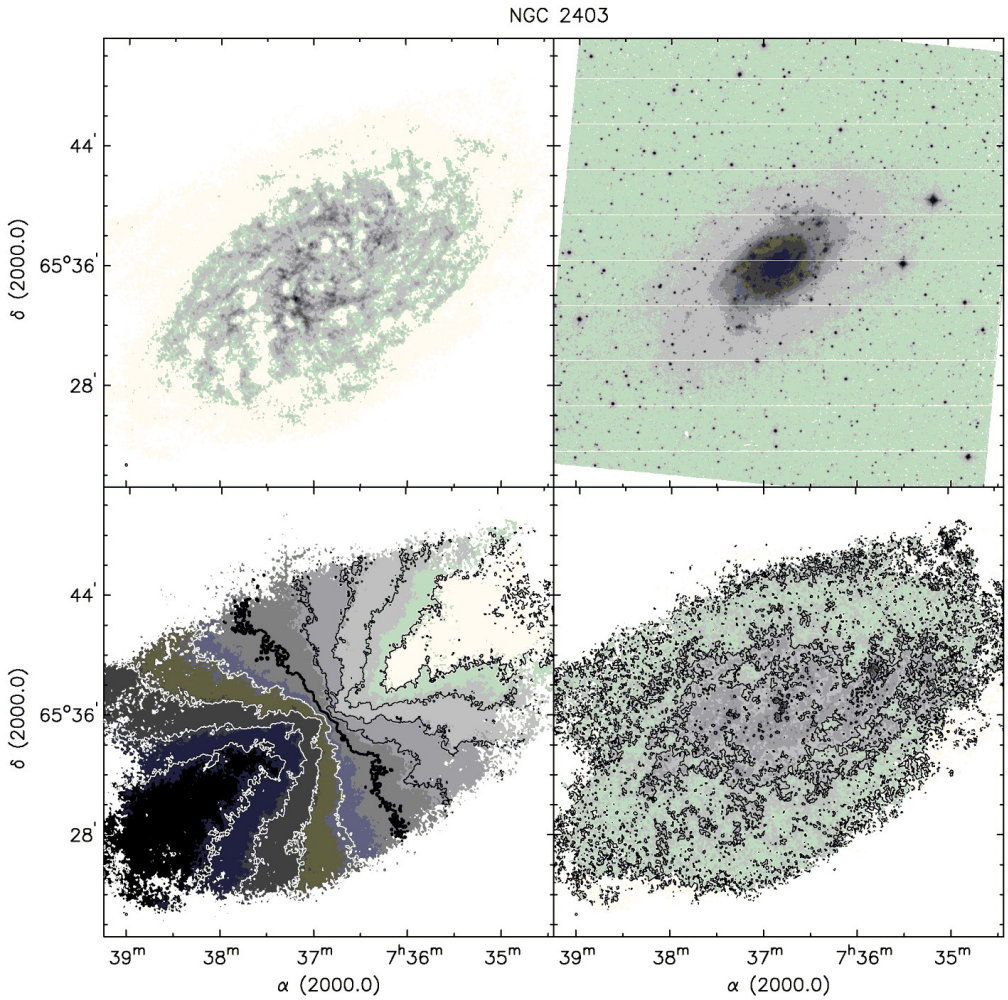


Figura 5: Conjunto de dados da galáxia NGC 2403 (SAcd), figura originalmente publicada na Ref. [32]. *Superior à esquerda:* Distribuição do hidrogênio atômico (dados de 21 cm). *Superior à direita:* Imagem ótica da galáxia. Nota-se que a região observada em 21 cm é significativamente maior que a observável no ótico (os eixos se referem à posição angular no céu e todas as imagens usam a mesma escala). *Inferior à esquerda:* Campo de velocidades referente ao desvio para o vermelho do HI. Cada contorno trata de curvas de igual velocidade. O contorno mais escuro, que passa pelo centro, corresponde à velocidade de 133,1 km/s, que é à velocidade global da galáxia (ela se afasta com essa velocidade). Os demais contornos são mostrados com intervalos de 25 km/s, de forma crescente da direita para a esquerda, logo o lado mais à esquerda dessa galáxia esta se afastando, enquanto o da direita está se aproximando, ou seja, ela roda no sentido horário. É importante notar que essas curvas de igual velocidade são bastante simétricas. *Inferior à direita:* Mapa de dispersão de velocidades. *©AAS. Figura reproduzida com permissão.*

tendo sido essencial para a origem da radioastronomia.

A origem dessa radiação é muito bem entendida, vem de uma propriedade quântica chamada de estrutura hiperfina,[12] que se deve à interação entre o spin do núcleo e o da nuvem eletrônica. De forma mais específica, com respeito ao átomo de hidrogênio, van de Hulst foi quem deduziu o comprimento de 21 cm da radiação devido à mudança de spin relativo entre o próton e o elétron num átomo de hidrogênio. A energia do átomo é um pouco menor quando os spins não estão no mesmo sentido, logo se os spins estiverem alinhados no mesmo sentido, há uma chance do átomo espontaneamente emitir radiação levando à configuração de spins antialinhados, e essa radiação corresponde a um comprimento de onda de 21 cm. Na época da descoberta de van de Hulst, não era evidente que essas propriedades atômicas poderiam ser observadas quase que diretamente em escalas astronômicas, e inicialmente não estava claro qual seria a densidade do gás de HI na Via Láctea. Por exemplo, se esse gás fosse muito rarefeito, tais emissões poderiam não ser observáveis. Breves relatos sobre a história des-

[12] Trata-se de tópico que faz parte do curso de mecânica quântica para a graduação em física.

sas questões, as quais deram origem à radioastronomia, podem ser encontradas nas Refs. [37, 38]. Os artigos originais sobre as observações que verificaram a existência dessa radiação de 21 cm e sua aplicação no contexto astrofísico encontram-se nas Refs. [39, 40]. Um artigo pedagógico de revisão sobre como deduzir, em detalhes, essa radiação (para quem já fez ou está fazendo um curso de mecânica quântica) encontra-se na Ref. [41].

Para estrelas, a conversão da luminosidade para sua massa não é tarefa simples. Embora haja sutilezas relevantes e detalhes técnicos bem específicos, a situação é consideravelmente mais simples para o caso da radiação de 21 cm devido a vários fatores, em particular pois a microfísica do átomo de hidrogênio é muito melhor compreendida do que a emissão de radiação de uma estrela ou de populações estelares. Outros fatores que também descomplicam a análise para o caso do gás de HI são a espessura desse disco, que é significativamente mais fino que o disco estelar, e a inexistência de efeitos de extinção relevantes para esse comprimento de onda de 21 cm.

A radiação das regiões de HI fornecem duas informações importantes: *i*) densidade de massa do gás HI. Isto pode ser obtido pois essa densidade é diretamente proporcional ao fluxo da radiação de 21 cm detectada. *ii*) a velocidade local da galáxia, que é inferida a partir do desvio para o vermelho (ou para o azul) dessa radiação.[13] Como o comprimento de onda em repouso com respeito ao HI é muito preciso, quaisquer pequenos desvios devem ser devido ao efeito Doppler da luz.[14] Logo pode-se falar de um desvio para o vermelho global da galáxia, o qual trata da velocidade global da galáxia, e, após uma subtração desse desvio global, restará um desvio residual, local, que indicará as velocidades internas da galáxia ao longo da direção de observação. Se, em certo lado de uma galáxia isolada, predominar um desvio para o vermelho, e o lado oposto da mesma galáxia predominar um desvio para o azul, de forma simétrica, então essa galáxia estará em rotação.

Vários aspectos técnicos dessas observações das regiões de HI dependem dos instrumentos usados. Em particular, para o *Very Large Array*[15] (VLA) ver o artigo original do *The HI Nearby Galaxy Survey* (THINGS) [32]. Num futuro próximo, o *Square Kilometre Array*[16] (SKA) deve conseguir ir significativamente além do VLA para a observação de curvas de rotação de galáxias [42].

Uma importante propriedade dos discos de HI encontrados em galáxias de tipo tardio é a extensão desse disco. O HI pode ser detectado em regiões muito mais distantes do centro da galáxia do que a componente estelar [15, 26, 32, 42], e consequentemente são essenciais para determinar a distribuição de massa de galáxias longe de seu centro. Os grandes raios acessíveis às medidas de HI introduzem, porém, uma complicação adicional. É um fato observacional que esses discos, quando observados a grandes distâncias do centro, muitas vezes não se encontram num plano, mas apresentam variações simétricas, indicando que o plano do disco muda suavemente raio a raio, assim como a orientação do eixo principal. Em inglês, essas distorções são chamadas de *warps*. Essas torções podem estar presentes no disco estelar também, mas muitas vezes o disco estelar não é conhecido a raio suficientemente grande para que essas torções sejam relevantes. Para lidar com o fenômeno, Begeman[17] [43] introduziu um método baseado num modelo de anéis inclinados (em inglês, *tilted ring model*). Há códigos abertos comumente usados para a análise dos dados bidimensional de HI e realizar a tarefa de corrigir a inclinação e a orientação do eixo principal raio a raio da galáxia. Em particular citamos o TiRiFiC[18] [44] e o mais recente BBarolo[19] [45].

4.4 Matéria escura

Veremos na próxima seção que as componentes estelares e gasosa não são suficientes para levar a uma concordância com as observações, é necessá-

[13] Um desvio para o vermelho não implica necessariamente uma aproximação à cor vermelha, é um jargão muito comum que quer dizer um desvio que reduz a frequência (ou aumenta o comprimento de onda) de certa radiação. Ou seja, se a radiação de 21 cm estiver com um comprimento de onda um pouco maior, essa radiação está sofrendo um desvio para o vermelho.

[14] É um efeito de relatividade especial. Este indica que a velocidade da fonte luminosa, cuja frequência de emissão em repouso é conhecida, pode ser imediatamente inferida a partir de seu desvio para o vermelho ou para o azul. No primeiro caso a fonte de afasta e no segundo se aproxima do observador.

[15] www.vla.nrao.edu.

[16] www.skatelescope.org.

[17] Este artigo do Begeman é também uma boa introdução técnica ao assunto de curvas de rotação de galáxias em geral. Há técnicas mais atuais, mas os fundamentos são bem explicados.

[18] gigjozsa.github.io/tirific/.

[19] editeodoro.github.io/Bbarolo/.

rio mais matéria. Ademais, essa matéria faltante precisa ter uma distribuição diferente daquela do gás atômico ou das estrelas.

As possibilidades de trocar toda essa matéria por uma gravitação modificada são pequenas, dados os vários vínculos observacionais que relatividade geral passa. Entretanto, esta ainda é uma área de pesquisa em aberto. Uma outra linha que tem sido explorada recentemente é a de não desenvolver uma gravitação diferente com o objetivo de eliminar matéria escura, mas tratar das consequências de outros tipos de gravitação, motivadas por outros argumentos, e suas inferências para matéria escura. Por exemplo, uma gravitação diferente de relatividade geral poderia alterar a abundância de matéria escura, alterar suas propriedades locais e também as expectativas de interação com a matéria bariônica.

Se há matéria escura no universo e essa é composta de partículas que (essencialmente) só interagem gravitacionalmente, essa matéria não contém os ingredientes necessários para formar disco, ela deve ser estável na forma de uma bola sustentada por dispersões de velocidade que se estende até raios bem além da matéria bariônica (mais detalhes sobre isso na Seção 6). Este, dentre outros argumentos, levaram ao estudo de halos esféricos de matéria escura (mesmo para galáxias de disco).

Podemos notar duas grandes classes de propostas de halos esféricos de matéria escura passaram a ser discutidas. Uma fenomenológica e outra motivada por simulações numéricas. Vamos aqui apenas comentar sobre um exemplo de cada classe, a saber o halo de Burkert [46] e o de Navarro, Frenk e White (NFW) [47, 48]. O primeiro é motivado fenomenologicamente, ou seja, a partir de várias observações inferiu-se que esse é um halo que descreve bem várias galáxias observadas, além de ser razoavelmente simples (depende de dois parâmetros que podem variar de galáxia para galáxia). Esse halo já foi avaliado em vários estudos, e, dentre outros estudos, foi largamente usado por Sallucci e colaboradores [49–51]. Ele costuma ser mais favorecido para galáxias menores (com massas estelares da ordem de $\sim 10^8 M_\odot$), mas mesmo galáxias grandes (com massas estelares de $\sim 10^{10} M_\odot$, como é o caso da Via Láctea) também parecem favorecer esse tipo de halo [52].

Explicitamente, sua densidade é dada por[20] [46]

$$\rho_{\rm Bur}(r) = \frac{\rho_c}{\left(1+\frac{r}{r_c}\right)\left(1+\frac{r^2}{r_c^2}\right)}\,, \qquad (6)$$

em que r_c e ρ_c são dois parâmetros do halo, chamados de raio e densidade do núcleo (ou caroço) (o índice "c" se deve a *core*, em inglês). Esses parâmetros podem variar de galáxia para galáxia, refletindo propriedades de sua formação.

Para raios grandes $r \gg r_c$, a densidade acima decai com r^{-3} e, para raios pequenos ($r \ll r_c$), é uma constante, $\rho_{\rm Bur} \sim \rho_c$. É essa última propriedade que leva esse halo a ser considerado um halo com núcleo, em contraposição aos halos que possuem um grande e rápido crescimento da densidade no centro, como o caso abaixo.

A densidade do halo de NFW, encontrada no contexto de simulações só com matéria escura, sem bárions, é dada por [47, 48]

$$\rho_{\rm NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s}\left(1+\frac{r}{r_s}\right)^2}\,, \qquad (7)$$

em que r_s e ρ_s são dois parâmetros que em geral variam de galáxia para galáxia. É um halo parecido com o de Burkert, mas tem uma diferença crucial, pois para raios muito pequenos, $r \ll r_s$, $\rho_{\rm NFW}$ cresce sem limite. Isso não quer dizer que as simulações numéricas levem a uma densidade que seja verdadeiramente infinita, apenas que, até o limite de resolução das simulações (da ordem ou um pouco menor que 1 kpc), a densidade encontrada segue aumentando conforme o raio diminui. Felizmente, embora a densidade formalmente seja ilimitada próximo ao centro da galáxia ($r = 0$), o perfil de massa $M_{\rm NFW}(r)$ é sempre finito; ou seja o total de massa contido no raio r é finito, mesmo que a densidade seja infinita (uma integração direta mostra isso). Tanto para Burkert quanto para NFW, pode-se calcular o perfil de massa explicitamente, e são funções suaves, bem comportadas.

Existem várias sutilezas e propriedades referente aos halos inferidos por simulações numéricas, uma boa revisão é o livro [53]. Há grupos que encontram halos que não condizem perfeitamente com o de NFW, e, em geral, a introdução de bárions nas simulações leva a correções que podem ser relevantes (e.g., [54]). Simulações

[20] Usamos r, e não R, pois o halo é esférico; reservamos R para a coordenada radial cilíndrica.

mais recentes do mesmo grupo que encontrou o halo (7) indicam que esse halo segue funcionando como uma boa aproximação, mas que uma ainda melhor descrição pode ser obtida com um outro halo [55], posteriormente identificado como um perfil de densidade de Einasto.

5 Curvas de rotação de galáxias

Atualmente, devido às vantagens levantadas na seção anterior, é esperado que curvas de rotação de galáxias de boa qualidade incluam sempre dados oriundos do HI. Além desses dados, podem ser usados outros, com o intuito de aumentar a precisão, especialmente no centro das galáxias, aonde o HI é comumente pouco abundante. Por exemplo, a radiação $H\alpha$, que é emitida por átomos de hidrogênio ionizados (ou seja, emitida por regiões de HII), é comumente mais abundante no centro das galáxias. Não é raro encontrar curvas de rotação híbridas, que foram deduzidas considerando mais de um elemento, sendo o HI o principal deles.

5.1 Os dados observacionais da velocidade circular

Depois que os dados de HI foram devidamente analisados, e sendo a galáxia suficientemente simétrica, pode-se tratar os dados bidimensionais (i.e., a imagem da galáxia em certa banda) de forma unidimensional. É possível em particular inferir a velocidade de rotação da galáxia em diferentes valores para o seu raio, tal como ilustrado pelos dados em vermelho na Fig. 6. Códigos como o BBarolo são capazes de gerar os dados observacionais a partir da imagem observada. Nota-se que é essencial saber qual a inclinação da galáxia raio a raio, para poder inferir a velocidade de rotação local. Isto pois a velocidade de rotação é inferida a partir do desvio para o vermelho da radiação de 21 cm, logo só temos acesso direto à velocidade ao longo da linha de visada (i.e., na direção de observação). A informação sobre qualquer componente de velocidade perpendicular à linha de visada é em princípio desconhecida. Assim, a correção por inclinação ao longo do eixo principal (ou seja, do maior eixo da galáxia) é dada por

$$V = \frac{1}{\text{sen } i} V_{\rm ldv} \quad \text{e} \quad \sigma = \frac{1}{\text{sen } i}\sigma_{\rm ldv}, \qquad (8)$$

em que i é a inclinação da galáxia observada (detalhes abaixo), $V_{\rm ldv}$ e $\sigma_{\rm ldv}$ são respectivamente a velocidade e sua incerteza correspondente na direção da linha de visada, sendo inferidas pelo desvio para o vermelho; enquanto V e σ se referem à velocidade circular e sua incerteza. Poderíamos usar $V_{\rm c}$ para deixar claro que essa velocidade se refere à velocidade circular, mas como aqui quase sempre estaremos tratando dessa velocidade, não vamos usar esse índice c. Não é essencial para esta apresentação, mas pode-se tratar dessas expressões fora do eixo principal, neste caso aparece uma divisão adicional por $\cos\theta$, em que θ é o ângulo entre o semieixo principal em que a galáxia está se afastando e o ponto de interesse.

Há uma convenção usual para expressar a inclinação de uma galáxia: galáxias de disco que parecem circulares, chamadas de *face-on* (com a cara para nós), têm $i = 0°$; já as galáxias que estão posicionadas tal como a Via Láctea está posicionada para nós (ver Fig. 3), são chamadas de *edge-on* (com a borda para nós) e têm $i = 90°$. Assim, para galáxias com a borda para nós, $V = V_{\rm ldv}$. Para as galáxias com a cara para nós, não há velocidade de rotação ao longo da linha de visada, isto é, toda a velocidade associada à rotação será perpendicular ao plano de visada. Consequentemente, $V_{\rm ldv} = 0$ e V não pode ser determinado.

Como deve estar claro com a apresentação acima, os dados observacionais indicados na Fig. 6 contém uma série de reduções com respeito aos dados brutos do brilho superficial do HI. Um detalhe importante é o significado das barras de erro desses dados. Os erros da velocidade circular têm essencialmente três fontes: *i*) o erro do desvio para o vermelho em si, que depende do instrumento de medida, mas costuma ser um erro relativamente baixo, de alguns quilômetros por segundo. *ii*) As assimetrias entre a curva de rotação que se afasta e a que se aproxima. Se em dado raio R_0 e para um lado da galáxia, a velocidade é $V_c(R_0)$; para o lado oposto, ao longo do eixo principal, esperamos que a velocidade seja $-V_c(R_0)$. Na prática, essa concordância nunca é perfeita. Galáxias que mostram grande assimetria entre a curva de rotação que se aproxima e a que se afasta são comumente descartadas para análise de massa a partir de curva de rotação. Dentre as que são suficientemente simétricas (os critérios específicos vão depender das convenções do grupo que tratou os dados), quanto maior for

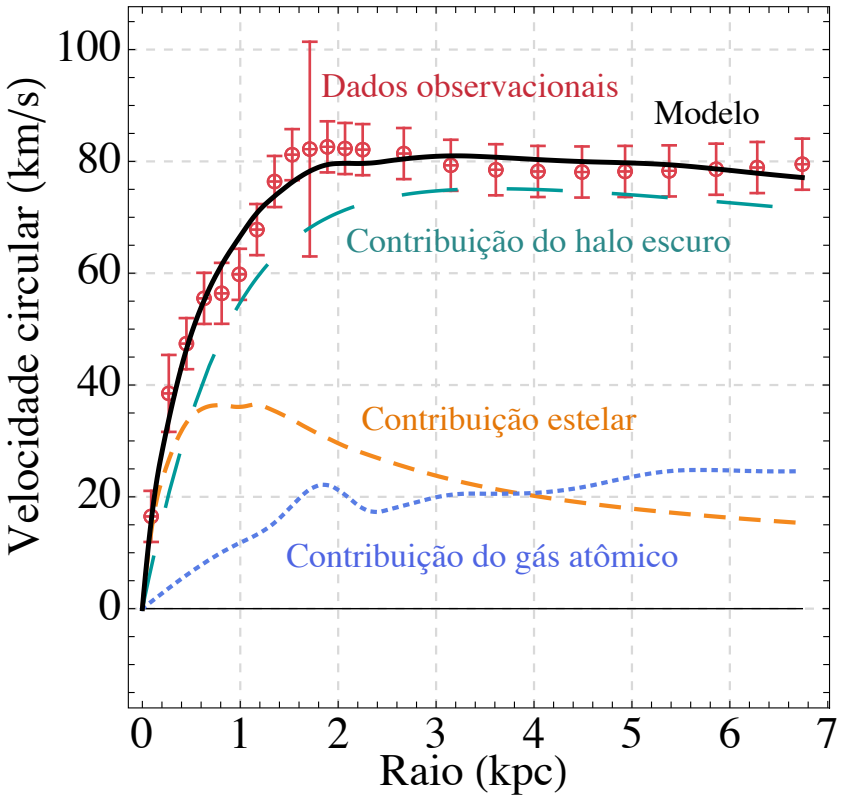


Figura 6: Exemplo de curva de rotação. Embora haja certas semelhanças, não existe uma única curva de rotação que mostre o comportamento de todas, este é apenas um exemplo. Para este exemplo, os dados são da galáxia UGC 05721 [56], o ajuste e a figura (a menos de pequenas edições, como a tradução e a inserção das explicações) foram gerados através do código MAGMA [57], assumindo certo halo de matéria escura. Os pontos vermelhos com barras de erro são os dados observacionais da velocidade circular, a curva pontilhada (azul) é a contribuição do gás atômico (hidrogênio e hélio), a curva tracejada curta (alaranjada) é a contribuição da parte estelar, a curva tracejada longa (esverdeada) é a contribuição do halo de matéria escura (assumido ser o halo de Burkert aqui), e a curva sólida (preta) é o melhor ajuste do modelo completo (tanto para a parte bariônica quanto para a parte não-bariônica). A contribuição total de velocidades circulares é calculada pela raiz da soma dos quadrados, não por uma simples soma.

a diferença dessas velocidades maior deve ser o erro da velocidade circular na curva de rotação. Contudo, não há uma fórmula geral que todos os grupos usem; dados com origens diferentes muitas vezes usam convenções diferentes para estimar esses erros. Os resultados por fim costumam ser bem próximos, mas não idênticos. *iii*) Embora seja um erro sempre presente, é uma convenção largamente usada que os erros de inclinação não entram no cômputo de σ, logo quando a incerteza da inclinação for levada em consideração é necessário reavaliar σ, o que também altera V. Esse processo é simples para o caso de uma mudança global da inclinação, ver a Eq. (8), mais detalhes podem ser vistos por exemplo na Ref. [21]).

Em conclusão, para saber precisamente o significado de σ deve-se ver os artigos específicos no qual esses erros foram determinados, não há uma convenção única, mas comparando vários trabalhos nota-se que há semelhanças entre as convenções.

A Ref. [59] faz várias comparações interessantes entre curvas de rotação obtidas por grupos diferentes e instrumentos diferentes para uma mesma galáxia, e, como esperado, encontra algumas diferenças pontuais, mas em geral boa concordância.

5.2 A curva de rotação bariônica

A curva de rotação bariônica possui essencialmente duas componentes: a estelar e a do gás. Embora haja uma série de detalhes técnicos envolvidos, em essência, a partir do brilho de cada uma delas, encontra-se suas respectivas densidades. A densidade do gás é quase sempre designada por uma densidade superficial $\Sigma_{\rm gas}(R)$, o código BBarolo pode ser usado para encontrá-la. Há possíveis fórmulas

analíticas que descrevem essa densidade de forma aproximada; mas em geral são fórmulas menos simples e sujeitas a mais diferenças com respeito aos dados observacionais que o perfil exponencial estelar. Por isso, não é muito comum usar fórmulas analíticas para o gás no contexto de ajuste de curvas de rotação. Para um exemplo de uso recente, ver por exemplo Green & Moffat [60] e referências citadas. Mesmo para o caso de estrelas, o padrão é não usar a expressão analítica do disco de Freeman (exceto pelo seu uso como uma extensão do perfil estelar além do raio observado). Isto pois muitas vezes é fácil usar a expressão diretamente inferida pela fotometria estelar e calcular o potencial newtoniano de forma numérica (ver Apêndice A).

Abaixo explicamos qualitativamente como se obtém a curva de rotação bariônica. Vários outros detalhes mais específicos, que visam em especial alunos de astronomia, física ou áreas afins, encontram-se nos Apêndices B e C.

5.3 Obtenção da velocidade circular

Em geral a obtenção dessa velocidade requer análise numérica com um computador. Há alguns resultados para algumas distribuições de matéria bem simplificadas que podem ser obtidos à mão, mas, como dito, são aproximações pouco precisas que não capturam as individualidades de cada galáxia. Um estudo aprofundado sobre as relações analíticas entre densidade e potencial newtoniano encontra-se no livro de Binney & Tremaine [27].

Conhecidos os perfis de densidade do bojo e do disco estrelar, além do perfil de densidade do gás, pode-se encontrar o potencial newtoniano por meio da Eq. (12), e a velocidade circular devido a cada uma dessas componentes vem da Eq. (14). Ou seja, esquematicamente temos,

$$\rho_i \longrightarrow \Phi_i \longrightarrow V_i^2 \,, \tag{9}$$

em que o índice i está no lugar de qualquer uma das possíveis componentes materiais. Os procedimentos simbolizados pelas setas podem ser difíceis ou impossíveis analiticamente, mas são possíveis numericamente.

Depois de encontrada a velocidade circular de cada componente, o quadrado da velocidade circular total é obtido pela soma dos quadrados das velocidades das componentes, como indicado na Eq. (20). Não vale a soma linear de velocidades circulares. Mais detalhes encontram-se no Apêndice B.

6 Inferência de matéria escura

Na seção anterior vimos como tratar os principais dados da matéria usual, ou matéria bariônica, em galáxias de tipo espiral. Vimos que as duas principais componentes da matéria bariônica são a do gás atômico (formado primordialmente por HI) e a estelar, esta última tendo como principais subcomponentes uma parte de disco e outra de bojo. Nesta seção veremos como tratar da distribuição de matéria escura.

Há muitos exemplos de galáxias em que toda a matéria bariônica (mesmo considerando suas incertezas) não é capaz de reproduzir a curva de rotação observada, ou seja, algo mais está faltando. O comportamento de muitos casos é bem ilustrado pela Fig. 6. Esse comportamento deixa evidente que a magnitude da curva de rotação observada está muito longe da contribuição bariônica esperada.

Dado que há incertezas na matéria usual (em especial na razão massa luminosidade Υ), como determinar o que está faltando? As primeiras abordagens foram bem simples, usando os chamados disco máximo e mínimo. Em essência consideravam dois casos extremos, um caso usando um Υ tão pequeno que poderia ser aproximado por zero; e outro usando o maior valor de Υ tal que a curva de rotação bariônica não fosse maior que a curva de rotação observada; e mesmo este último caso extremo indica a necessidade de matéria escura (o que está faltando precisa ter uma distribuição diferente da distribuição da matéria luminosa). O que haveria de matéria escura deveria estar entre esses casos extremos. Contudo, essa abordagem é muito qualitativa e não é nada robusto. Além das revisões já mencionadas, ver por exemplo [61], para uma discussão sobre os problemas associados ao disco máximo.

Com o tempo, os erros da parte bariônica foram sendo reduzidos. O advento de medidas e de modelos de população estelar no infravermelho foi essencial para reduzir significativamente as incertezas em Υ. O entendimento de matéria escura num contexto maior, o cosmológico, foi também sendo aprofundado; e novas formas de inferência

de matéria escura foram se solidificando, como por meio de lentes gravitacionais.

Um resultado antigo e que foi importante para consolidar que só incertezas bariônicas não dariam conta de eliminar a matéria escura se refere à estabilidade dos discos estelares [31, 62], pois a existência de halos esféricos de matéria escura seria importante para estabilizar tais discos.

Isso levanta duas questões: *i*) Por que, ao menos para as galáxias espirais, toda a matéria bariônica ficaria aproximadamente na forma de um disco enquanto a matéria escura se distribuiria de forma esférica? *ii*) Como pode uma distribuição esférica de matéria, sem contato interno, só interagindo gravitacionalmente, ser estável?

A última pergunta é mais simples, estabilidade numa distribuição esférica é possível. O que dá suporte dinâmico nesse caso é a dispersão de velocidades, ao invés da rotação. Para o caso esférico, cada partícula estaria constantemente "caindo em direção ao centro", indo de um lado para o outro da galáxia, mas em tempos e posições diferentes. Assim, localmente, teríamos uma diversidade de trajetórias possíveis, mas globalmente o efeito seria o de uma bola estável. Nesse caso, ao invés da Eq. (14), deve-se usar a equação de Jeans (ver Binney & Tremaine [27] para uma revisão).

A primeira pergunta só pode ser completamente respondida junto de um estudo de formação e evolução das galáxias (ver por exemplo o livro de Mo, Bosh & White [53]). O que causa a diferença nas evoluções das matérias escura e bariônica é a simplicidade da primeira com respeito à segunda. Em princípio, matéria escura só interage gravitacionalmente e assim não pode formar nenhuma estrutura mais complexa do que halos de matéria escura. Já a matéria bariônica emite radiação, perde energia dessa forma, pode colapsar até densidades muito elevadas, formando estrelas, estrelas explodem, espalham matéria pela galáxia e para fora dela, além de aumentar a agitação térmica e alterar a composição química do resto da matéria. Simulações que envolvem matéria bariônica são muito mais complexas do que as com matéria escura somente. Entendemos que a radiação da matéria bariônica retira energia de sua agitação térmica, o que permite atingir densidades inacessíveis para a matéria escura, e por isso no centro de galáxias há mais matéria bariônica do que escura, enquanto para raios grandes a relação entre elas é invertida. Sobre a formação de discos, há vários fenômenos envolvidos, mas o princípio básico é que nesse processo de colapso dos bárions há perda da energia média das partículas, mas o momento angular se conserva em média.

6.1 Inferência quantitativa

Para dada modelagem bariônica e dado perfil de densidade do halo de matéria escura, podemos nos perguntar qual a configuração mais provável. A modelagem bariônica tem incerteza nas razões massa-luminosidade estelar, mas distância e inclinação da galáxia estudada são outras fontes que podem ser relevantes. Fixado um perfil de halo de matéria escura, há ainda dois parâmetros livres (considerando os halos comentados anteriormente). Para encontrar a configuração mais provável, o que se faz é maximizar certa probabilidade. Que probabilidade é essa?

Os dados observacionais da curva de rotação, como na Fig. 6, informam, para certos valores do raio, o valor mais provável da velocidade de rotação, junto de seu "erro", ou, mais precisamente, sua incerteza. Cada uma dessas incertezas determina um intervalo de velocidades cuja probabilidade associada é de 68%; ou seja, para cada um dos pontos com dados, há 68% de chance da velocidade estar dentro das barras de erro.[21] As razões massa-luminosidade não podem ser quaisquer, dependendo dos dados e da modelagem das populações estelares, há ou uma região de valores igualmente prováveis, ou um valor mais provável com certa incerteza associada (também comumente expressa com uma probabilidade de 68%). Normalmente, num contexto padrão de matéria escura, as incertezas na distância e inclinação da galáxia não são tão relevantes, mas na prática isso vai depender da qualidade dos dados de cada galáxia. Esse tipo de problema, de encontrar os valores mais prováveis de certos parâmetros, é comumente reexpresso como um problema de minimização de χ^2. Há uma estatística bem conhecida associada a esse tipo de problema. Considerando os desenvolvimentos mais recentes, usa-se uma forma mais geral de inferência estatística chamada de inferência bayesiana,[22] tal como

[21] Essa probabilidade de 68% corresponde à probabilidade da região de 1σ de uma densidade de probabilidade gaussiana. Para mais detalhes, ver a Ref. [63] por exemplo.

[22] Devido a Thomas Bayes (1701-1761).

usada nas Ref. [21,57], aonde mais detalhes sobre como aplicar esse tipo de estatística no contexto de galáxias são abordados. A estatística bayesiana é largamente usada atualmente como o estado da arte para inferir valores de parâmetros e suas incertezas; além de diversas outras aplicações. Curiosamente, durante muito tempo ela teve um papel marginal na ciência, sendo considerada sem sentido pelos adeptos da estatística frequentista. Atualmente, a abordagem frequentista é muitas vezes interpretada como um caso particular da estatística bayesiana. O livro [63] também pode ser usado como uma introdução ao assunto.

Fazer essas análises estatísticas de galáxia em galáxia é trabalho árduo, em geral, especialmente pois os conjuntos de dados atuais de curvas de rotação envolvem mais de uma centena de galáxias. Tratar cada uma delas "artesanalmente" pode ser trabalho inviável. Para esse fim, um código disponível, e por um de nós desenvolvido, é o *Mathematica Automatizes Galaxy Mass Analysis*[23] (MAGMA). O MAGMA sozinho faz minimização de χ^2 (funciona para modelos com vários parâmetros livres e não lineares, podendo incluir incertezas bariônicas e *priors* gaussianos na versão atual), mas não faz marginalização de parâmetros ou computa regiões de credibilidade ou confiança.[24] Contudo, ele tem saída de arquivos que podem ser lidos por outros programas que são úteis para essa análise, como o emcee[25] e o mBayes.[26] Ademais, este código pode ser usado para gerar os gráficos de todas as curvas de rotação de todas galáxias que foram por ele analisados (semelhantemente à Fig. 6), além de ter uma função para compilar todos os resultados individuais numa única tabela; o que é útil como ponte de partida para análises de dados posteriores, como busca por correlações entre parâmetros.

Enquanto as primeiras curvas de rotação eram comumente estudadas analisando casos extremos (os chamados discos mínimo e máximo), o uso de inferência baseada na minimização de χ^2 trouxe critérios quantitativos, ainda que usando algumas aproximações não de todo bem justificadas, em particular sobre o uso do χ^2-reduzido (comumente denotado por $\chi^2_{\rm red}$), ver [66] para uma crítica geral. Critérios como BIC e AIC, às vezes vistos como superiores ao $\chi^2_{\rm red}$, também dependem de aproximações que nem sempre são razoáveis, podem ser melhores sim, mas em alguns contextos. Em geral têm de ser usados com cuidado.

Há uma tendência geral, em parte devido ao maior poder computacional atualmente disponível, de rumo a estatísticas mais robustas e em particular baseadas em inferência bayesiana. Uma discussão sobre o assunto, neste contexto de curvas de rotação de galáxias, pode ser vista em [67, 68]. Há certamente vários desenvolvimentos na área, envolvendo métodos estatísticos, que ainda podem vir a ser implementados.

6.2 O que pode-se dizer sobre matéria escura em galáxias a partir das curvas de rotação?

Ao avaliar modelos diferentes para matéria escura, seja com gravitação newtoniana ou outra, é possível compará-los e ver qual se sai melhor. A forma mais simples de fazer isso é qualitativamente. Para um pequeno conjunto de galáxias, e para resultados que são sistematicamente ruins, só de olhar para as curvas de rotação inferidas por cada modelo pode ser evidente notar que um modelo possui problemas sistemáticos para se ajustar às curvas esperadas. Por exemplo, vimos que o halo de NFW depende em geral de dois parâmetros. As simulações numéricas indicam que esses parâmetros estão na verdade correlacionados [53]. Caso seja usada uma versão forte da correlação do halo de NFW, assumindo que um parâmetro possa ser escrito em função do outro, obtém-se alguns resultados que estão sistematicamente em conflito com as observações (por exemplo, [50,69]). Há vários outros casos em que comparações qualitativas simples são suficientes para dizer se um modelo é aceitável (ou seja, aparentemente não tem problemas) ou certamente possui problemas; por exemplo, no contexto de gravitação modificada, ver as comparações feitas na Ref. [70]. Para o caso de dois parâmetros livres do halo de NFW, ainda assim o halo de NFW segue sendo inferior ao halo de Burkert (ou outros perfis com um núcleo) para muitas galáxias, mas essas questões são mais sutis (por exemplo, [52,59,71]).

[23] github.com/davi-rodrigues/MAGMA.

[24] Como o MAGMA faz minimização a partir de repetidas execuções de evolução diferencial [64, 65] em paralelo, para encontrar o mínimo global ele é em geral mais eficiente do que métodos de MCMC. Saber aonde está o mínimo global de χ^2 pode ser muito relevante como ponto de partida para o MCMC. Há vários casos neste contexto em que χ^2 tem múltiplos mínimos locais.

[25] emcee.readthedocs.io.

[26] github.com/valerio-marra/mBayes.

Para esses casos mais sutis, técnicas mais quantitativas são necessárias.

Além de servir de comparação de modelos, buscando ver quais tem problemas e quais podem corresponder com os dados observacionais, a análise da curva de rotação da Via Láctea pode ser usada para estimar a densidade de matéria escura nas vizinhanças do sistema solar (por exemplo, [72–74]), e consequentemente com impacto para detecções de partículas de matéria escura em laboratórios [75]. Com respeito a partículas de matéria escura com interações além da gravitacional, entender a distribuição de matéria escura em outras galáxias é útil para estimar a densidade central de matéria escura e a possibilidade de colisões dessas partículas, as quais poderiam gerar outras partículas detectáveis por outras observações [75].

Saber sobre como a matéria escura deve ser distribuída em galáxias é de fundamental importância para entender o que matéria escura pode ser de forma microscópica.

Para uma visão geral sobre as pesquisas brasileiras no tópico de matéria escura, ver a Ref. [76]. Há várias pesquisas em andamento que não foram aqui abordadas.

7 Conclusões

Apresentamos aqui uma revisão sobre curvas de rotação em galáxias, em particular como interpretá-las e o que elas nos dizem sobre matéria escura. Tentamos aqui não sermos muito específicos, mas ao mesmo tempo buscamos entrar em suficientes detalhes para que o leitor possa ter uma ideia de como nosso trabalho é feito. Para aqueles que se interessarem no assunto e tenham interesse em começar a trabalhar, esperamos que esta revisão possa ajudar como um guia inicial, levantando direções de aonde procurar por mais informações específicas.

Agradecimentos

A.H.A agradece à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES, Brasil) e ao *Deutscher Akademischer Austauschdienst* (DAAD, Alemanha) pelo apoio concedido durante seu doutorado. D.C.R agradece ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq, Brasil) e à Fundação de Amparo à Pesquisa e Inovação do Espírito Santo (FAPES, Brasil) por apoios a projetos de pesquisa. O presente trabalho fez uso da base de dados SIMBAD (operado no CDS, Strasbourg, França) e foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Sobre os autores

Alejandro Hernández-Arboleda (hernandezaalejandro100@gmail.com) é graduado em Física e Matemática pela Universidad de los Andes, Colômbia, com Mestrado em Física Teórica na mesma universidade. Atualmente é estudante de doutorado do PPGCosmo e membro do Núcleo de Astrofísica e Gravitação (Cosmo-ufes), ambos da UFES. Seu principal interesse de pesquisa é em astrofísica de galáxias, com ênfase para matéria escura e curvas de rotação, além de gravitação (incluindo relatividade geral e extensões).

Davi C. Rodrigues (davi.rodrigues@cosmo-ufes.org) é professor do Departamento de Física da UFES desde 2010, membro do Núcleo de Astrofísica e Gravitação e dos programas de pós-graduação PPGCosmo e PPGFis. É pesquisador do CNPq. Fez graduação e mestrado na UFJF ,em Física, concluiu o Doutorado em Física na UFRJ em 2006 e fez pós-doutorados na Universidad de Santiago de Chile (Usach), na Pontíficia Universidad Católica de Chile (PUC-Chile) e na Unicamp. Atua nas áreas de astrofísica de galáxias, gravitação (relatividade geral e extensões) e cosmologia.

Apêndice A: Gravitação newtoniana para corpos extensos

O modelo assumido na Fig. 2 é simplesmente gravitação newtoniana com uma massa pontual, o Sol. Os planetas são tomados como partículas testes, isto é, suas massas são desprezíveis. Para tratar de galáxias, precisaremos de gravitação newtoniana para corpos extensos, assim apresentamos aqui esta formulação e sua relação com o caso de partículas. Aqui começaremos pelo caso contínuo, que será mais útil para nossas aplicações, e a partir dele veremos que é imediato encontrar a solução de partículas (ou seja, é um

caminho inverso com respeito a vários livros introdutórios à gravitação newtoniana, mas mais próximo da abordagem da pesquisa atual, e coloca os princípios da gravitação newtoniana mais próximos das equações da relatividade geral). É necessário, porém, que haja alguma familiaridade com a delta de Dirac[27]. A gravitação newtoniana para corpos extensos pode ser expressa pelas equações diferenciais

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho\,, \tag{10}$$

$$\boldsymbol{a} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi\,. \tag{11}$$

Denotamos vetores e operadores vetoriais por símbolos em negrito, em particular $|\boldsymbol{a}| = a$ e $\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla} = \nabla^2$.

Para dada distribuição de massa, $\rho(\boldsymbol{r})$, a primeira equação diz como encontrar o potencial $\Phi(\boldsymbol{r})$. Consequentemente, esta equação isoladamente não tem conteúdo físico algum. A segunda equação acima é uma equação vetorial e diz como relacionar $\Phi(\boldsymbol{r})$ com uma força por massa, ou seja, uma aceleração. Esse conjunto de equações descreve a dinâmica da gravitação newtoniana.

Muitas vezes é conveniente reexpressar a Eq. (10) na forma integral, a saber:

$$\Phi(\boldsymbol{r}) = -G\int \frac{\rho(\boldsymbol{r'})}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}|}d^3r'\,. \tag{12}$$

A solução acima pode ser facilmente verificada para quem já sabe de algumas propriedades da delta de Dirac (ou, melhor ainda, pode ser facilmente deduzida para quem já sabe o que é função de Green).

Para um corpo que está órbita estável circular, sua aceleração é puramente a centrípeta, que é dada por

$$\boldsymbol{a} = -\frac{V^2}{r}\hat{\boldsymbol{r}}\,. \tag{13}$$

Consequentemente, usando a Eq. (11),

$$\partial_r\Phi = \frac{V^2}{r}\,, \tag{14}$$

pois só a componente radial é não nula. Em outros momentos vamos usar R no lugar de r. Reservarmos r para a coordenada radial das coordenadas esféricas, enquanto R se refere à coordenada radial das coordenadas cilíndricas.

[27] Ela é definida de forma tal que $\int_a^b \delta(x)dx$ vale 1 se $0 \in (a,b)$, e vale 0 caso contrário. Ela é a forma mais natural de tratar uma densidade que, integrada num volume infinitesimal, resulta numa massa finita positiva e independente do volume infinitesimal escolhido. Para mais detalhes, ver por exemplo a Ref. [77].

Veremos agora como obter as soluções de massas pontuais a partir das equações para o contínuo. A famosa expressão de força entre duas massas pontuais,

$$\boldsymbol{F} = -G\frac{m_1m_2}{r^2}\hat{\boldsymbol{r}}, \tag{15}$$

é um caso particular das expressões anteriores. A equação acima, junto da segunda lei de Newton, implica que a aceleração sofrida pela massa m_2 é

$$\boldsymbol{a}_2 = -G\frac{m_1}{r^2}\hat{\boldsymbol{r}}\,. \tag{16}$$

Para encontrarmos a expressão acima a partir das Eqs. (10, 11), precisamos especificar a densidade de massa de uma partícula pontual. Isso é feito através da delta de Dirac,[28]

$$\rho(\boldsymbol{r}) = m_1\delta^{(3)}(\boldsymbol{r})\,. \tag{17}$$

A massa m_1 é encontra-se em $\boldsymbol{r} = 0$. Consequentemente, usando a Eq. (12),

$$\Phi = -G\frac{m_1}{r}\,. \tag{18}$$

Por fim, usando a Eq. (11), obtém-se imediatamente a Eq. (16), assim mostrando como obter a expressão da aceleração para partículas massivas.

Apêndice B: Detalhes adicionais sobre a curva de rotação bariônica

Neste apêndice damos continuidade, de forma mais técnica, à Seção 4.2.

B.1 Composição de velocidades circulares

A velocidade V_i é a velocidade circular da componente i. Ou seja, se somente a componente i existisse, partículas testes em equilíbrio por rotação iriam rodar seguindo o perfil radial dado por $V_i(R)$. Falta saber qual a velocidade de rotação obtida a partir da combinação de componentes. Pode ser tentador achar que a velocidade de rotação total devido a duas componentes seria dada pela soma de suas respectivas velocidades, mas

[28] $\delta^{(3)}(\boldsymbol{r})$ é a delta de Dirac tridimensional, isto é, em coordenadas cartesianas $\delta^{(3)}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0) = \delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-z_0)$, e em coordenadas esféricas $\delta^{(3)}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0) = \delta(r-r_0)\delta(\theta-\theta_0)\delta(\varphi-\varphi_0)/(r^2\sin\theta)$.

isso é falso. Não há nada na gravitação newtoniana que garanta esse tipo de soma de velocidades. Contudo, pelas equações diferenciais (10) e (11), que são lineares em Φ, ρ e $\boldsymbol{a}$, conclui-se que uma soma das densidades leva a uma soma dos potenciais newtonianos correspondentes, que consequentemente leva a acelerações que podem ser somadas. E, como a aceleração em questão é proporcional a V^2, conclui-se que, para cada valor do raio R, e para duas componentes quaisquer denotadas por 1 e 2, a aceleração total é

$$\boldsymbol{a}_{\rm T} = \boldsymbol{a}_1 + \boldsymbol{a}_2\,, \tag{19}$$

e a velocidade circular total é

$$V^2_{\rm Tc} = V^2_1 + V^2_2\,, \tag{20}$$

ou seja, não vale a soma linear das velocidades circulares.

B.2 Estabilidade e a convenção sobre velocidades circulares negativas

É possível que $V_{\rm Tc}(R)$ descreva uma curva de rotação circular e estável para todos os valores possíveis do raio R, mas que isso não ocorra para uma das componentes de $V_{\rm Tc}(R)$. Se em dado raio a força gravitacional resultante não for direcionada ao centro da simetria, não será possível haver aceleração centrípeta e portanto não pode haver órbita circular estável. Para distribuições esféricas de massa, a força gravitacional é ou nula ou aponta para o centro da distribuição; mas para distribuições de massa na forma de um disco, é possível encontrar forças que apontam no sentido oposto ao centro, ou seja, uma partícula teste pode ser atraída para matéria que está num raio maior que o dela.

Esse fenômeno acima descrito é exemplificado em detalhes no Apêndice C e é frequentemente motivo de confusão para quem está começando a estudar o assunto. A Eq. (19) é uma equação vetorial, cujo sinal de cada componente é arbitrário, e assumindo que a única aceleração seja a centrípeta, temos

$$\boldsymbol{a}_i = -\frac{V_i^2}{R}\hat{\boldsymbol{R}}\,. \tag{21}$$

Se só existir uma componente material, e essa componente material estiver em equilíbrio por rotação, necessariamente tem de ser verdade que $V_i^2 > 0$ para qualquer valor do raio R. Entretanto, como ilustrado no Apêndice C, é possível que essa aceleração tenha o sentido oposto, dado que estamos lidando com distribuição de matéria sem simetria esférica. Quando isso ocorrer, pode-se continuar a expressar a aceleração pela Eq. (21), desde que seja considerada a possibilidade de $V_i^2 < 0$.

Caso $V^2_{\rm Tc} < 0$ em dado intervalo de R, nesse intervalo não pode haver curva de rotação, pois não há órbita estável. Caso para uma componente i tenhamos $V_i^2 < 0$, mas $V^2_{\rm Tc} > 0$, então a componente i segue tendo uma contribuição para a velocidade circular total, sendo sua contribuição responsável por reduzir o valor de $V^2_{\rm T}$, logo em geral não pode ser ignorada.

É útil que muitos dos dados de curvas de rotação de galáxias disponíveis contenham já dados das velocidades de cada uma das componentes bariônicas, ou seja, cada um dos V_i. Este é o caso por exemplo dos dados do *Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves*[29] (SPARC) [56]. Mais difícil é encontrar dados livremente disponíveis que forneçam as densidades de cada uma das componentes. É de praxe no meio o uso de uma peculiar convenção para V_i, a saber

$$V_i = \begin{cases} \sqrt{V_i^2} & \text{, se } V_i^2 > 0, \\ -\sqrt{|V_i^2|} & \text{, se } V_i^2 < 0. \end{cases} \tag{22}$$

E esta peculiar convenção implica que não podemos em geral simplesmente calcular o quadrado de V_i da forma usual, deve-se usar

$$V_i^2 = V_i|V_i|\,. \tag{23}$$

Em algumas situações pode ser mais adequado usar $V_i = \sqrt{V_i^2}$ sempre, o que leva eventualmente a valores imaginários de V_i. Por outro lado, para apresentar gráficos de curvas de rotação, dado que a parte imaginária possui informação relevante, a convenção (22) torna-se útil para evitar o uso de imaginários. Como a convenção (22) é comumente usada, é bom os interessados estarem já cientes dela.

B.3 O efeito da razão massa-luminosidade estelar

Como explicado na Seção 4.2, a conversão de brilho estelar em massa requer o conhecimento

[29] astroweb.cwru.edu/SPARC/.

da razão massa-luminosidade estelar de cada uma das componentes estelares, isto é, do bojo e do disco, denotadas por $\Upsilon_{\rm B}$ e $\Upsilon_{\rm D}$. A colaboração THINGS apresenta diversos detalhes de como essa constante foi obtida para cada uma das galáxias [30], tendo por base, em especial, um modelo de cor $J-K$ para a banda de 3.6 μm do satélite Spitzer (i.e., é a mesma banda usada pelo SPARC, mas a modelagem de massa a partir da luz estelar é diferente). Essa referência apresenta também vários outros detalhes de como a contribuição estelar foi obtida. Considerando referências mais recentes, o modelo que eles usaram para inferir Υ parece não ser favorecido [28, 78, 79], mas, ainda assim, aos interessados nos detalhes técnicos, recomenda-se uma leitura atenta para entender os procedimentos utilizados.

A prática usual de disposição dos dados de curvas de rotação é fornecer os valores de das velocidades circulares do disco e do bojo ($V_{\rm D}$ e $V_{\rm B}$) com certo valor de Υ. O SPARC adota a apresentação de dados com a normalização $\Upsilon = \Upsilon_\odot = 1 M_\odot/L_\odot$, em que $M_\odot$ é a massa do Sol e $L_\odot$ é a luminosidade do Sol na banda considerada. Essa normalização de Υ tem valor que difere dos favorecidos pelos modelos de população estelar, mas é uma normalização conveniente, a qual assumiremos para simplificar a notação. É útil introduzir as quantidades adimensionais $\Upsilon_{\rm D}$ e $\Upsilon_{\rm B}$ referente às razões massa-luminosidade do disco e do bojo. Caso essas últimas não fossem adotadas como adimensionais, seria necessário usar, na equação abaixo, $\Upsilon_{\rm D}/\Upsilon_\odot$ no lugar de $\Upsilon_{\rm D}$. A velocidade circular total estelar, a partir dos dados das velocidades do disco e do bojo ($V_{\rm D}$, $V_{\rm B}$) pode então ser expressa por

$$V_*^2 = \Upsilon_{\rm B} V_{\rm B}|V_{\rm B}| + \Upsilon_{\rm D} V_{\rm D}|V_{\rm D}|\,. \qquad (24)$$

Acima levamos em consideração que $V_{\rm B}$ e $V_{\rm D}$ podem ser negativos para alguns valores do raio R, assim usamos a Eq. (23). Na prática, não é comum encontrar $V_{\rm B}$ ou $V_{\rm D}$ com valores negativos para qualquer raio, isto pois comumente o perfil de distribuição estelar, tanto para o bojo quanto para o disco, é tal que a densidade de estrelas cai quase que monotonamente ao longo do raio. Velocidades circulares negativas (ou imaginárias) requerem um crescimento significativo de massa com o raio em alguma região, sendo comuns para a contribuição gasosa, não para a estelar.

B.4 O efeito da variação da distância

As distâncias esperadas das galáxias têm incertezas, e, dependendo do contexto, do modelo tratado, e da qualidade dos dados, essa incerteza pode ser relevante. Às vezes pode ser interessante simplesmente reavaliar a mesma galáxia usando uma outra distância. Por exemplo, um conjunto de dados de galáxias usou certa distância D em todos os seus dados, mas posteriormente uma nova medida encontra $D' \neq D$ como uma melhor estimativa para a distância; assim é importante saber como adaptar os dados para a novo valor de distância. A demonstração a seguir é baseada no material suplementar da Ref. [57].

Estamos interessados numa mudança da distância estimada, não numa mudança física da distância, logo o brilho aparente da galáxia é invariante por esta transformação.

As distâncias angulares (comumente medidas em segundos de arco, arcsec) entre diferentes pontos da galáxia são invariantes perante esta transformação de distância (isto é, o tamanho aparente da galáxia não pode mudar, dado que é um dado observacional direto e não estamos considerando uma mudança física da distância). Por outro lado, as distâncias internas da galáxia medidas com dimensão de distância, como kpc por exemplo, vão mudar com a mudança da distância D.

Seja D' a outra distância da galáxia que se pretende usar e seja

$$\delta = \frac{D'}{D}\,. \qquad (25)$$

Assim, a luminosidade interna da galáxia muda por[30]

$$L' = L\delta^2, \qquad (26)$$

e a posição radial interna à galáxia muda por

$$R' = R\delta\,. \qquad (27)$$

Nota-se que a distância adimensional, construída pela razão de uma posição radial R e uma distância fixa de referência $R_{\rm ref}$, é invariante $\bar{R} = R/R_{\rm ref} = R'/R'_{\rm ref} = \bar{R}'$.

Para um disco infinitesimalmente fino, a relação entre sua luminosidade L e seu brilho superficial (ou densidade superficial de luminosidade)

[30] É consequência de um efeito simples geométrico, pois a área da superfície de uma esfera cresce com o quadrado de seu raio. Isso é comumente discutido no contexto de luminosidade aparente e luminosidade absoluta [27].

Σ_L é

$$L = 2\pi \int \Sigma_L(R) R\, dR\,. \tag{28}$$

Portanto, usando as transformações acima para L e R conclui-se que a luminosidade superficial é invariante por mudança da distância no seguinte sentido:

$$\Sigma'_L(R') = \Sigma_L(R)\,. \tag{29}$$

O potencial newtoniano é explicitamente computado usando um caso particular da Eq. (12),

$$\Phi(R) = -G\,\Upsilon \int \frac{\Sigma_L(R)}{|\boldsymbol{R} - \tilde{\boldsymbol{R}}|} \tilde{R}\, d\theta\, d\tilde{R}\,. \tag{30}$$

Acima usamos $\tilde{R}$ como variável muda de integração.

Como G e Υ não podem variar com a distância,

$$\Phi'(R') = \Phi(R)\delta\,. \tag{31}$$

E por fim temos

$$V'(R') = V(R)\sqrt{\delta}\,. \tag{32}$$

A demonstração acima é válida tanto para um disco estelar quanto para o disco de gás. Ela pode ser facilmente estendida para um disco de espessura finita desde que a densidade de luminosidade tridimensional seja separável no seguinte sentido: $j(R, z) = \Sigma_L(R)Z(z)$.

B.5 A curva de rotação bariônica total

Juntando todos os resultados até aqui, e levando em conta possíveis variações de inclinação, distância e da razão massa-luminosidade estelar, podemos concluir que a curva de rotação bariônica (V_b) pode ser expressa em função das dadas velocidades circulares $V_{\rm D}$, $V_{\rm B}$ e de V_g, em que V_g se refere à velocidade da componente gasosa isoladamente, a saber,

$$V_b^2 = V_*^2\delta + V_g|V_g|\delta\,. \tag{33}$$

Acima, V_*^2 é dado pela Eq. (24). Nota-se que a inclinação i não aparece na expressão acima, isto pois mudanças de inclinação não alteram a velocidade circular bariônica estimada, alteram por outro lado os dados da velocidade circular inferida pelo desvio para o vermelho, como indicado na Eq. (8). Existe um porém na afirmativa anterior, pois caso efeitos de extinção sejam considerados como relevantes, mudanças de inclinação podem ter impacto na luminosidade superficial, e consequentemente, nesse caso, terão impacto para V_b^2.

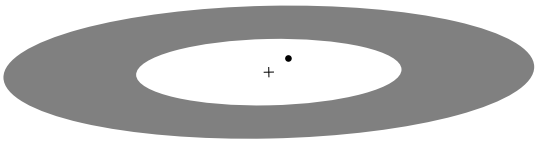


Figura 7: Um anel bidimensional de matéria. A matéria, distribuída com densidade constante encontra-se em $1 < R < 2$ e no plano $z = 0$, simbolizada pela região em cinza na figura. A cruz marca o centro de simetria. Uma partícula teste numa posição $R < 1$, como o ponto preto na figura, sente uma força em sentido *oposto* ao centro de simetria. Ou seja, ela sente a força gravitacional da distribuição de matéria que está em posição radial além da dela, em contraste com o caso de simetria esférica.

Apêndice C: Potencial e velocidade circular devido a um anel de matéria

Considere uma distribuição de matéria bidimensional, com simetria axial e no plano $z = 0$, sendo dada por

$$\begin{aligned} &\rho(R, z) = \Sigma(R)\delta(z)\,, \\ &\Sigma(R) = 1, \text{se } 1 < R < 2, \text{ e} \\ &\Sigma(R) = 0 \text{ caso contrário}\,. \end{aligned} \tag{34}$$

A Fig. 7 ilustra este caso.

O potencial newtoniano é encontrado a partir da Eq. (12). Contudo, para essa distribuição de matéria desconhecemos uma solução explícita completa, mas podemos fazer analiticamente ao menos parte da integração, só a integral na parte radial será feita numericamente, a saber, no plano $z = 0$ e usando $G = 1$,

$$\Phi(R, \theta) = -\int_\Sigma \frac{R'}{\sqrt{R^2 + R'^2 - 2\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{R'}}} d\theta dR'\,. \tag{35}$$

Acima usamos Σ como índice da integral para lembrar que essa integral deve ser feita somente na região em que Σ for não nulo. Como este exemplo visa ser qualitativo, não estamos interessados em fixar unidades tais como as usadas em galáxias, por isso usamos coordenadas, densidades e constantes como adimensionais.

Acima, podemos usar que

$$\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{R'} = RR'\cos(\theta_R)\,, \tag{36}$$

em que θ_R é o ângulo entre esses vetores. Para que esse último ângulo coincida com o ângulo θ que aparece na integral, basta considerar uma rotação do eixo que corresponde a $\theta = 0$, de forma

com que $\theta_R = \theta$. Ademais, na integração, podemos integrar de 0 a 2π, mas também podemos fazer uma simples transformação e integrar de $-\pi$ a π. Com estas convenções, a integral em θ se aproxima da definição de uma função especial, a integral elíptica completa de primeiro tipo, que é definida por[31]

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - m\,\mathrm{sen}^2(\theta)}}\,. \qquad (37)$$

Usando algumas simples relações trigonométricas, dentre elas que $\cos^2(\theta) = \frac{1}{2}(\cos(2\theta) + 1)$, e prestando atenção aos limites de integração, conclui-se que

$$\Phi(R,\theta) = -\int_1^2 \frac{4R'}{R+R'} K\left(\frac{4RR'}{(R+R')^2}\right) dR'\,. \qquad (38)$$

Pode parecer que não houve grande mérito na passagem da Eq. (35) para a Eq. (38), dado que a última expressão será resolvida numericamente. Mas mesmo resolvendo numericamente houve sim, pois várias linguagens de computação algébrica e numérica atuais já possuem a integral elíptica predefinida de forma com que sua computação é mais rápida do que a integral em θ original.

Os resultados para Φ e $\Phi' = \partial_R \Phi$ encontram-se na Fig. 8. O principal comportamento que nos interessa aqui é a inexistência de curva de rotação estável na região $1,00 < R < 1,30$, ou seja, mesmo além do raio do início do anel não há curva de rotação estável.

Para o caso de disco infinitesimalmente fino, há uma forma de encontrar essas mesmas soluções de forma analítica em termos de funções de Bessel, e pode-se verificar que a resposta encontrada numericamente é a mesma da forma exata. Sobre o procedimento para a forma exata, ver [27] (seção *Disk potentials via Bessel functions*). Uma das vantagens da forma numérica acima, que usa a integral elíptica, é ser mais flexível, podendo ser aplicada para discos mais gerais. Ademais, nem sempre soluções exatas são as mais rápidas para serem processadas computacionalmente.

[31] Dependendo da referência, pode-se encontrar m ou m^2 dentro da integral. Qualquer uma dessas definições pode ser usada, desde que consistentemente.

Referências

[1] K. de Oliveira e M. de Fátima Saraiva, *Astronomia e Astrofísica*, 3ª ed. (Livraria da Física, São Paulo, 2013).

[2] G. B. Lima Neto, *Astronomia extragalática e cosmologia*, Notas de aula [online], disponível em www.astro.iag.usp.br/~gastao/Extragal.html, acesso em jan. 2021.

[3] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, Astrophys. J. **875** L1 (2019), arXiv:1906.11238.

[4] E. Opik, *An estimate of the distance of the Andromeda Nebula,* Astrophys. J. **55** 406 (1922).

[5] E. P. Hubble, *A spiral nebula as a stellar system, Messier 31,* Astrophys. J. **69** 103 (1929).

[6] D. A. Gurnett, W. S. Kurth, L. F. Burlaga e N. F. Ness, *In Situ Observations of Interstellar Plasma with Voyager 1*, Science **341** 1489 (2013).

[7] D. A. Gurnett e W. S. Kurth, *Plasma densities near and beyond the heliopause from the Voyager 1 and 2 plasma wave instruments*, Nature Astronomy **3** 1024 (2019).

[8] B. Luque e F. J. Ballesteros, *To the Sun and beyond*, Nature Physics **15** 1302 (2019).

[9] R. Schodel et al., *A Star in a 15.2 year orbit around the supermassive black hole at the center of the Milky Way*, Nature **419** 694 (2002), arXiv:astro-ph/0210426.

[10] H. G. Wells, *A short history of the world* (Macmillan, New York, 1922).

[11] E. P. Hubble, *The Realm of the Nebulae* (Yale University Press, 1936).

[12] G. Vaucouleurs, *Classification and Morphology of External Galaxies*, Handbuch der Physik **11** 275 (1959).

[13] Figura baseada na versão de A. Ciccolella de 2016, Wikimedia, Hubble - de Vaucouleurs Galaxy Morphology Diagram.png. A versão deste artigo foi traduzida e as cores foram trocadas. *Creative Commons* CC-BY 4.0.

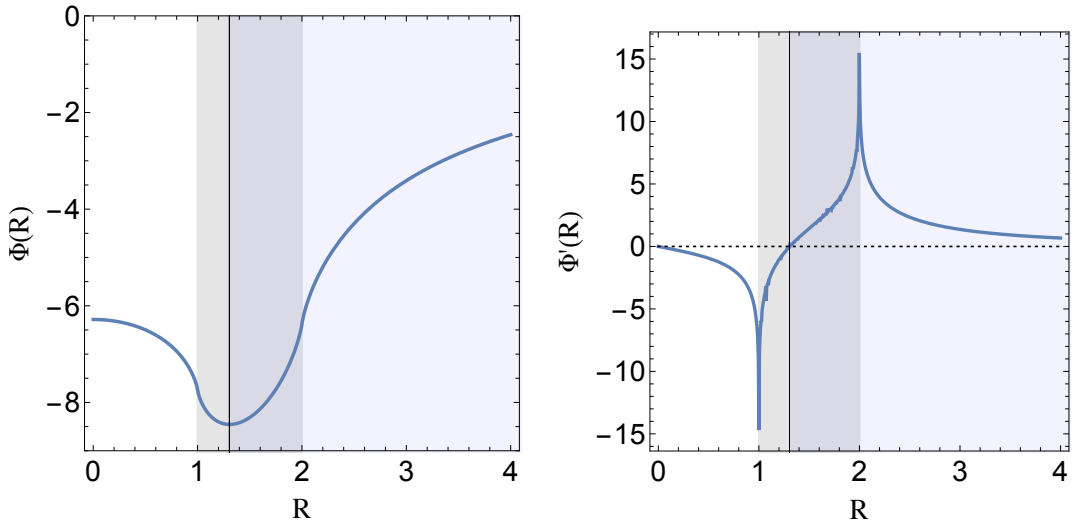


Figura 8: *À esquerda*: o potencial newtoniano (em unidades adimensionais) no plano $z = 0$ referente ao anel da Fig. 7. A faixa cinza em $1 < R < 2$ indica a região radial aonde há matéria, a região azulada indica os valores de R para os quais há órbitas circulares estáveis, a saber $R > 1{,}30$. *À direita:* semelhantemente ao gráfico anterior, mas agora a curva apresentada é a derivada do potencial newtoniano. Para $R < 1{,}30$, não há velocidade circular que possa manter uma partícula em órbita estável, pois a força gravitacional tem sentido oposto ao centro. Pode-se também dizer que $V^2(R < 1{,}30) < 0$.

[14] G. Bertone e D. Hooper, *History of dark matter*, Rev. Mod. Phys. **90** 045002 (2018), arXiv:1605.04909.

[15] Y. Sofue e V. Rubin, *Rotation curves of spiral galaxies*, Astron. and Astrophys. Review **39** 137 (2001), arXiv:astro-ph/0010594.

[16] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta **6** 110 (1933).

[17] J. H. Oort, *Some Problems Concerning the Structure and Dynamics of the Galactic System and the Elliptical Nebulae NGC 3115 and 4494,* Astrophys. J. **91** 273 (1940).

[18] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones e D. Zaritsky, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophys. J. Lett. **648** L109 (2006), arXiv:astro-ph/0608407.

[19] J. Wu, Q. Li, J. Liu, C. Xue, S. Yang, C. Shao, L. Tu, Z. Hu e J. Luo, *Progress in Precise Measurements of the Gravitational Constant*, Annalen Phys. **531** 1900013 (2019).

[20] J. Friedlander e S. Digel, *The multiwavelength Milky Way* [online], disponível em asd.gsfc.nasa.gov/archive/mwmw/mmw_sci.html, acesso em jan. 2021.

[21] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An introduction to modern astrophysics*, Cambridge University Press 2nd edition (2017).

[22] C. Alcock et al., *The MACHO project: Microlensing results from 5.7 years of LMC observations*, Astrophys. J. **542** 281 (2000), arXiv:astro-ph/0001272.

[23] P. Tisserand et al., *Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds*, Astron. Astrophys. **469** 387 (2007), arXiv:astro-ph/ 0607207.

[24] L. Chemin, C. Carignan e T. Foster, *HI kinematics and dynamics of Messier 31*, Astrophys. J. **705** 1395 (2009), arXiv:0909.3846.

[25] E. F. Bell e R. S. de Jong, *Stellar mass-to-light ratios and the Tully-Fisher relation*, Astrophys. J. **550** 212 (2001), arXiv:astro-ph/ 0011493.

[26] S. Courteau et al., *Galaxy Masses*, Rev. Mod. Phys. **86** 47 (2014), arXiv:1309.3276.

[27] J. Binney e S. Tremaine, *Galactic Dynamics (Princeton Series in Astrophysics)* (Princeton University Press, 1988).

[28] S. E. Meidt et al., *Reconstructing the stellar mass distributions of galaxies using S^4G IRAC 3.6 and 4.5 μm images: II. The conversion from light to mass*, Astrophys. J. **788** 144 (2014), arXiv:1402.5210.

[29] K. C. Freeman, *On the Disks of Spiral and so Galaxies*, Astrophys. J. **160** 811 (1970).

[30] W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S. H. Oh e R. C. Kennicutt Jr., *High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS*, Astronom. J. **136** 2648 (2008), arXiv:0810.2100.

[31] P. C. van der Kruit e K. C. Freeman, *Galaxy Disks*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **49** 301 (2011), arXiv:1101.1771.

[32] F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, F. Bigiel, R. C. Kennicutt,Jr., M. D. Thornley e A. Leroy, *THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey*, Astronom. J. **136** 2563 (2008), arXiv:0810.2125.

[33] L. Mayer, F. Governato e T. Kaufmann, *The formation of disk galaxies in computer simulations*, Adv. Sci. Lett. **1** 7 (2008), arXiv:0801.3845.

[34] M. Vogelsberger, F. Marinacci, P. Torrey e E. Puchwein, *Cosmological Simulations of Galaxy Formation*, Nature Rev. Phys. **2** 42 (2020), arXiv:1909.07976.

[35] J. L. Sersic, *Atlas de galaxias australes* (1968).

[36] G. A. Mamon e E. L. Lokas, *Confronting lambda-CDM with the optical observations of elliptical galaxies. 2. Weighing the dark matter component*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **363** 705 (2005), arXiv:astro-ph/0405491.

[37] G. Westerhout, *The Pioneers of H I*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series **276** 3 (2002).

[38] R. G. Strom, *How was Atomic HI (λ = 21 CM Line) in Space Discovered?* International Journal of Modern Physics Conference Series **23**, 472 (2013).

[39] H. I. Ewen e E. M. Purcell, *Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum: Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec.,* Nature **168** 356 (1951).

[40] C. A. Muller e J. H. Oort, *Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum: The Interstellar Hydrogen Line at 1,420 Mc./sec., and an Estimate of Galactic Rotation*, Nature **168** 357 (1951).

[41] D. J. Griffiths, *Hyperfine splitting in the ground state of hydrogen*, American Journal of Physics **50** 698 (1982).

[42] W. de Blok, F. Fraternali, G. Heald, E. Adams, A. Bosma e B. S. Koribalski, *The SKA view of the Neutral Interstellar Medium in Galaxies*, PoS **AASKA14** 129 (2015), arXiv:1501.01211.

[43] K. G. Begeman, *HI rotation curves of spiral galaxies. I. NGC 3198,* Astronomy & Astrophysics **223** 47 (1989).

[44] G. I. G. Józsa, F. Kenn, T. A. Oosterloo e U. Klein, *TiRiFiC: Tilted Ring Fitting Code*, arXiv:1208.008 (2012).

[45] E. M. Di Teodoro e F. Fraternali, *^{3D} BAROLO: a new 3D algorithm to derive rotation curves of galaxies*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **451** 3021 (2015), arXiv:1505.07834.

[46] A. Burkert, *The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies*, Astrophys. J. Letters **447** L25 (1995), arXiv:astro-ph/9504041.

[47] J. F. Navarro, C. S. Frenk e S. D. White, *A Universal density profile from hierarchical clustering*, Astrophys. J. **490** 493 (1997), arXiv:astro-ph/9611107.

[48] J. F. Navarro, C. S. Frenk e S. D. M. White, *The Structure of Cold Dark Matter Halos*, Astrophys. J. **462** 563 (1996), arXiv:astro-ph/9508025.

[49] M. Persic, P. Salucci e F. Stel, *The Universal rotation curve of spiral galaxies: 1. The Dark matter connection*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **281** 27 (1996), arXiv:astro-ph/9506004.

[50] G. Gentile, P. Salucci, U. Klein, D. Vergani e P. Kalberla, *The Cored distribution of dark matter in spiral galaxies*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **351** 903 (2004), arXiv:astro-ph/0403154.

[51] P. Salucci, A. Lapi, C. Tonini, G. Gentile, I. Yegorova e U. Klein, *The Universal Rotation Curve of Spiral Galaxies. 2. The Dark Matter Distribution out to the Virial Radius*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **378** 41 (2007), arXiv:astro-ph/0703115.

[52] D. C. Rodrigues, A. del Popolo, V. Marra e P. L. C. de Oliveira, *Evidence against cuspy dark matter haloes in large galaxies*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **470** 2410 (2017), arXiv:1701.02698.

[53] H. Mo, F. van den Bosch e S. White, *Galaxy Formation and Evolution* (Cambridge University Pres, 2010).

[54] A. Di Cintio, C. B. Brook, A. V. Macciò, G. S. Stinson, A. Knebe, A. A. Dutton e J. Wadsley, *The dependence of dark matter profiles on the stellar-to-halo mass ratio: a prediction for cusps versus cores*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **437** 415 (2014), arXiv:1306.0898.

[55] J. F. Navarro, E. Hayashi, C. Power, A. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. White, V. Springel, J. Stadel e T. R. Quinn, *The Inner structure of Lambda-CDM halos 3: Universality and asymptotic slopes*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **349** 1039 (2004), arXiv:astro-ph/0311231.

[56] F. Lelli, S. S. McGaugh e J. M. Schombert, *SPARC: Mass Models for 175 Disk Galaxies with Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves*, Astronom. J. **152** 157 (2016), arXiv:1606.09251.

[57] D. C. Rodrigues, V. Marra, A. Del Popolo e Z. Davari, *Absence of a fundamental acceleration scale in galaxies*, Nature Astronomy **2** 668 (2018), arXiv:1806.06803.

[58] V. Marra, D. C. Rodrigues e Á. O. de Almeida, *A fundamental test for MOND*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **494** 2875 (2020), arXiv:2002.03946.

[59] W. de Blok e A. Bosma, *High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies*, Astronomy & Astrophysics **385** 816 (2002), arXiv:astro-ph/0201276.

[60] M. A. Green e J. W. Moffat, *Modified Gravity (MOG) fits to observed radial acceleration of SPARC galaxies*, Phys. Dark Univ. **25** 100323 (2019), arXiv:1905.09476.

[61] R. Swaters, R. Sancisi, T. van Albada e J. van der Hulst, *Are Dwarf Galaxies Dominated by Dark Matter?* Astrophys. J. **729** 118 (2011), arXiv:1101.3120.

[62] G. Efstathiou, G. Lake e J. Negroponte, *The stability and masses of disc galaxies,* Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **199** 1069 (1982).

[63] P. C. Gregory, *Bayesian logical data analysis for the physical sciences : a comparative approach with Mathematica support* (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).

[64] K. Price, R. M. Storn e J. A. Lampinen, *Differential Evolution: A Practical Approach to Global Optimization (Natural Computing Series)* (Springer, 2006).

[65] R. Storn e K. Price, *Differential Evolution –A Simple and Efficient Heuristic for global Optimization over Continuous Spaces*, Journal of Global Optimization **11** 341 (1997).

[66] R. Andrae, T. Schulze-Hartung e P. Melchior, *Dos and don'ts of reduced chi-squared*, 2010), arXiv:1012.3754.

[67] E. Cameron, G. W. Angus e J. M. Burgess, *Overconfidence in Bayesian analyses of galaxy rotation curves*, Nature Astronomy **4** 132 (2020).

[68] D. C. Rodrigues, V. Marra, A. Del Popolo e Z. Davari, *Reply to: Overconfidence in Bayesian analyses of galaxy rotation curves*, Nature Astronomy **4** 134 (2020), arXiv:2002.01970.

[69] G. Gentile, A. Burkert, P. Salucci, U. Klein e F. Walter, *The dwarf galaxy DDO 47 as a dark matter laboratory: testing cusps hiding in triaxial halos*, Astrophys. J. Letters **634** L145 (2005), arXiv:astro-ph/0506538.

[70] D. C. Rodrigues, P. S. Letelier e I. L. Shapiro, *Galaxy rotation curves from General Relativity with Renormalization Group corrections*, JCAP **1004** 020 (2010), arXiv:0911.4967.

[71] D. C. Rodrigues, P. L. de Oliveira, J. C. Fabris e G. Gentile, *Modified gravity models and the central cusp of dark matter halos in galaxies*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **445** 3823 (2014), arXiv:1409.7524.

[72] P. Salucci, F. Nesti, G. Gentile e C. Martins, *The dark matter density at the Sun's location*, Astron. Astrophys. **523** A83 (2010), arXiv:1003.3101.

[73] F. Iocco, M. Pato e G. Bertone, *Evidence for dark matter in the inner Milky Way*, Nature Phys. **11** 245 (2015), arXiv:1502.03821.

[74] P. F. de Salas, K. Malhan, K. Freese, K. Hattori e M. Valluri, *On the estimation of the local dark matter density using the rotation curve of the Milky Way*, JCAP **2019** 037 (2019), arXiv:1906.06133.

[75] S. Profumo, *An Introduction To Particle Dark Matter (Advanced Textbooks in Physics)*, (WSPC-Europe, 2017).

[76] E. Abdalla et al., *Brazilian Community Report on Dark Matter*, (2019), arXiv:1912.10076.

[77] S. Hassani, *Mathematical physics : a modern introduction to its foundations*, (Springer, Cham, 2013).

[78] S. S. McGaugh e J. M. Schombert, *Color-Mass-to-light-ratio Relations for Disk Galaxies*, Astronom. J. **148** 77 (2014), arXiv:1407.1839.

[79] J. Schombert, S. McGaugh e F. Lelli, *The mass-to-light ratios and the star formation histories of disc galaxies*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483** 1496 (2019), arXiv:1811.10579.

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Um escuro quarto do Universo

Gláuber Carvalho Dorsch
Universidade Federal de Minas Gerais

Resumo
Um quarto do conteúdo energético do Universo está na forma de matéria escura. A natureza dessa matéria ainda é um enigma, mas há poucas dúvidas de que sua solução requer uma extensão do modelo padrão da física de partículas, com a inclusão de novas partículas elementares e talvez novas interações. Após rever algumas evidências cosmológicas indicando a existência dessa componente escura do cosmos, mostramos como as ferramentas teóricas já disponíveis podem ser utilizadas para explicar sua origem no Universo primordial, e discutimos brevemente alguns dos cenários de candidatos mais promissores a essa forma de matéria. Uma importante conclusão é que o estudo desse setor escuro pode lançar nova luz sobre alguns dos enigmas relacionados ao comportamento da matéria bariônica usual.

Abstract
A quarter of the energetic content of the Universe is in the form of dark matter. The nature of this matter is still an enigma, but there is little doubt that its solution will require an extension of the Standard Model of Particle Physics, with the inclusion of new fundamental particles and perhaps new interactions. After reviewing some cosmological evidence pointing to the existence of this dark component of the cosmos, we show how the available theoretical tools could be used to explain its genesis in the early Universe, and briefly discuss a few of the most promising candidate scenarios. An important conclusion is that the study of this dark sector could shed new light on some of the enigmas related to the behaviour of the usual baryonic matter as well.

Palavras-chave: cosmologia, matéria escura, Universo primordial, CMB, modelo padrão.
Keywords: cosmology, dark matter, early Universe, CMB, standard model.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33753

1 Introdução

Poucas obras de arte são capazes de retratar tão eloquentemente o impacto das ciências no *Zeitgeist* do século XX quanto o mural de Diego Rivera intitulado "Homem, Controlador do Universo" (Figura 1). Nele, Rivera coloca o ser humano ao centro, senhor de seu próprio destino, capaz de manipular a matéria em seus vários níveis de complexidade, tanto em escala microscópica quanto cosmológica, e com isso dirigir sua História através do redirecionamento das forças naturais para seus desígnios. Circundando essa figura, diversas imagens aludem à encruzilhada a que esse poder nos conduziu, e que definiu boa parte daquele século: de um lado o otimismo diante das imensas capacidades e conquistas da Razão humana, de outro a preocupação com as catástrofes humanitárias já prenunciadas — e logo concretizadas — frente ao potencial destrutivo e opressivo dessas tecnologias. Mas por trás desse conflito inconciliável, por mais antitéticas que fossem essas vertentes que tanto se digladiaram no decorrer do século, ambas compartilhavam de uma percepção comum que lhes servia de ponto de partida: a de que nos aproximávamos de uma compreensão fundamental sobre a estrutura e a dinâmica de toda a matéria do Universo.

E, de fato, havia boas justificativas para se pensar assim. Basta considerarmos o exemplo do acelerado desenvolvimento da teoria atômica, principalmente a partir do início do século XIX, quando as primeiras corroborações empíricas em favor da estrutura discreta da matéria puseram fim a um debate filosófico que perdurara por milênios. Menos de cem anos depois já surgiam os primeiros indícios de uma estrutura subatômica, como a detecção dos elétrons em 1897 e a posterior descoberta do núcleo em 1913. A partir

Licença Creative Commons

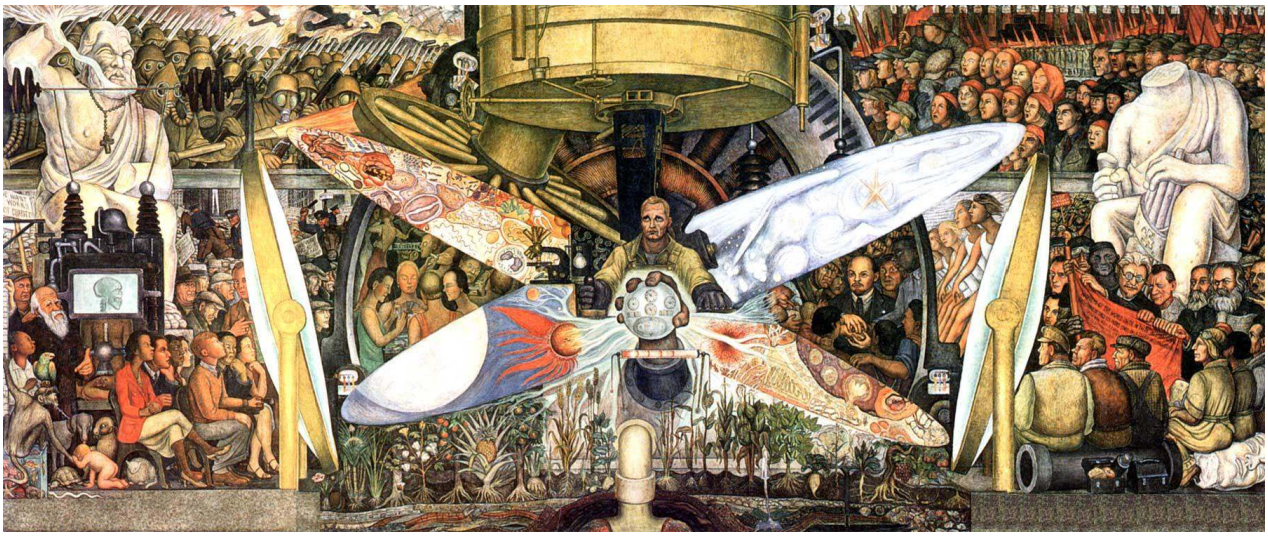


Figura 1: Diego Rivera, "Homem, Controlador do Universo" (1933). Mural em exibição no *Palacio de Bellas Artes*, Cidade do México.

daí, só duas décadas precisaram transcorrer para que a subestrutura do núcleo fosse desvelada, e, seis anos (!) após a detecção dos nêutrons em 1932, essas partículas já eram utilizadas para realizar fissão nuclear artificial, possibilitando-nos controlar reações nucleares e delas extrair energia em quantidades até então inimagináveis. Não tardou para que essa técnica já fosse posta em prática nos explosivos nucleares detonados sobre as cidades de Hiroshima e Nagasaki, que puseram um ponto final à Segunda Guerra Mundial e redirecionaram as discussões geopolíticas desde então. Ou seja, em menos de cinquenta anos o desenvolvimento da física atômica alçou-nos da simples concepção de átomos indivisíveis rumo a um clima de iminente apocalipse nuclear que marcou profundamente as décadas subsequentes!

Um outro exemplo também surpreendente desse rápido progresso científico é o desenvolvimento da cosmologia enquanto ramo da física. Até as primeiras décadas do século XX as discussões sobre as origens e a história do cosmos estavam amplamente restritas às tradições mitológicas e especulações metafísicas, ainda que o problema já fosse tratável com o ferramental teórico da mecânica newtoniana [1, 2]. Foi somente após o advento da relatividade geral de Einstein, com a consequente geometrização da gravitação e a unificação de espaço e tempo, que surgiram na física as primeiras cosmologias dinâmicas, propostas por Friedmann nos anos 1920 [3, 4]. Na solução de Friedmann o Universo está continuamente em expansão a uma taxa

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \tag{1}$$

onde o ponto sobre a variável representa a sua derivada (i.e. sua taxa de variação) com relação ao tempo. Aqui, $a(t)$ é o fator de escala que determina a razão entre o "tamanho do Universo" em um instante t comparado a hoje, ou, mais precisamente, determina como a distância entre dois objetos cosmológicos varia com o tempo devido à expansão do espaço[1]. Se d_0 é a distância entre dois objetos hoje, em um outro instante t essa distância será $d(t) = a(t)d_0$. Ou seja, mesmo na ausência de movimento relativo (d_0 constante) a expansão do espaço faz com que a distância entre quaisquer dois objetos varie! De fato, nesse caso segue-se que esses objetos se afastam a uma velocidade

$$v \equiv \dot{d} = \dot{a}\, d_0 = H d \tag{2}$$

proporcional à distância. Em 1929, Edwin Hubble mostrou que as galáxias distantes estão se afastando de nós a velocidades que satisfazem justamente a Eq. (2), que é hoje denominada *Lei de Hubble*. O valor atual do *parâmetro de Hubble*[2] é

[1] Consulte também a edição anterior desta revista, em especial a ref. [5].

[2] A constante de Hubble pode ser medida diretamente pelo afastamento de cefeidas [6, 7] ($H_0 \simeq 73\ \mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}$), ou indiretamente através de observáveis cosmológicos como o CMB [8] ($H_0 \simeq 67\ \mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}$). Essas duas abordagens resultam em valores incompatíveis para a constante de Hubble, discrepantes por um fator maior do que 4σ. Essa tensão pode ser indicativa de nova física [9].

$H_0 \simeq 67 - 73$ (km/s)/Mpc.

A descoberta de Hubble fortaleceu a tese de um Universo em expansão, mas ainda assim houve relutância em se adotar o modelo Friedmanniano por ele prever a existência de uma singularidade inicial. Afinal, se o Universo está sempre se expandindo, seu tamanho deve ter sido muito menor no passado do que atualmente, e houve um instante em que todo seu conteúdo estava concentrado em um único ponto: o chamado "Big Bang". Ao invés disso, até meados da década de 1960 prevaleceu, na comunidade científica, a insistência na concepção de um Universo eterno, o que lançou a cosmologia em décadas de investigações pouco frutíferas em busca de uma solução expansionista mas sem uma origem [4].

Uma exceção foi a escola russa: George Gamow nos anos 1940 e 1950, e o grupo de Yakov Zeldovich no início dos anos 1960, já haviam concluído que um Universo comprimido em um volume muito pequeno constituiria um plasma superaquecido, e demonstraram que esse cenário seria propício para explicar a formação dos elementos leves no Universo[3]. Mais ainda, Gamow também previra, como consequência desse Universo quente, que nós estamos imersos em meio a uma radiação eletromagnética remanescente dessa época primordial. Quando essa radiação cósmica de fundo (*Cosmic Microwave Background* ou CMB em inglês) foi então detectada em 1965, a noção de que o Universo possui uma história, e de que passou por um período quente, tornou-se parte integrante do modelo cosmológico padrão, inaugurando assim uma nova era da cosmologia teórica e observacional. Hoje em dia, menos de um século após o advento da cosmologia como ramo da física, somos capazes de medir o espectro do CMB com uma precisão que nos permite determinar diversas propriedades do cosmos, tais como sua taxa de expansão, sua geometria, e seu conteúdo material e energético.

Mas a história não transcorre sem suas ironias. Ao mesmo tempo em que celebramos um outro grande sucesso das ciências, expandindo nossa capacidade investigativa a todo o Universo observável, presente e passado, essas medições mais precisas nos forçam a confrontar-nos com uma verdade inconveniente: a de que toda a matéria que conhecemos até então não constitui mais do que $\sim 5\%$ do nosso cosmos. E que o nosso melhor modelo das partículas elementares e de suas interações fundamentais, o chamado *modelo padrão da física de partículas*, é, ao mesmo tempo, uma teoria de quase tudo — porque explica quase todos os fenômenos envolvendo a matéria com que estamos familiarizados — e de quase nada — porque essa matéria é apenas uma pequena fração de todo o Universo.

Posto dessa forma, o prognóstico parece bastante desolador. O objetivo deste artigo é provar o contrário, e, de certa forma, sustentar o otimismo predominante no início do século passado, mesmo diante dessa aparente desilusão. O cerne do argumento consiste em mostrar que o ferramental teórico-observacional que desenvolvemos até aqui é suficiente para abordarmos o problema da natureza da matéria escura, inclusive com previsões quantitativas. Os grandes sucessos obtidos na descrição da matéria bariônica (i.e. matéria luminosa) provam a robustez dessas técnicas, e a história atesta a nossa capacidade de constantemente aprimorá-las quando elas se mostram insuficientes. Ademais, veremos que a investigação a respeito da origem da matéria escura pode ajudar a esclarecer outros enigmas que ainda rondam o modelo padrão da física de partículas, e portanto contribuir para uma maior compreensão a respeito da matéria bariônica.

Para esse fim, o artigo está organizado da seguinte maneira. Na Seção 2 discutiremos como o CMB constitui evidência convincente da existência de uma componente escura da matéria no Universo. Além de nos permitir determinar o percentual de energia do cosmos na forma de matéria escura, $\Omega_{\rm dm} \approx 26.6\%$, o CMB ainda nos mostra que essa matéria deve ter existido desde os primórdios da história do Universo. Na Seção 3 discutiremos algumas propostas para a natureza da matéria escura, que pode ser constituída de novas partículas elementares ainda não descobertas, mas que *em princípio* poderia também ser um efeito puramente gravitacional ou ser constituída de matéria usual compactada em estruturas não luminosas (planetas, buracos negros, estrelas mortas, etc.). A principal conclusão dessa discussão é que a única explicação, até hoje, que se adequa a todas as evidências observacionais envolve a existência de novas partículas elementa-

[3] É curioso que muitas contribuições à física desse plasma primordial advieram de cientistas que haviam trabalhado em projetos de explosivos nucleares, e tinham experiência nas técnicas relevantes à teoria de fusão nuclear, como Yakov Zeldovich e Robert Dicke [10].

res. O desafio, então, é elaborar uma teoria em que essas partículas interajam de maneira a produzir a abundância de matéria escura atualmente observada. Alguns aspectos técnicos necessários a essa discussão serão apresentados na Seção 4. Na Seção 5 apresentamos alguns dos principais candidatos a partículas de matéria escura e suas motivações, ilustrando como a busca por essas novas partículas pode ajudar-nos a compreender melhor também a matéria bariônica com a qual estamos familiarizados. A Seção 6 é reservada para as conclusões.

2 *Matéria escura na radiação cósmica de fundo (CMB)*

2.1 *A origem do CMB*

No princípio o Universo era um plasma quente. A essas altíssimas temperaturas, as partículas constituintes dessa sopa primordial são tão energéticas que é praticamente impossível mantê-las ligadas entre si, impossível formarem sistemas mais complexos do que meras partículas livres. Trata-se de uma situação distinta da que vivenciamos em nosso quotidiano de baixas energias, em que estamos familiarizados com a matéria organizada em átomos, que formam moléculas, que, por sua vez, se aglomeram em estruturas cristalinas. Ao mesmo tempo, estamos também familiarizados com o fato de que, ao aquecermos um sólido, fornecendo energia às moléculas, suas ligações mútuas nessa rede cristalina podem se romper, promovendo a fusão do material. Se fornecermos ainda mais energia, é possível dissociar as moléculas em átomos, e até eventualmente ionizar esses átomos, rompendo a ligação Coulombiana dos elétrons com o núcleo. Com ainda mais energia o núcleo pode ser desintegrado em prótons e nêutrons isolados, e assim sucessivamente. É justamente isso o que acontece no plasma primordial: todos esses processos de desintegração estão ocorrendo constantemente, desde que a temperatura seja suficientemente alta para que as energias necessárias estejam amplamente disponíveis.

Consideremos, por exemplo, o Universo em seus primeiros anos de vida, quando todos os nêutrons já se encontravam ligados a prótons, e o plasma era formado majoritariamente de fótons (i.e. radiação eletromagnética), elétrons e alguns nuclídeos leves — isótopos de hidrogênio, hélio, e traços de lítio. Nessa sopa primordial, esses elétrons e nuclídeos estão constantemente se aproximando e se afastando e interagindo uns com os outros, e, dadas as condições adequadas, o elétron pode entrar em órbita em torno de um desses nuclídeos, formando um estado ligado — um átomo. Uma exemplo de tal reação, formando um átomo de hidrogênio, pode ser escrita como

$$e^- + p \rightarrow H + \gamma, \tag{3}$$

onde γ representa a energia liberada em forma de radiação eletromagnética por essa reação exotérmica. Nesse caso a energia é da ordem de alguns eV, correspondente à energia necessária para ionizar o átomo[4]. Ocorre que, no Universo primordial, esses átomos recém criados estão imersos em um mar de fótons. Se a temperatura desse plasma for suficientemente alta, vários desses fótons terão energia suficiente para reionizar o hidrogênio, e a reação ocorre em ambas direções,

$$H + \gamma \longleftrightarrow e^- + p. \tag{4}$$

Mais ainda, ambas direções ocorrem à mesma taxa. Ou seja, o hidrogênio é dissociado tão rapidamente quanto é formado. Trata-se, portanto, de uma situação de *equilíbrio químico*, em que as concentrações dessas partículas do plasma não se alteram (contanto que a temperatura permaneça constante).

Mas, como o Universo está se expandindo adiabaticamente, esse plasma primordial está constantemente se resfriando, e a energia dos fótons termais é cada vez menor. Eventualmente o plasma atinge uma temperatura tão baixa que poucos fótons termais possuem energia suficiente para reionizar os átomos recém-formados, Quando a temperatura chega a $\sim$ 3000 K (ou $\sim$ 0.25 eV), aos $\sim$ 380000 anos de idade do Universo, poucos fótons possuem energia suficiente para reionizar os átomos, e a reação acima passa a ocorrer somente na direção da equação (3). Com o Universo tornando-se eletricamente neutro e a densidade de elétrons livres diminuindo rapidamente (devido à captura de elétrons por prótons e também à expansão do Universo, que dilui as

[4]Um *elétron-Volt* (1 eV) é uma unidade de medida de energia, correspondente à variação de energia de um elétron ao atravessar uma diferença de potencial de 1 Volt. Em unidades do Sistema Internacional tem-se $1\,\text{eV} \approx 1.602 \times 10^{-19}$ J. O elétron-Volt é a unidade de energia mais comum na física de partículas.

partículas no plasma), os fótons emitidos pela "recombinação" dos átomos[5] se propagam livremente, até eventualmente atingirem os nossos telescópios: essa é a radiação cósmica de fundo, uma relíquia que nos dá uma imagem do Universo primordial.

2.2 Das anisotropias

Analisando o espectro dessa radiação, que tem a forma de um corpo negro, é possível determinar que a temperatura desses fótons atualmente é $T \simeq 2.73$ K [1, 2, 11, 12]. Como a temperatura do plasma é inversamente proporcional ao fator de expansão do Universo, e como a temperatura dos fótons na época da recombinação era ~ 3000 K, pode-se concluir que o Universo se expandiu por um fator de 1100 vezes desde então. Ademais, a temperatura do CMB é essencialmente a mesma independente da direção para onde apontamos nossos telescópios. Essa homogeneidade e isotropia do Universo, que pode ser alçada a um princípio fundamental da cosmologia moderna, está em sintonia com outras observações independentes, como a distribuição de aglomerados de galáxias e demais grandes estruturas, que também é homogênea e isotrópica em escalas acima de ~ 100 Mpc [1, 2].

Mas é óbvio que, localmente, essa isotropia não é válida. Em uma manhã ensolarada, o Sol claramente diferencia leste de oeste, norte de sul. À noite, a anisotropia da distribuição de constelações no céu também nos permite localizar-nos no espaço, como faziam e ainda fazem os navegadores na ausência de aparelhos artificiais.

Assim, se comprimíssemos o Universo por um fator de 1100, regressando ao instante da Recombinação, seria de se esperar que essas anisotropias também estivessem presentes no plasma primordial. E, de fato, estão! A Figura 2 é um mapa do céu mostrando as microflutuações da temperatura do CMB em torno do valor médio $T \simeq 2.73$ K. Para extrair informações mais quantitativas dessa imagem, podemos expandir esse perfil de temperatura em multipolos (i.e. em harmônicos esféricos[6]), analogamente a uma expansão em série de Fourier sobre a superfície de

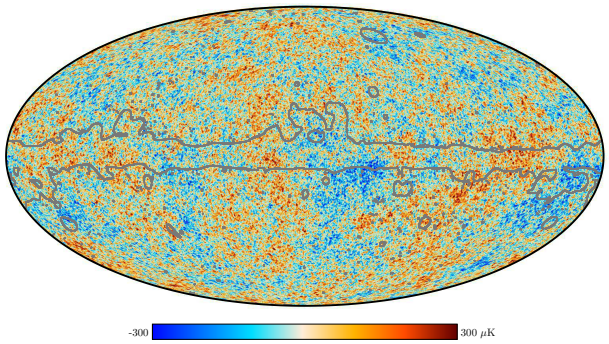


Figura 2: Mapa do céu mostrando as flutuações de temperatura do CMB, obtido pelo satélite Planck [13]. Note que as flutuações são da ordem de $\Delta T \sim 10^2$ μK, ou $\Delta T/T \sim 10^{-5}$.

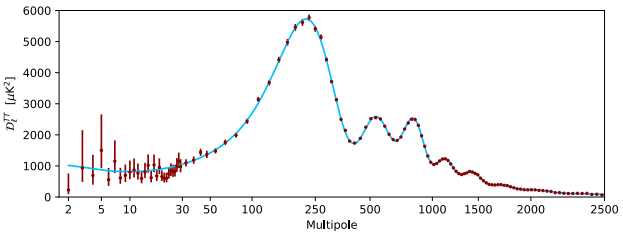


Figura 3: Espectro de potência das flutuações de temperatura do CMB [13].

uma esfera, e calcular a média dos coeficientes $\Delta T_{\ell m}$ sobre todo o espaço. Como a média simples $\langle \Delta T_{\ell m} \rangle$ se anula por definição — ΔT são as flutuações em torno da média total —, o primeiro momento não-nulo é o espectro de potência

$$\langle \Delta T_{\ell m} \Delta T_{\ell' m'} \rangle = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} T^2 C_\ell. \qquad (5)$$

O lado direito dessa equação adquire essa forma (em particular, depende apenas do multipolo ℓ) devido à isotropia (em média) do Universo. O parâmetro ℓ está associado às aberturas angulares abrangidas pelas flutuações via $\theta \sim \pi/\ell$. Assim, C_ℓ parametriza a amplitude das flutuações em regiões de "largura" ℓ^{-1} na Figura 2.

As origens dessas anisotropias são, em última instância, as pequenas variações na densidade local de matéria e energia, produzidas num período ainda anterior da vida do Universo[7]. Uma maior

[5] "Recombinação" é o nome técnico desse processo, mas é um pouco enganoso: é a primeira vez, na história do Universo, que elétrons e prótons estão se combinando em átomos neutros.

[6] Os harmônicos esféricos $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ são funções definidas sobre uma esfera, dependentes dos ângulos polar θ e azimutal ϕ, e caracterizados pelo número de multipolo ℓ e o número azimutal m.

[7] No período de expansão inflacionária, flutuações quânticas dos campos primordiais são amplificadas e se tornam essas flutuações observáveis no CMB. Com a expansão posterior do Universo, essas flutuações se tornam as imensas estruturas que observamos atualmente, como os aglomerados de galáxias. Vale mencionar que a teoria inflacionária prevê que o espectro de anisotropias do CMB

densidade local dá origem a um poço de potencial gravitacional que, por si só, já altera a energia (e portanto a temperatura) dos fótons desacoplados, além de atrair a matéria para seu centro. Por outro lado, a interação entre matéria bariônica e os fótons do plasma gera uma pressão de radiação que se contrapõe ao colapso gravitacional, fazendo com que o fluido de bárions e fótons oscile — as chamadas *oscilações acústicas bariônicas*. Essas ondas acústicas se propagam esfericamente no plasma a uma velocidade c_s a partir do centro do poço gravitacional, percorrendo uma distância d_* no intervalo de tempo entre a origem do plasma[8] até o momento da recombinação e do desacoplamento dos fótons — ou seja, d_* é o tamanho do chamado "horizonte acústico". Após a recombinação os fótons se desacoplam dos bárions, a pressão de radiação é extinta, as oscilações são interrompidas, e as regiões de compressões ou rarefações máximas ficam "congeladas". O resultado são regiões de maior ou menor concentração bariônica, refletidas nas flutuações da temperatura do CMB. As regiões de maiores flutuações resultam das oscilações com comprimento de onda múltiplo do tamanho do horizonte acústico, que são congeladas exatamente nos máximos e mínimos de compressão. Portanto o espectro de potência das flutuações termais deve conter vários picos, cujas localizações e amplitudes nos fornecem informações detalhadas a respeito dos potenciais gravitacionais primordiais e da dinâmica do fluido de bárions e fótons. Disso, podemos inferir o conteúdo energético-material do Universo e sua geometria.

De fato, todos os parâmetros do modelo padrão da cosmologia, denominado ΛCDM[9] podem ser extraídos a partir de um *melhor ajuste* para a Figura 3, que ilustra o espectro de potência correspondente ao mapa da Figura 2. Por exemplo, a localização do primeiro pico em $\ell \simeq 200$ na Figura 3, correspondendo a regiões que abrangem um ângulo $\theta \simeq 1^\circ$ na Figura 2, nos diz que a geometria espacial do Universo é plana. Dessa planicidade podemos deduzir, a partir das equações de Friedmann para a dinâmica da expansão [5], que a densidade total de energia no Universo é a *densidade crítica*,

$$\rho_{\rm tot} = \rho_{\rm cr} \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \tag{6}$$

onde G é a constante da gravitação e H_0 é o valor atual do parâmetro de expansão de Hubble[10]. Por sua vez, as amplitudes dos picos podem ser usadas para obter a fração da densidade de energia em forma de matéria[11], $\Omega_m \equiv \rho_m/\rho_{\rm cr}$, e de matéria bariônica (i.e. matéria luminosa), $\Omega_b \equiv \rho_b/\rho_{\rm cr}$. Uma discussão detalhada dos efeitos que determinam a localização e amplitude dos picos desse espectro foge ao escopo deste artigo (cf. [1,11,14]), mas, na Figura 4, mostramos como a previsão teórica varia com esses parâmetros. Um ajuste da posição e das amplitudes relativas dos picos, de modo a conformar a curva teórica ao resultado experimental, resulta em $\Omega_b \simeq 0.049$ e $\Omega_m \simeq 0.315$ [8]. Ou seja, 31.5% da densidade de energia total do Universo está em forma de matéria, mas apenas 4.9% é a matéria bariônica que bem conhecemos[12].

É interessante notar que a fração de matéria bariônica medida pelas anisotropias do CMB está em excelente acordo com as previsões baseadas no mecanismo de nucleossíntese primordial, i.e. no processo de fusão nuclear que ocorreu nos primeiros minutos de vida do Universo, e que foi responsável pela formação dos primeiros elementos químicos. Se a abundância de bárions no Universo fosse maior, deveríamos também observar muito mais hélio e deutério do que de fato medimos. Esse resultado está ilustrado na Figura 5 [16]. O excelente acordo entre dados da recombinação e da nucleossíntese, que são processos totalmente independentes e que envolvem física em escalas de

é Gaussiano, e as observações até agora têm corroborado essa previsão. Isso significa que a função de correlação quadrática, dada pela Eq. (5), determina univocamente todas as propriedades do mapa na Figura 2.

[8] O plasma emerge durante o processo de *reaquecimento* do Universo pós-inflacionário.

[9] A nomenclatura ΛCDM faz referência às duas principais componentes do Universo nesse cenário: a energia escura, comumente parametrizada pela constante cosmológica Λ, e a matéria escura fria ou *Cold Dark Matter* em inglês.

[10] Note, portanto, que a densidade de energia no Universo atual é extremamente baixa, $\rho_{\rm cr} \sim 10^{-26}\,{\rm kg/m^3}$.

[11] Em cosmologia, chama-se *matéria* (ou *matéria fria*) qualquer constituinte do Universo cuja densidade de energia varie como $\rho_m \sim a^{-3}$, onde $a(t)$ é o fator de escala. A título de comparação, a densidade de energia em forma de radiação (ou matéria quente) comporta-se como $\rho_{\rm rad} \sim a^{-4}$, e a densidade de energia escura é constante [1,2,11,12].

[12] Os restantes 68.5% estão na forma da chamada *energia escura*, que é responsável pela atual expansão acelerada do Universo, e cuja origem é também um mistério. No entanto, uma discussão sobre energia escura foge ao escopo do presente trabalho.

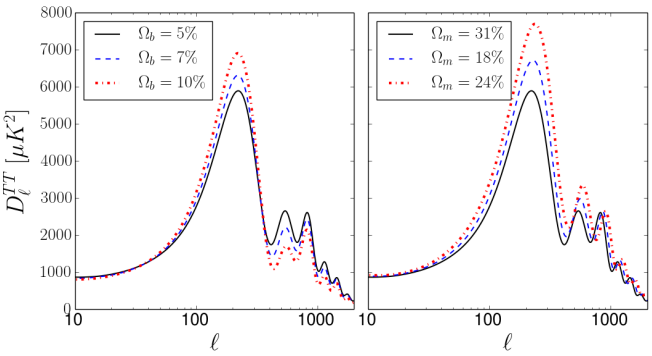


Figura 4: O espectro de anisotropia do CMB depende de parâmetros cosmológicos como a taxa de expansão, a geometria do Universo, e seu conteúdo material. Os gráficos acima mostram como o espectro varia em função da densidade bariônica (esquerda) e da densidade de matéria total no Universo (direita). Os dados foram produzidos usando a interface online do software CAMB [15]. Um melhor ajuste da curva teórica com os dados experimentais da Figura 3 permite-nos determinar que o Universo é constituído de 4.9% de matéria bariônica, 26.6% de matéria escura, e 68.5% de energia escura [8].

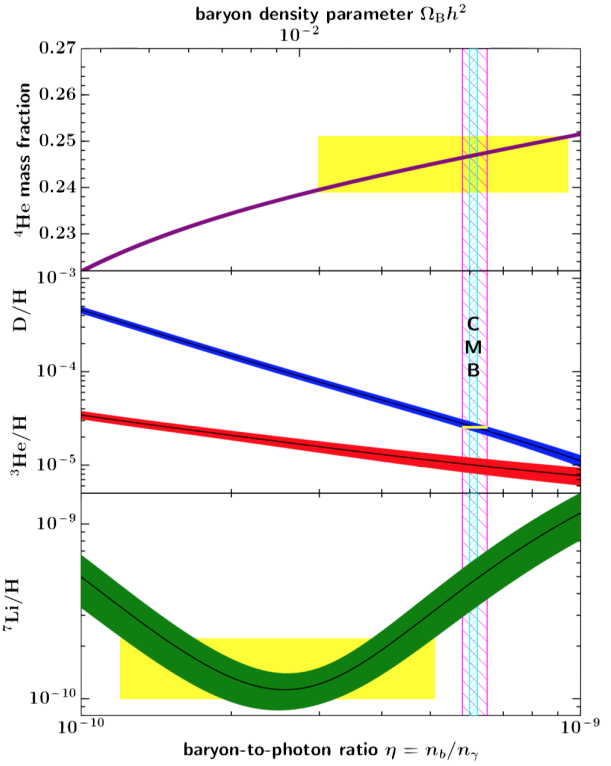


Figura 5: Abundância dos elementos químicos leves (deutério, ^{3}He, ^{4}He e ^{7}Li) como função da abundância de bárions no Universo primordial. As faixas amarelas horizontais indicam as abundâncias observadas dos respectivos elementos, enquanto a faixa vertical azul mostra a abundância bariônica de acordo com o CMB (note que $\Omega_b \simeq 4.9\%$ aparece multiplicado pela constante de Hubble reduzida, $h \equiv H/(100\ \mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}) \simeq 0.67$, resultando em $\Omega_b h^2 \simeq 0.022$). O acordo entre teoria e experimento para a abundância de ^{4}He e deutério é notável. Por outro lado, o motivo do desacordo para o ^{7}Li permanece um mistério, denominado *problema do lítio*. Fonte: Particle Data Group [16].

energia bastante distintas, constituem forte evidência em favor desse modelo cosmológico de um Universo primordial quente [17].

3 Mas, afinal, o que é a matéria escura?

3.1 Da necessidade de novas partículas elementares

Na seção anterior oferecemos uma forte evidência da existência de uma componente escura da matéria do Universo: o espectro do CMB. As observações atuais e a teoria cosmológica subjacente são tão precisas que, confrontando-as, conseguimos determinar não só a existência de matéria escura, mas a sua abundância no cosmos. Entretanto, poderíamos também citar várias outras evidências independentes, como as anomalias nas curvas de rotações de galáxias — que parecem se comportar como se a matéria galáctica se estendesse muito além do halo visível —, o fenômeno de lentes gravitacionais — que indica a existência de efeitos gravitacionais em regiões do céu onde não se detecta matéria visível —, a distribuição de matéria em aglomerados de bala [18], a formação de estruturas de larga escala no cosmos — que não seriam possíveis sem matéria escura —, entre outras.

Neste ponto, cabe notar que todas as atuais evidências para matéria escura consistem em anomalias gravitacionais, i.e. efeitos distintos dos preditos pela relatividade geral se levarmos em conta apenas a existência de matéria luminosa. A princípio seria possível, então, interpretar esses desvios como indícios de uma teoria modificada da gravitação, insistindo na tese de que toda a matéria do Universo seja bariônica. No entanto, teorias de gravitação modificada têm sucessos limitados nessa empreitada, sendo frequentemente incapazes de explicar as nuances do CMB e das estruturas de grande escala [19]. A precursora dessas teorias, a chamada MOND (sigla em inglês para *dinâmica newtoniana modificada*) [20], é conflitante com diversos dados experimentais de rotações de galáxias, que seriam supostamente os observáveis aos quais a teoria melhor se adequa [21]. Resultados recentes ga-

rantem que mesmo as poucas teorias de gravitação modificada capazes de reproduzir as flutuações do CMB [22] falham em prever corretamente outros observáveis, por ex. seu espectro de polarização [23]. Assim, a explicação dessas anomalias gravitacionais em termos de uma componente escura da matéria do Universo parece ser mais simples, mais eficiente, e portanto mais atraente[13].

Em princípio poderíamos vislumbrar a possibilidade de a matéria escura ser constituída, em última instância, de matéria bariônica compactada em objetos astrofísicos que não emitem luz, como planetas, estrelas em fim do ciclo de vida (estrelas de nêutrons, anãs marrons, buracos negros), ou até *buracos negros primordiais*, produzidos durante os primeiros instantes de vida do Universo e que podem ter massa inferior a massas estelares [25]. Todos esses objetos recebem a alcunha geral de MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*), e, como não emitem luz e se comportam cosmologicamente como matéria, satisfazem as condições básicas requeridas de um candidato à matéria escura. Entretanto, para satisfazer os vínculos do CMB e da nucleossíntese é necessário que esses objetos se comportem como matéria escura já nos primeiros minutos da história do cosmos. Planetas, anãs marrons e demais corpos astrofísicos usuais não satisfazem essa condição, pois foram formados centenas de milhões de anos após o evento que deu origem ao CMB. Por sua vez, buracos negros primordiais que tenham sido formados muito antes da nucleossíntese seriam, *em princípio*, candidatos viáveis, pois não participam de interações não-gravitacionais durante essas eras. Mesmo assim, diversos resultados experimentais indicam que a quantidade de tais objetos no Universo é insuficiente para perfazer a abundância conhecida de matéria escura, $\Omega_{\rm dm} \simeq 26.6\%$. Caso contrário, já teríamos detectado outros de seus efeitos colaterais, como sinais de colisões com outros objetos astrofísicos, microlenteamento gravitacional, distorções do CMB, entre outros [26, 27]. Ou seja, objetos de origem bariônica só podem explicar uma fração da matéria escura total do cosmos, que deve portanto ter ainda outros constituintes.

Poderíamos, ainda, aventar a possibilidade de a matéria escura ser composta por neutrinos — partículas já detectadas e com muitas propriedades bem conhecidas desde meados do século passado. Por serem eletricamente neutros, neutrinos não interagem com fótons, e portanto constituem de fato uma componente "escura" da matéria. No entanto, suas minúsculas massas ($\sum m_\nu \lesssim 0.12$ eV [8]) impedem que sua densidade de energia alcance o valor observado para a abundância de matéria escura. Ademais, por serem muito leves, neutrinos são partículas ultra-relativísticas, e por isso constituem o que se costuma designar como *matéria escura quente*. Ocorre que um tal gás ultra-relativístico não produz inomogeneidades gravitacionais suficientemente localizadas para explicar a formação de estruturas em grande escala que observamos no Universo [28]. É necessário que a matéria escura seja suficientemente não-relativística, para que ela possa se aglomerar e produzir um poço de potencial gravitacional que atrairá a matéria bariônica e formará estrelas, que se aglomerarão em galáxias, e aglomerados de galáxias, e assim sucessivamente[14]. O caso mais simples ocorre quando a matéria escura já é não-relativística desde o momento em que se desacopla do plasma. Nesse caso diz-se que a matéria escura é *fria*, correspondente à sigla CDM em inglês[15].

Assim, as explicações mais atraentes para a matéria escura envolvem a existência de novas partículas ainda não detectadas. Trata-se, aliás, de uma possibilidade bastante plausível, pois sabemos que o modelo padrão da física de partículas é uma teoria incompleta, incapaz de incorporar explicações para as massas dos neutrinos, a assimetria entre matéria e antimatéria no Universo, ou mesmo a interação gravitacional entre

[13] Teorias de gravitação modificada continuam sendo atraentes como explicação para a "energia escura", i.e. a causa da atual aceleração do Universo. A essa discussão a física de partículas tem pouco a oferecer. De fato, o modelo padrão prevê a existência de uma constante cosmológica que atuaria como energia escura, mas o valor previsto é cerca de 100 ordens de magnitude (!) acima do valor observável, o que merece o título de pior previsão da história da física [24].

[14] Matéria escura quente é difusa e prevê uma história diferente para a formação de estruturas: primeiro formam-se as estruturas de grande escala, e depois as subestruturas. Isso vai de encontro às observações: as galáxias são mais recentes do que as primeiras estrelas no cosmos.

[15] Um meio termo é também possível, consistindo em partículas que são relativísticas na época em que se desacoplam do equilíbrio *térmico*, mas que se tornam subsequentemente não-relativísticas quando entram em desequilíbrio *químico* com o banho térmico, e começam a formar as sementes das grandes estruturas. É a denominada *matéria escura morna* ou WDM.

partículas elementares, além de ser afetado por diversos problemas de hierarquia (ou ajuste fino) em seus parâmetros livres. Dito de outra forma, o modelo padrão é uma teoria efetiva, que funciona bem quando estudamos fenômenos na escala de energia da ordem da escala eletrofraca, ~ 1 TeV, mas que fundamentalmente deve ser descrita por novos graus de liberdade que ainda desconhecemos[16].

Para que uma partícula seja candidata a matéria escura é preciso que seja estável em escalas de tempo cosmológicas — i.e. não devem decair com uma meia-vida inferior à idade do Universo, senão não estariam presentes atualmente — e devem ter carga elétrica insignificante — de modo que sua interação com os fótons seja pequena e essa matéria seja efetivamente "escura" [29]. Ademais, é necessário garantir que a abundância dessas partículas no Universo atual coincida com a abundância observada de matéria escura.

Cada partícula possui um mecanismo próprio para produção de energia em escala cosmológica, mas existem dois mecanismos muito comuns que se aplicam a diversos casos: os chamados *freeze-out* e *freeze-in*, aos quais nos dedicaremos nas seções a seguir.

[16]Uma analogia conveniente é a relação entre termodinâmica e física estatística. Macroscopicamente um sistema em equilíbrio pode ser descrito por algumas poucas variáveis de estado, como pressão ou temperatura, e é caracterizado por algumas propriedades como calor específico ou condutividade, cujos valores podem ser medidos mas que não são calculáveis nessa abordagem macroscópica. À medida que investigamos a estrutura do sistema mais de perto, notamos que ele é constituído de diversos novos graus de liberdade — inúmeros átomos ou moléculas —, e que as variáveis macroscópicas são apenas manifestações das interações médias entre esses graus de liberdade mais elementares. Com isso, muitas propriedades do sistema passam a ser previsíveis teoricamente. Diz-se, então, que a descrição termodinâmica é uma teoria efetiva para o sistema, válida em um regime macroscópico em que o caráter discreto da matéria não se manifesta. Da mesma forma, o modelo padrão é visto como uma teoria efetiva: parâmetros como as massas das partículas e seus acoplamentos são determinados experimentalmente, e isso é suficiente para descrever as interações a ~ 1 TeV, mas não sabemos explicar por que assumem esses valores, por que há uma enorme discrepância entre as massas das partículas, ou por que a interação gravitacional é tão mais fraca que todas as outras. Por isso, é de se esperar que existam outros graus de liberdade mais fundamentais, ainda inobservados, mas cuja teoria fundamental forneça uma explicação para esses parâmetros do modelo efetivo.

3.2 Freeze-out e freeze-in

Suponhamos, então, que a matéria escura é constituída de uma nova partícula χ. Existem dois mecanismos distintos de produção e aniquilação de partículas no Universo primordial, que eventualmente resultam na abundância de matéria escura que queremos determinar.

No chamado "mecanismo de *freeze-out*" [30], as partículas de matéria escura encontram-se inicialmente em equilíbrio termoquímico com o plasma primordial, o que significa que são muito abundantes a altas temperaturas, mas tornam-se mais raras com o resfriamento do Universo. O equilíbrio é mantido enquanto as interações entre as partículas são suficientemente frequentes para que elas sejam constantemente criadas e aniquiladas. Por exemplo, um processo em que uma partícula de matéria escura χ se aniquila com a sua antipartícula $\overline{\chi}$, resultando em um par de lépton ℓ e antilépton $\overline{\ell}$, como em

$$\chi + \overline{\chi} \longleftrightarrow \ell + \overline{\ell},$$

ocorre em ambas direções à mesma taxa. Mas a expansão do Universo faz com que as partículas se afastem até que, eventualmente, o encontro entre elas seja tão raro que as interações efetivamente deixam de ocorrer, e o equilíbrio térmico é então interrompido. As partículas deixam de ser criadas ou aniquiladas, e o número total de tais partículas no Universo é congelado, permanecendo o mesmo até os dias atuais. O mecanismo é idêntico ao anteriormente descrito no contexto da recombinação. Portanto, o desafio de explicar a matéria escura pelo mecanismo de *freeze-out* consiste em encontrar o ponto exato em que o equilíbrio térmico deve ser interrompido para que a abundância dessas partículas corresponda à abundância observada de matéria escura.

Por outro lado, no chamado *freeze-in* a matéria escura interage tão fracamente com o plasma que o equilíbrio térmico do setor escuro com o visível jamais é alcançado [31, 32]. A matéria escura era comparativamente rara nos primeiros instantes de vida do Universo, mas foi constantemente produzida por interações com outras partículas do banho térmico (por ex. decaimentos $A \longrightarrow B + \chi$ ou espalhamentos $A_1 + A_2 \longrightarrow B + \chi$, onde A e B são partículas quaisquer pertencentes ao banho térmico), até que o resfriamento do Universo reduziu a abundância das partículas-mães e/ou a taxa de interação a um nível insignificante, e

a abundância de matéria escura se congelou em seu valor atual. Trata-se, de certa forma, de um mecanismo oposto ao anteriormente descrito: no *freeze-out* o desafio é fazer com que a abundância deixe de ser suprimida, enquanto no *freeze-in* o problema é fazer com que ela pare de aumentar.

Esses dois mecanismos estão ilustrados na Figura 6. A notação utilizada nos eixos ficará mais clara na discussão das seções a seguir. Por enquanto, basta notar que o eixo y representa a abundância da partícula em questão, e o eixo x mostra a passagem do tempo cosmológico, em que há resfriamento do plasma, portanto aumento da fração (massa da partícula)/(temperatura).

O caso paradigmático de matéria escura produzida por *freeze-out* são as WIMPs — *Weakly Interacting Massive Particles* ou partículas massivas que interagem fracamente —, enquanto o mecanismo de *freeze-in* aplica-se às chamadas FIMPs — *Feebly Interacting Massive Particles* ou partículas massivas que interagem debilmente[17].

Para compreender melhor essas ideias, será conveniente discutir um pouco sobre a termodinâmica do Universo primordial.

4 Termodinâmica do Universo quente

4.1 Densidade de partículas

No equilíbrio térmico, a função de distribuição de partículas no plasma é dada por[18,19]

$$f_{\pm} = \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} \pm 1}, \tag{7}$$

onde o sinal "+" corresponde à distribuição para o caso de férmions (distribuição de Fermi-Dirac), e "−" para partículas bosônicas (distribuição de Bose-Einstein)[20]. Nessa expressão, T é a temperatura do plasma, E é a energia da partícula e μ seu potencial químico, associado a um desequilíbrio químico que tende a criar ou destruir as partículas em questão. Mais especificamente, μ é a energia que é liberada ou absorvida pelo sistema quando há variação em seu número de partículas. Para um gás de fótons $\mu \approx 0$, e, para todas as demais partículas, a abundância relativa aos fótons é insignificante (por ex., a fração do número de bárions por fóton é $n_b/n_\gamma \sim 10^{-10}$), de modo que $\mu \approx 0$ se aplica a todas as partículas no Universo primordial. Enfatiza-se, entretanto, que isso é válido apenas aproximadamente, senão não haveria matéria no Universo (uma discussão didática a respeito do potencial químico pode ser encontrada na ref. [34]).

As funções de distribuição $f_\pm$ estão associadas à *probabilidade* de encontrar uma partícula com energia E. Mais especificamente, a energia pode ser escrita em termos dos momentos lineares da partícula por meio da famosa relação relativística de energia-momento,

$$E = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}, \tag{8}$$

e portanto $f_\pm$ depende das três componentes do momento, p_x, p_y e p_z. O *número de partículas* de uma determinada espécie (por unidade de volume) que possuem momento no intervalo entre (p_x, p_y, p_z) e $(p_x + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z)$ é

$$dn = g\, f_\pm \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \tag{9}$$

onde g é o número de graus de liberdade associados a essa espécie[21]. Portanto a densidade de

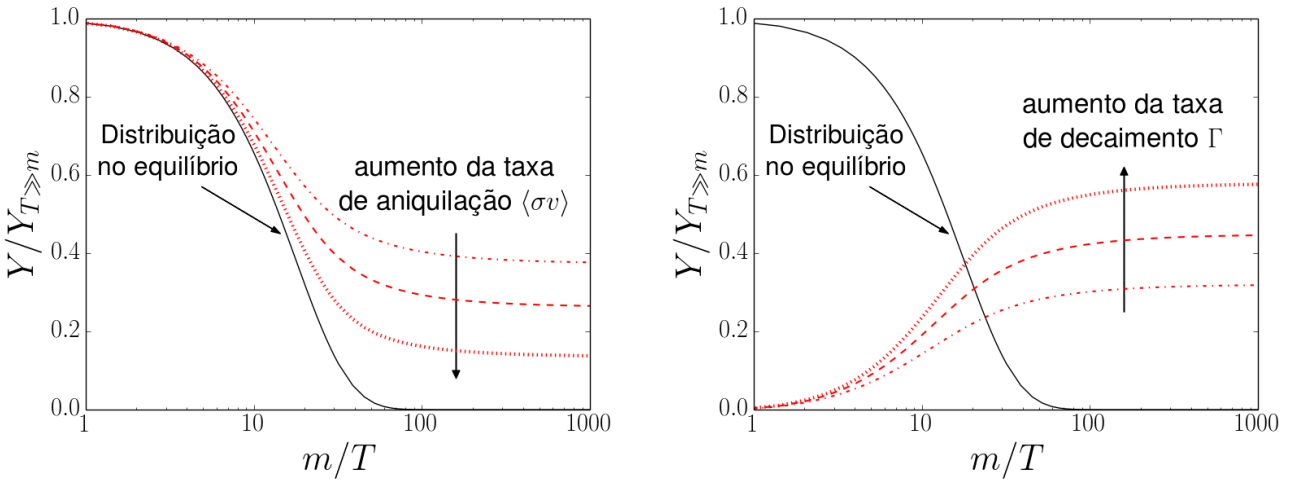
[17] As FIMPs são um trocadilho com as já famosas WIMPs. Para essas últimas, "interagir fracamente" significa interagir por meio da força fraca, que é uma das quatro interações fundamentais da Natureza. Já as FIMPs interagem debilmente no sentido de que suas interações com a matéria usual são quantitativamente minúsculas, e por isso mesmo elas não atingem equilíbrio térmico no Universo primordial.

[18] Estamos usando unidades naturais, em que $\hbar = c = k_B = 1$. O fato de a constante de Boltzmann k_B ser unitária significa simplesmente que estamos medindo temperatura em unidades de energia.

[19] Para maiores detalhes o leitor pode consultar as refs. [1, 12, 33].

[20] Toda partícula pode ser classificada como sendo um "bóson" ou um "férmion", segundo uma propriedade denominada *spin*. Partículas com spin semi-inteiro (por ex. $\frac{1}{2}$) são férmions, como é o caso dos elétrons, prótons e nêutrons. Por outro lado, partículas com spin inteiro (por ex. 0, 1 ou 2) são bósons, por ex. as partículas mediadoras das interações, como os fótons. Uma interessante propriedade dos férmions é que devem satisfazer o *Princípio da Exclusão*, ou seja, dois férmions não podem ocupar um mesmo estado. Já aos bósons essa limitação não se aplica. Por isso, a função de distribuição é diferente para esses dois tipos de partículas.

[21] Por exemplo, para o caso de fótons, que possuem duas polarizações, tem-se $g = 2$. Quarks, por sua vez, podem se manifestar no plasma como partícula ou antipartícula, e cada uma possui dois graus de liberdade de spin e três graus de liberdade devido à carga colorida (cada quark pode possuir carga vermelha, verde ou azul), totalizando $2 \times 2 \times 3 = 12$ graus de liberdade por tipo de quark.



(a) Freeze-out. **(b)** Freeze-in.

Figura 6: Abundância de uma partícula nos mecanismos de *freeze-out* (a) e *freeze-in* (b). A distribuição para o equilíbrio (linha sólida preta) tende a zero quando a temperatura diminui. No *freeze-out*, a partícula eventualmente sai do equilíbrio e sua abundância é congelada em um valor que permanece até os dias atuais. Por outro lado, no *freeze-in* a abundância aumenta devido a decaimentos de outras partículas em equilíbrio no plasma, até que essas partículas-mãe se tornam tão raras que a abundância das filhas fica congelada. Os gráficos foram obtidos resolvendo-se a equação de Boltzmann para a função distribuição em um Universo em expansão e com termo de colisão. Para mais detalhes cf. [33].

uma certa espécie de partículas no plasma é dada pela integral[22]

$$n = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_{\pm}. \tag{10}$$

Para partículas relativísticas em equilíbrio, cujas massas são muito menores do que a temperatura e portanto $E/T = \sqrt{m^2+p^2}/T \approx p/T$, as integrais podem ser realizadas analiticamente[23], resultando em

$$n_{\text{rel.}} = g\,\frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \begin{cases} 1, & \text{bósons} \\ 3/4, & \text{férmions} \end{cases} \tag{11}$$

onde $\zeta(x)$ é a função zeta de Riemann. Assim, para o valor atual da temperatura do CMB, $T_0 \simeq 2.73$ K $\simeq 2.35 \times 10^{-4}$ eV, a densidade de fótons do CMB no Universo atual é $n_{\gamma,0} \simeq 3.17 \times 10^{-12}$ eV^{-3} $\simeq 413$ cm^{-3}. Ou seja, há, em média, 413 fótons remanescentes do CMB em cada cm^3 ao nosso redor.

Um outro caso interessante a se considerar é o de partículas *não-relativísticas*, para as quais $m \gg T$, como é o caso de matéria escura fria (CDM). Nesse caso

$$f_{\pm}^{\text{não rel.}} \approx e^{-E/T}, \tag{12}$$

com $E \approx m + p^2/2m$, e

$$n_{\text{não rel.}} = g\,T^3 \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} e^{-m/T}. \tag{13}$$

Ou seja, a densidade de partículas não-relativísticas em equilíbrio com o plasma cai exponencialmente, suprimida por um fator de Boltzmann $e^{-m/T}$.

Nos mecanismos de *freeze-out* e *freeze-in* o equilíbrio é abandonado em algum momento, e esse decaimento exponencial é interrompido, congelando *o número de partículas* em um valor que permanece até os dias atuais, como mostra a Figura 6.

No entanto, a *densidade* de partículas, definida como $n \equiv$ (número de partículas)/(volume), continua a diminuir devido à expansão do Universo, que tende a diluir o plasma simplesmente por causa do aumento do volume no denominador dessa fração. Ou seja, mesmo quando não há partículas sendo criadas ou destruídas, a densidade continua a decair de acordo com $n \sim 1/a^3$, onde a é o fator de escala do Universo.

A abundância atual dessas partículas é, então, dada por

$$n_0 = n_f \left(\frac{a_f}{a_0}\right)^3, \tag{14}$$

[22] O símbolo $\int$, denominado "integral", pode ser entendido como uma "soma contínua". Estamos efetivamente somando a contribuição da equação (9) sobre todos os valores possíveis dos momentos p_x, p_y e p_z.

[23] Um resultado útil para esse fim é

$$\int \frac{u^{n-1}}{e^u \pm 1} du = (n-1)!\,\zeta(n) \begin{cases} 1, & \text{bósons} \\ \left(1 - \frac{1}{2^{n-1}}\right), & \text{férmions.} \end{cases}$$

onde o índice "f" se refere ao valor da grandeza na época do congelamento da abundância, e o índice "0" se refere a seu valor atual. Ou seja, precisamos determinar não só a abundância na época de seu congelamento, mas também como o fator de escala evoluiu desde então.

Para esse fim, podemos explorar o fato de a expansão do Universo ser adiabática, conservando a entropia total. Isso é o que discutiremos na seção a seguir.

4.2 Densidade de entropia

Sejam p a pressão do fluido no plasma, ρ sua densidade de energia, s sua densidade de entropia, e $V \sim a^3$ o volume. A primeira lei da termodinâmica garante que

$$T d(sa^3) = d(\rho a^3) + p d(a^3), \tag{15}$$

ou

$$T\frac{d(sa^3)}{dt} = a^3\left[\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p)\right]. \tag{16}$$

O termo entre colchetes se anula pela conservação de energia-momento de um fluido perfeito, como é o caso do plasma, logo

$$\frac{d(sa^3)}{dt} = 0 \implies s \sim \frac{1}{a^3}. \tag{17}$$

Ou seja, a expansão do Universo é adiabática.

Ao invés de lidar com a densidade de partículas, que a expansão do Universo também dilui por um fator $1/a^3$, convém definir, então, a abundância de uma relíquia do Universo primordial como a razão

$$Y \equiv \frac{n}{s}. \tag{18}$$

O efeito da expansão se cancela na razão Y, que é ditada apenas pelas interações envolvendo a partícula em questão. Ou seja, uma vez que ocorre o *freeze-out* ou *freeze-in*, o valor de Y permanece o mesmo até os dias atuais.

Resta, agora, escrever essa densidade de entropia em termos de grandezas que podemos determinar.

Para partículas ultra-relativísticas a pressão se relaciona à densidade de energia via $p = \rho/3$, e a densidade de entropia é então dada por [12]

$$s = \frac{p+\rho}{T} = \frac{4\rho}{3T} = \frac{4}{3T}\sum_i g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_i f_i, \tag{19}$$

onde a somatória é sobre todas as espécies presentes no plasma, E_i a energia da partícula da espécie i, e f_i sua função de distribuição. Vem, daí, que

$$s = \frac{2\pi^2}{45}T^3 \underbrace{\left[\sum_{i=\text{bósons}} g_i + \frac{7}{8}\sum_{i=\text{férmions}} g_i\right]}_{g_*}. \tag{20}$$

O termo entre colchetes, g_*, é denominado o número efetivo de graus de liberdade relativísticos no plasma (para uma discussão mais completa a esse respeito vide ref. [35]).

A adiabaticidade da expansão do Universo implica, então, que

$$g_* T^3 a^3 \sim \text{constante}. \tag{21}$$

Ou seja, enquanto g_* é constante, a expansão do Universo causa uma redução da temperatura segundo $T \sim 1/a$. Mas esse resfriamento faz com que, em alguns momentos de transição na história do Universo, quando a temperatura cai abaixo da massa de uma espécie específica, o número efetivo de graus de liberdade relativísticos diminua e o resfriamento seja menos brusco. Isso pode ser entendido da seguinte maneira: durante uma reação em que uma partícula pesada, de massa m, é aniquilada e produz partículas mais leves, a diferença de massa entre reagentes e produtos é convertida em energia cinética. A temperaturas suficientemente altas, $T \gtrsim m$, o processo inverso também pode ocorrer, convertendo parte da energia cinética do plasma em energia de repouso. Mas, quando o resfriamento do Universo faz com que $T \lesssim m$, o processo torna-se unidirecional e só há conversão de energia de repouso em energia cinética, que resulta, então, em um aquecimento do plasma.

Para calcularmos a densidade atual de energia na forma de matéria escura basta, agora, determinarmos a temperatura T_f em que ocorreu o congelamento da abundância. Com isso, podemos obter a densidade de matéria escura nesse momento do desacoplamento, n_f, usando a equação (13), e usar o fato de que $Y = n/s$ é constante após o congelamento para calcular a densidade atual, $n_0 = n_f(s_0/s_f)$. Como a maior parte da energia de uma partícula não-relativística está na forma de energia de repouso m_χ, a atual densidade de energia em matéria escura, normalizada pela densidade de energia crítica dada na Eq. (6), será

$$\Omega_{\text{dm}} = \frac{\rho_{\text{dm}}}{\rho_{\text{cr}}} = m_\chi n_f \left(\frac{g_*(T_0)T_0^3}{g_*(T_f)T_f^3}\right)\frac{8\pi G}{3H_0^2}, \tag{22}$$

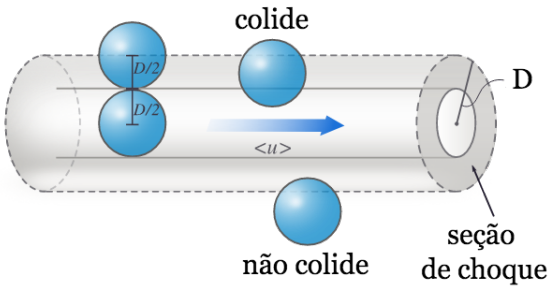


Figura 7: A seção de choque de colisão entre duas esferas de raio D é $\sigma = \pi D^2$. Para determinar se duas esferas colidem, podemos considerá-las como partículas pontuais, e traçar um cilindro de base σ com eixo atravessando uma delas. A colisão ocorrerá se a outra estiver no interior desse cilindro (i.e. se o centro da outra esfera estiver contido nesse cilindro). Fonte: Chemistry LibreTexts (CC BY-NC) [36].

com $T_0 = 2.73\,\mathrm{K}$ a temperatura atual dos fótons do CMB. Os graus de liberdade efetivamente relativísticos em T_0 e T_f podem ser calculados, uma vez que conhecemos as propriedades das partículas do modelo padrão [35].

O cálculo de T_f envolve a determinação do momento, na história do Universo, em que as interações entre as partículas se tornaram ineficientes, ou, mais especificamente, a determinação do instante em que a taxa de interação tornou-se mais lenta do que a taxa de expansão do Universo. Para isso, é importante compreender o conceito de seção de choque de uma interação, que nos dá uma ideia da distância a que duas partículas devem estar para que interajam.

4.3 Seção de choque e taxas de aniquilação

Considere, primeiramente, o caso clássico em que as partículas são modeladas como esferas rígidas de raio $D/2$, que colidem quando a distância entre seus centros for D. Para determinar se duas esferas colidem, podemos considerá-las como partículas pontuais que interagem quando uma incide no interior de um disco de área $\sigma = \pi D^2$ em torno da outra (cf. Figura 7). A essa área efetiva de interação entre duas partículas dá-se o nome de *seção de choque da interação*.

Existe uma outra maneira de formular essa definição de seção de choque, de modo que seja equivalente ao resultado acima para o caso clássico, mas que também se aplique ao caso de partículas quânticas, que não se comportam como esferas rígidas de raio fixo. De fato, suponha que incidamos um feixe de partículas de intensidade I contra um alvo contendo um número N_{alvo} dessas mesmas partículas acima descritas. Quantas partículas incidentes colidirão com partículas do alvo? O número de partículas que incide sobre uma área σ, e que portanto interage com *uma* partícula do alvo, é $I \cdot \sigma$. Como há N_{alvo} partículas no alvo, o número total de *espalhamentos* é $N_{\mathrm{esp}} = I \cdot \sigma \cdot N_{\mathrm{alvo}}$. No caso de interações entre partículas elementares, essa descrição *define* a seção de choque como

$$\sigma \equiv \frac{N_{\mathrm{esp}}}{I \cdot N_{\mathrm{alvo}}}, \tag{23}$$

que pode ser medida realizando-se um experimento de espalhamento e contando quantas partículas foram desviadas, como no experimento da folha de ouro de Rutherford-Geiger-Marsden. Cabe enfatizar que a seção de choque definida dessa maneira tem unidade de área e continua sendo interpretada como uma área efetiva em que ocorre a interação. Mas nota-se que *não* se trata de uma propriedade da partícula (como o raio da esfera na situação clássica), mas da interação. Por exemplo, a seção de choque da interação entre uma partícula e um fóton é, em geral, diferente da interação dessa mesma partícula com um neutrino[24].

Com uma definição rigorosa para a seção de choque, podemos agora determinar a taxa de interações que ocorrem em um gás com n partículas por unidade de volume. O número de partículas contidas em um cilindro de base σ e comprimento L é $n \cdot \sigma \cdot L$. Logo, um cilindro contendo uma partícula tem comprimento

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \tag{24}$$

que corresponde portanto ao caminho médio que uma partícula percorre antes de colidir com outra.

[24] Todas as interações entre os objetos de nosso dia a dia têm natureza eletromagnética (excetuando-se, claro, a atração gravitacional pela Terra, Lua e Sol). Nossa visão é baseada na interação dos objetos com a luz (fótons), nosso tato é fundamentado na repulsão eletrostática entre os elétrons do nosso corpo e os do objeto que tocamos, e a aparente "impenetrabilidade" dos objetos tem essa mesma origem. Por isso nos parece que tamanho e forma de um objeto são suas propriedades intrínsecas. Mas as próprias evidências em favor da matéria escura oferecem um contra-exemplo a essa falsa percepção: o tamanho de uma galáxia, vista pelo espectro eletromagnético, é muito menor do que o tamanho que interage gravitacionalmente.

Se a velocidade relativa média das partículas é $\langle v\rangle$, o intervalo entre duas interações é $\lambda/\langle v\rangle$ e a taxa a que essa interação ocorre é o inverso,

$$\Gamma = n\langle\sigma v\rangle. \tag{25}$$

Para determinar se as reações são eficientes ou não, essa grandeza deve ser comparada à taxa de expansão dada pela constante de Hubble na época em questão. Ou seja, queremos determinar a temperatura em que

$$\Gamma \sim H. \tag{26}$$

O valor da taxa de expansão de Hubble depende da densidade de energia do Universo segundo a equação de Friedmann. Para o Universo primordial, dominado por radiação, tem-se

$$\rho = \sum_i g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_i f_i = \frac{g_*\pi^2 T^4}{30} \tag{27}$$

e

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho = g_*(T)\frac{\pi^2}{90}\frac{T^4}{m_P^2}, \tag{28}$$

onde, por conveniência de notação, definimos a *massa de Planck reduzida* $m_P \equiv (8\pi G)^{-1/2} \approx 2.435 \times 10^{18}$ GeV.

Portanto o congelamento da abundância ocorre para uma temperatura T_f satisfazendo

$$n_f\langle\sigma v\rangle \simeq \sqrt{g_*(T_f)\frac{\pi^2}{90}}\frac{T_f^2}{m_P}. \tag{29}$$

4.4 Freeze-out

Até este ponto a discussão tem sido genérica, aplicável a qualquer processo de desacoplamento no Universo primordial, inclusive à nucleossíntese e à recombinação, desde que n_f seja interpretada como a densidade da partícula cujos espalhamentos com o banho térmico deixam de ser eficientes. No mecanismo de *freeze-out* essas são justamente as partículas de matéria escura.

No caso de matéria escura fria, que já é não-relativística no momento do desacoplamento, a densidade de partículas satisfaz a equação (13) e T_f é determinada a partir de (29) resolvendo-se a equação transcendental

$$g_\chi\sqrt{\frac{m_\chi}{T_f}}e^{-m_\chi/T_f} \simeq \frac{1}{m_\chi m_P\langle\sigma v\rangle}\sqrt{g_*\frac{8\pi^5}{90}}. \tag{30}$$

Com $x_f \equiv m_\chi/T_f$, a equação acima pode ser reescrita recursivamente como

$$x_f \simeq \frac{1}{2}\log\left(\frac{90 g_\chi^2}{8\pi^5 g_*}\right) + \frac{1}{2}\log x_f + \log(m_\chi m_P\langle\sigma v\rangle), \tag{31}$$

cuja solução, em primeira ordem, é

$$x_f \sim \log(m_\chi m_P\langle\sigma v\rangle). \tag{32}$$

Finalmente, substituindo n_f de (29) em (22) vem

$$\begin{aligned}\Omega_{\rm dm} &\simeq \sqrt{\frac{\pi^2}{90}}\frac{g_*(T_0)T_0^3}{3m_P^3H_0^2}\frac{x_f}{\sqrt{g_*(T_f)}\langle\sigma v\rangle} \\ &\simeq 0.266\sqrt{\frac{100}{g_*(T_f)}}\left(\frac{x_f}{20}\right)\frac{2.46\times10^{-40}\,\mathrm{m}^2}{\langle\sigma v\rangle}.\end{aligned} \tag{33}$$

A dependência dessa expressão com a massa da partícula entra apenas em x_f e é apenas logarítmica, de maneira que o parâmetro mais relevante para determinar a abundância de matéria escura no mecanismo de *freeze-out* é a seção de choque de aniquilação. Tipicamente $x_f \sim \mathcal{O}(20)$ (como na Figura 6) e $g_*(T_f) \sim 100$, portanto a abundância observável, $\Omega_{\rm dm} \approx 0.266$, resulta de uma seção de choque

$$\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-40}\,\mathrm{m}^2 \sim 10^{-9}\,\mathrm{GeV}^{-2}. \tag{34}$$

Mas esse é justamente a ordem de magnitude esperada para uma seção de choque termal associada à interação fraca, cuja intensidade é ditada pela constante de Fermi $G_F \approx 1.166 \times 10^{-5}\,\mathrm{GeV}^{-2}$, e envolvendo uma partícula de massa da ordem da escala eletrofraca de energia, $m_\chi \sim \mathcal{O}(100)$ GeV, de modo que $\langle\sigma v\rangle \sim G_F^2 T_f^2 \sim G_F^2 m_\chi^2/x_f^2$.

Isso significa que uma partícula massiva interagente pela força fraca (i.e. uma WIMP) tende naturalmente a produzir a abundância observada de matéria escura, sem necessidade de fazer ajustes finos nos parâmetros da teoria subjacente. Esse é o chamado *milagre das WIMPs*, que faz com que boa parte das pesquisas em matéria escura seja direcionada a esse cenário.

4.5 Freeze-in

Na discussão acima vimos que, no *freeze-out*, a abundância atual de matéria escura diminui à medida que aumenta a seção de choque de suas aniquilações. O resultado é plausível: quanto maior

for a taxa de aniquilação, mais elas terão se aniquilado quando ocorrer o *freeze-out* e menor será o número de partículas remanescentes.

No mecanismo de *freeze-in* a lógica é invertida. Nesse caso a partícula de matéria escura tem uma abundância inicial insignificante, mas é produzida por decaimentos (ou espalhamentos) de partículas no banho térmico, ocorrendo a uma taxa Γ (para espalhamentos Γ se relaciona com a seção de choque via Eq. (25)).

Consideremos o caso em que χ é produzida por decaimentos de uma certa partícula A, i.e. por reações do tipo $A \to \chi + \chi$. Quando $\Gamma_{A\to\chi\chi} \lesssim H$, o Universo está demasiadamente frio para que a reação inversa possa ocorrer, e a abundância de χ aumenta à medida que A é esgotada. Nesse caso tem-se [31, 32]

$$\Omega_{\rm dm} \simeq 2.43 \times 10^{27} \frac{g_A}{g_*^{3/2}} \frac{m_\chi \Gamma_{A\to\chi\chi}}{m_A^2}, \qquad (35)$$

ou seja, a abundância aumenta proporcionalmente à taxa de interação, contrariamente ao caso do *freeze-out*, como era de se esperar. Esse resultado está ilustrado na Figura 6.

A taxa de decaimento tem a forma $\Gamma_{A\to\chi\chi} \sim y_{A\chi}^2 m_A$, onde y é a constante que rege a interação entre a partícula-mãe e a matéria escura. Ou seja, a menos que haja uma enorme hierarquia entre as massas de A e χ, a abundância $\Omega_{\rm dm} \approx 0.266$ requer um acoplamento minúsculo, $y \sim 10^{-12}$. Essa expectativa está em conformidade com a hipótese inicial de que χ se acopla tão fracamente às demais partículas do banho térmico que, efetivamente, nunca atinge o equilíbrio térmico.

Para concluir esta seção, note que a abordagem adotada aqui para descrever o processo de desacoplamento é semiquantitativa apenas. Uma descrição estatística da dinâmica do plasma fora do equilíbrio envolve a equação de Boltzmann, que rege como a função de distribuição da partícula se desvia da distribuição em equilíbrio dada pela equação (7). Essa abordagem nos permite determinar o valor do parâmetro x_f (i.e. a temperatura de desacoplamento T_f) de maneira precisa, bem como a evolução temporal da abundância, como esquematizada na Figura 6. Uma excelente discussão sobre essa técnica pode ser encontrada na ref. [33].

5 Alguns candidatos à matéria escura

Na seção anterior, discutimos aspectos gerais a respeito da produção de uma relíquia de abundância de partículas no Universo primordial. Pouco foi dito, no entanto, a respeito das propriedades dessas partículas, da teoria que rege suas interações, e das motivações que nos levam a postular essas novas constituintes da matéria. O propósito desta seção é preencher um pouco dessa lacuna, reconhecendo, entretanto, que uma discussão completa está muito além do escopo do presente trabalho. O leitor interessado pode consultar as muitas referências citadas aqui e em outras partes deste mesmo artigo.

5.1 WIMPs

Como vimos na Seção 4.4, a abundância atual de uma partícula não-relativística produzida pelo mecanismo de *freeze-out* coincide com a abundância observada de matéria escura caso ela se aniquile com seção de choque da ordem $\sim G_F^2 T^2$, como é esperado para uma partícula do setor eletrofraco do modelo padrão.

Essa coincidência é verdadeiramente notável, porque há diversos outros indícios da existência de nova física precisamente em torno dessa escala de energia.

Por exemplo, ainda há diversas questões em aberto associadas ao mecanismo de geração de massa das partículas elementares. A descoberta do bóson de Higgs no LHC[25], em 2012, e as subsequentes medições de suas propriedades apontam para a existência de um setor escalar similar ao do modelo padrão, mas a sua origem ou sua estrutura exata permanecem incompreendidas, e é bem possível que esse setor contenha outras partículas ainda não detectadas. Nesse caso seria possível explicar algumas observações que o modelo padrão não prevê corretamente, inclusive a assimetria entre matéria e antimatéria no Universo — o chamado problema da bariogênese [37].

Associado a essas incógnitas sobre o setor escalar está outro problema também incompreendido: por que a interação gravitacional é tão mais fraca do que a eletrofraca? Ou, em outras palavras, por que a escala eletrofraca, $v \sim 100\,\text{GeV}$, é tão

[25] *Large Hadron Collider* ou *Grande Colisor de Hádrons*, o colisor de partículas localizado na fronteira entre a França e a Suíça, em operação desde 2009. Atualmente, o LHC realiza colisões a energias de 13 TeV.

inferior à escala de Planck, $m_P \sim 10^{19}\,\mathrm{GeV}$? A princípio poder-se-ia pensar que isso não é um problema, alegando que esses valores são dados observacionais, cabendo-nos apenas aceitá-los e simplesmente impô-los à lagrangeana de nossa teoria efetiva[26]. Ocorre que a própria teoria efetiva prevê a existência de correções quânticas que tenderiam a somar ao valor de v (ou, equivalentemente, à massa do bóson de Higgs m_h) um termo $\delta v \sim \Lambda_{\mathrm{UV}}$, onde Λ_{UV} é a escala de energia em que esperamos encontrar novos graus de liberdade e nova física. Se o modelo padrão for uma teoria válida até a escala de Planck, que é a escala em que os efeitos de gravitação quântica tornam-se relevantes, então $\Lambda_{\mathrm{UV}} \sim m_P \gg v$. Ou seja, a própria teoria tende a corrigir o valor de v para m_P. Se quisermos cancelar essas correções quânticas de modo a recuperar o valor observado para v, teríamos que colocar *à mão* um parâmetro v_{b} na lagrangeana que seria da ordem de m_P, mas ajustado de maneira tal que $v_{\mathrm{b}} + \delta v = v \sim 100\,\mathrm{GeV}$. Isso requer um *ajuste fino* de $\log(m_P/v) \sim 17$ ordens de magnitude nos parâmetros da teoria! Ou seja, o valor numérico do parâmetro v_{b} deve coincidir com a massa de Planck até a décima sétima casa decimal, e só então distinguir-se de m_P de modo a satisfazer a condição $v_{\mathrm{b}} + \delta v \sim 100\,\mathrm{GeV}$. É como se, para sintonizarmos uma estação de rádio, tivéssemos que girar o potenciômetro do aparelho por um ângulo exatamente igual a 10^{-17} graus! Por isso esse problema é denominado *problema do ajuste fino* do modelo padrão, também conhecido como *problema da hierarquia*, por se tratar de uma hierarquia entre escalas de energia.

Uma maneira de se resolver esse problema é postular uma nova física que abrande essas correções quânticas a partir de alguma escala da ordem da escala eletrofraca $v \ll m_P$. Existem inúmeras propostas concretas nessa direção.

Uma solução popular consiste em postular a existência de uma *supersimetria*[27] [38], de modo a explorar o fato de que as correções quânticas de férmions contribuem com o sinal oposto às dos bósons. Portanto, se todo bóson tivesse um parceiro fermiônico (e todo férmion, um parceiro bosônico), ambos interagindo de modo idêntico com as demais partículas, então as correções proporcionais a $\Lambda_{\mathrm{UV}} \gg v$ se cancelariam precisamente, e sobraria apenas uma contribuição logarítmica $\delta v \sim M \log(\Lambda_{\mathrm{UV}}/v)$, onde M é a massa da partícula contribuindo à correção quântica de v. Nesse caso, mesmo que $\Lambda_{\mathrm{UV}} \sim m_P$ a correção seria apenas $\delta v \sim \mathcal{O}(17\,M)$, e o problema ficaria resolvido desde que $M \sim v$. No entanto, sabemos que essa supersimetria não é uma simetria exata da Natureza, porque esses pares entre bósons e férmions com mesmas propriedades não são observados (por ex., não existe um bóson com a mesma massa do elétron). Ou seja, a simetria é eventualmente quebrada em uma escala de energia M_{SUSY}, que determinará a escala das massas dos parceiros supersimétricos das partículas que conhecemos. Mesmo assim o problema da estabilidade da hierarquia entre v e m_P é resolvido, desde que M_{SUSY} não seja muito maior do que a escala eletrofraca, porque as correções quânticas serão $\delta v \sim M_{\mathrm{SUSY}} \log(m_P/v) \ll m_P$.

Uma outra solução ao problema da hierarquia consiste em notar que correções quânticas proporcionais à escala Λ_{UV} afetam apenas bósons escalares. Logo, se o Higgs não for uma partícula elementar, mas na verdade for constituído de férmions mais fundamentais, de massa $M \sim v \ll \Lambda_{\mathrm{UV}}$, as correções quânticas seriam da forma $\delta v \sim M \log(\Lambda_{\mathrm{UV}}/v)$, portanto logarítmicas, em analogia ao discutido para supersimetria. Esses são os chamados *modelos de Higgs Composto*. Essas teorias tipicamente preveem um setor escalar estendido, com mais partículas do que o modelo padrão.

Alternativamente, pode-se também postular que as escalas gravitacional e eletrofraca são fundamentalmente similares, mas uma hierarquia efetiva resulta da existência de dimensões espaciais extras, que afetam cada uma dessas interações diferentemente [39]. Nesses cenários, cada partícula que conhecemos constitui apenas o estado fundamental de uma torre de outros modos de vibração do campo — chamada torre de Kaluza-Klein ou KK —, e cada excitação corresponde a uma nova partícula com propriedades idênticas às do estado fundamental, exceto pela massa, que é maior para os modos excitados.

Seja como for, essas teorias tipicamente preveem a existência de novas partículas de massa

[26] A lagrangeana é uma função que codifica toda a dinâmica do sistema. Se sabemos os termos que aparecem na lagrangeana do sistema, e o valor dos parâmetros relevantes à teoria (como massas e cargas das partículas), sabemos tudo o que é necessário à sua descrição.

[27] *Supersymmetry* em inglês, também abreviada como SUSY.

$M \sim v$, algumas das quais são neutras, estáveis, e interagem pela interação fraca. Ou seja, são fortes candidatas à matéria escura. Essas são as chamadas WIMPs.

Por exemplo, no caso em que as partículas supersimétricas não podem decair para partículas do modelo padrão[28], a partícula supersimétrica mais leve[29] é estável e, se for neutra, atua como componente de matéria escura no Universo. Os candidatos mais promissoras são os neutralinos[30], associados às parceiras supersimétricas dos bósons neutros do modelo padrão, i.e. o fóton, o Z^0 e o Higgs. Já em modelos com dimensões extras, as excitações KK do fóton e do neutrino, sendo partículas massivas neutras, constituem parte da matéria escura fria presente no cosmos [41].

Ocorre que, justamente pelo fato de o problema da hierarquia requerer $M \sim v$, a massa dessas novas partículas deve ser da ordem das escalas de energia alcançadas nos aceleradores atuais, como o LHC, que produz colisões a 13 TeV. Ou seja, somos capazes de testar diversas predições desses modelos diretamente, buscando por novas partículas ou por sinais anômalos nesses experimentos em colisores, distintos dos previstos pelo modelo padrão. Uma outra forma de detecção se baseia no fato de que, ao interagir com a matéria usual, a partícula de matéria escura pode causar um espalhamento do átomo "atingido", e esse recuo pode ser detectado usando materiais cintilantes apropriados. Diferentemente dos experimentos em colisores, em que as partículas de matéria escura são produzidas por colisões de matéria bariônica, aqui o propósito é detectar as partículas de matéria escura já abundantes no espaço, e que estão constantemente atravessando a Terra.

Mais detalhes a respeito de detecção direta de matéria escura podem ser lidos nas refs. [42–44]. Importa dizer, em suma, que as WIMPs estão sob intenso escrutínio experimental e, embora amplas regiões do espaço de parâmetros dos principais modelos já tenham sido explorados, até agora nenhum sinal definitivo foi detectado nessa escala de energia, o que tem, de certo modo, abrandado o entusiasmo da comunidade perante essa hipótese.

5.2 Neutrinos estéreis

Outro problema do modelo padrão está associado ao mecanismo de geração de massa dos neutrinos. Essas partículas, que por muitas décadas foram tidas como não-massivas, na verdade possuem massas minúsculas, de frações de eV, sendo portanto cerca de 1 milhão de vezes mais leves que o elétron, e 1 trilhão de vezes mais leves que o Higgs e o quark mais pesado. No modelo padrão essa hierarquia de massas é extremamente antinatural, uma vez que todas as massas são geradas pelo mesmo mecanismo de Higgs, e portanto esperar-se-ia que todas fossem da ordem de ~ 100 GeV, como de fato ocorre para as massas do Higgs, dos bósons $W^{\pm}$ e Z^0, e do quark top.

As massas dos neutrinos constituem, portanto, um outro problema de ajuste fino presente no modelo padrão. Na perspectiva de uma teoria efetiva, a dificuldade pode ser contornada simplesmente introduzindo à mão um termo de acoplamento entre os neutrinos e o Higgs, com uma constante de acoplamento minúscula, da ordem de 10^{-12}. Mas, nesse caso, não há uma justificativa ou explicação plausível para esse número ínfimo.

Para entender melhor o problema e sua possível solução, vale a pena discutirmos brevemente a respeito das massas dos férmions. Toda partícula fermiônica possui uma propriedade, que é invariante sob transformações de Lorentz, chamada de quiralidade. De acordo com essa propriedade, um férmion pode ser classificado como "canhoto" (*left-handed*) ou "destro" (*right-handed*).

Curiosamente, a interação fraca afeta somente os férmions canhotos[31]. E como os neutrinos que conhecemos são detectados somente via processos que envolvem essa interação, neutrinos destros não são jamais observados em experimentos laboratoriais.

No entanto, é impossível escrever um termo quadrático na lagrangeana (i.e. um termo de massa) que envolva apenas um neutrino canhoto,

[28] Como é o caso de teorias com paridade R.

[29] Conhecida pela sigla em inglês *LSP* ou *Lightest Supersymmetric Particle*.

[30] Algumas propostas também exploram a viabilidade de gravitinos — parceiras dos hipotéticos grávitons, mediadores da interação gravitacional. Entretanto, nesse caso não teríamos uma WIMP produzida por *freeze-out*, mas uma FIMP, candidata a matéria escura morna. Ademais, essa proposta tipicamente requer uma cosmologia não-convencional para garantir que o Universo jamais tenha atingido temperaturas superiores à escala de quebra da supersimetria, que usualmente é tida como da ordem de ~ 10 TeV [40].

[31] Diz-se, então, que a interação fraca viola a simetria de paridade.

e que preserve todas as simetrias do modelo padrão. O único termo invariante sob transformações de Lorentz seria da forma $\overline{\nu_L}\nu_L^c$, com ν_L^c obtido de ν_L por uma operação de conjugação de carga. Mas esse termo não é invariante sob a simetria eletrofraca (viola a conservação da carga de *isospin fraco*) e, portanto, não é permitido na lagrangeana[32].

Assim, o fato de que neutrinos têm massa deixa clara a necessidade de nova física. Uma saída é postular a existência de neutrinos destros [45]. Por serem léptons neutros e destros, esses neutrinos não participam de nenhuma interação do modelo padrão da física de partículas (interagindo somente gravitacionalmente), e um termo da forma $\overline{\nu_R^c}\nu_R$ não viola conservação de cargas do modelo padrão. Assim, os termos de massa permitidos são

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\overline{\nu_L} & \overline{\nu_R^c}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & m_D\\ m_D & m_M\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_L^c\\ \nu_R\end{pmatrix}. \quad (36)$$

As massas dos neutrinos são obtidas diagonalizando-se a matriz de massa resultante. O chamado "termo de Dirac", m_D, está associado à massa gerada pelo mecanismo de Higgs, e portanto seria de se esperar que $m_D \sim 100\,\mathrm{GeV}$. No entanto, se o "termo de Majorana" m_M for comparativamente maior, $m_M \gg m_D$, os autovalores resultantes serão

$$m_E \approx m_M \quad \text{e} \quad m_A \approx m_D^2/m_M, \quad (37)$$

ou seja, alguns dos neutrinos (que chamamos de "estéreis" porque pouco participam das interações do modelo padrão) são mais pesados que a escala eletrofraca, e os outros (chamados "ativos", que são os que já conhecemos desde 1930) têm a massa suprimida por um fator $m_D/m_M \ll 1$. Nesse contexto, a minúscula massa dos neutrinos observados não adviria de um acoplamento antinatural com o Higgs, mas, sim, da existência de novas partículas mais pesadas. Esse é o chamado *mecanismo gangorra* para geração de massa dos neutrinos.

Os estados que participam das interações são os neutrinos de quiralidade bem definida, ν_L e ν_R, enquanto os auto-estados de energia, υ_A e υ_E, são os auto-vetores dessa matriz de massa. Ou seja, os neutrinos que se propagam livremente são uma mistura de ν_L e ν_R. Formalmente podemos ilustrar isso, para um caso simples de dois neutrinos, como

$$\begin{pmatrix}\upsilon_A\\ \upsilon_E\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_L\\ \nu_R\end{pmatrix}. \quad (38)$$

Devido à forma da matriz de massa na Eq. (36), com $m_M \gg m_D$, o ângulo de mistura é tipicamente pequeno, $\theta \ll 1$. Assim, todos os neutrinos que nos circundam têm uma componente de neutrinos canhotos e, por isso, interagem fracamente. Mas, mesmo assim, há uma clara diferenciação entre neutrinos usuais e neutrinos (quase) estéreis.

Neutrinos estéreis são candidatos viáveis de matéria escura, por serem partículas neutras que decaem muito lentamente (justamente por serem "estéreis"). De fato, é possível garantir que a meia-vida dessas partículas seja maior do que a idade do Universo atual desde que o ângulo de mistura seja suficientemente pequeno [46]. Impondo-se, ademais, que sua massa seja $\gtrsim$ alguns keV, esses modelos são capazes de se adequar aos limites observacionais impostos a candidatos de matéria escura, e até potencialmente explicar a anomalia no espectro de raios-X galácticos em 3.5 keV [45,46]. Para neutrinos de massa $\sim \mathcal{O}(\mathrm{keV})$ a matéria escura seria morna, e a previsão para a cronologia de formação de estruturas no Universo seria ligeiramente diferente do que para matéria escura fria. Portanto, uma maneira de se testar a natureza da matéria escura é por observações precisas do espectro de distribuição de matéria no cosmos.

Quanto ao modo de produção, se levarmos em conta apenas as interações conhecidas no modelo padrão, então os neutrinos estéreis interagem muito debilmente com a matéria e são típicos exemplos de FIMPs, produzidas por *freeze-in*. Nesse caso o principal mecanismo de produção são processos envolvendo a interação fraca e que podem resultar em neutrinos ν_L, que se convertem em neutrinos estéreis devido à mistura na equação (38).

Alternativamente, esses neutrinos estéreis podem estar inseridos em uma teoria que contenha novas interações fundamentais de curtíssimo alcance. Caso o Universo tenha atingido temperaturas suficientemente altas para que essa nova in-

[32] Exceto se gerado por um termo efetivo não-renormalizável, de dimensão 5, oriundo de alguma teoria fundamental desconhecida, cf. [45]. Mas essa exceção não invalida a conclusão de que a massa dos neutrinos requer novos graus de liberdade.

teração ocorra em equilíbrio térmico, os neutrinos estéreis podem ter sido produzidos por *freeze-out*.

Como sempre, as particularidades dos mecanismos dependem dos detalhes do modelo subjacente. Para um maior aprofundamento no tema, o leitor é encorajado a ler a excelente revisão de neutrinos estéreis como candidatos à matéria escura, encontrada na ref. [46].

5.3 Áxions e ALPs

Um outro problema intrigante de ajuste fino no modelo padrão diz respeito ao chamado "parâmetro θ" da cromodinâmica quântica (QCD). Uma discussão detalhada a respeito da origem desse problema envolve aspectos demasiadamente técnicos e de pouco proveito à presente discussão, de modo que o leitor interessado em um maior aprofundamento deve consultar as refs. [47, 48]. Para o propósito deste trabalho, podemos resumir a questão da seguinte maneira.

Em última instância, a origem do problema é o fato de a QCD ser uma teoria que envolve três tipos de carga distintas, denominadas *cores*, cada uma podendo ser "positiva" (as cores propriamente ditas) ou "negativa" (as anticores). Essa situação contrasta com o eletromagnetismo, que só possui um tipo de carga. Como a interação atua da mesma forma sobre todas as cores, sem diferenciá-las, é possível fazer uma "rotação" no espaço de cor, redefinindo-as, sem que a física seja modificada. Logo, a teoria possui uma simetria, que está associada ao grupo SU(3)[33]. Toda a física da QCD é oriunda das propriedades desse grupo de simetria.

Uma das peculiaridades resultantes dessa simetria é a existência de uma infinidade de estados de vácuo, todos degenerados em energia, e cada um caracterizado por um número inteiro w (chamado "número de enrolamento" ou *winding number*) que os diferencia um do outro. Assim, o vácuo da QCD é uma sobreposição quântica de todos esses estados, da forma

$$|\theta\rangle = \sum_n e^{-iw\theta}|n\rangle. \tag{39}$$

A transição vácuo-vácuo pode, então, envolver a transição entre estados de diferentes valores de w. Uma consequência fenomenológica dessas transições é uma violação da simetria de Carga-Paridade ou simetria CP, que é tanto maior quanto maior for o valor do parâmetro θ.

Ocorre que uma tal violação de CP advinda da QCD faria com que alguns observáveis tivessem valor muito acima do medido. Por exemplo, o momento de dipolo elétrico do nêutron seria

$$|d_n| \sim 10^{-16}\,\theta\; e\cdot\mathrm{cm}, \tag{40}$$

e a concordância com os limites experimentais impõe que $\theta \lesssim 10^{-10}$. Assim, o parâmetro θ constitui mais um exemplo de um parâmetro livre do modelo padrão que requer ajuste fino[34]. Esse é o chamado *strong CP problem* ou *problema da CP (no setor da interação) forte*.

Uma solução engenhosa a esse problema consiste em promover esse parâmetro θ a um novo campo da teoria, $\theta \to a(x)$. O termo de violação de CP atua como uma energia potencial associada a esse campo, e tem a forma

$$V(a) = m_a^2 f_a^2 \left(1 - \cos\frac{a}{f_a}\right), \tag{41}$$

onde m_a é a massa da partícula associada ao campo $a(x)$, e f_a é uma constante característica do modelo. Note que esse potencial tem um mínimo em $a(x) = 0$. Isso significa que, por sua própria dinâmica, esse campo tende a se estabelecer no ponto zero, o que implica que $\theta = 0$, como é esperado experimentalmente. Assim, a introdução do novo campo $a(x)$ resolve o problema da CP forte sem que precisemos colocar *ad hoc* um valor pequeno para um parâmetro livre.

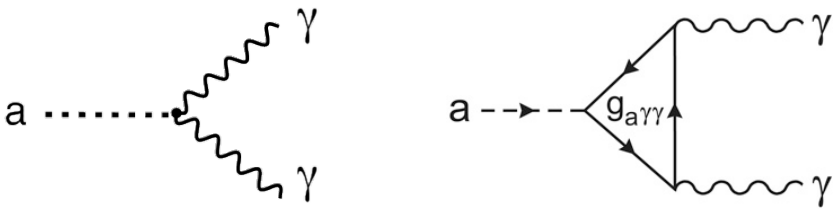
Esse campo $a(x)$ é o chamado *áxion* da QCD. Uma consequência dessa construção é que os áxions se acoplam aos fótons apenas indiretamente, mediados por um termo puramente quântico (ausente na aproximação clássica da teoria) da forma

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma}\, a F^{\mu\nu}\widetilde{F}_{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma}\, a\, \mathbf{E}\cdot\mathbf{B}, \tag{42}$$

onde $F^{\mu\nu}$ é o tensor eletromagnético (ou tensor de Faraday) e $\widetilde{F}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ seu tensor dual (obtido a partir de $F^{\mu\nu}$ pela dualidade $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{B}$

[33] A transformação deve ser unitária para garantir invariância da amplitude de probabilidade. O "3", aqui, corresponde ao número de cores presentes na teoria.

[34] O problema é ligeiramente mais intrigante, porque o setor fermiônico do modelo padrão também dá uma contribuição ao valor efetivo do parâmetro θ. Se M_q é a matriz de massa dos quarks, então o parâmetro efetivo que regula a violação de CP na QCD é $\theta_{\mathrm{ef}} = \theta_{\mathrm{QCD}} - \arg(\det M_q)$. A dificuldade, então, é explicar como dois parâmetros de setores totalmente distintos da teoria podem se cancelar tão precisamente de modo a fazer com que $\theta_{\mathrm{eff}} \lesssim 10^{-10}$.



(a) Diagrama de árvore. **(b)** Diagrama triângulo.

Figura 8: Diagramas representando processos físicos clássicos (a) e quânticos (b).

entre campo elétrico e magnético). O que significa dizer que esse termo é "puramente quântico"? Estamos acostumados com uma intuição clássica segundo a qual um processo físico ocorre apenas seguindo um único caminho, uma "trajetória" específica. Nesse paradigma, o objetivo da mecânica seria determinar, dentre todas as opções de trajetória imagináveis, aquela única e especial que o sistema de fato percorre. Essa concepção, entretanto, é errônea. A Natureza é democrática e anárquica, não favorece nenhuma trajetória sobre as demais, e nem segue uma "ordem" pré-determinada. E é justamente nisso que consiste o seu caráter quântico. A transição da física clássica para a física quântica consiste precisamente em reconhecer que, em uma transição entre dois estados, o sistema percorre *todas* as trajetórias possíveis, e que a probabilidade associada a essa transição envolve a soma sobre todos os possíveis processos intermediários. Por exemplo, consideremos o processo de decaimento de uma partícula a em dois fótons γ, i.e. uma transição de um estado inicial contendo uma partícula a para um estado final com dois fótons. Para determinar a probabilidade de uma transição ocorrer, precisamos somar sobre todos os processos intermediários possíveis. Esses processos podem ser representados graficamente, dois dos quais estão ilustrados na Figura 8.

O processo físico predito pela teoria clássica, conforme ilustrado na Figura 8a, recebe o nome de "diagrama de árvore", por se assemelhar a galhos ramificando-se de um tronco principal. Mas há, também, outros processos intermediários envolvendo também "loops" ou "ciclos fechados", i.e. linhas que terminam no mesmo ponto em que se iniciam. Esses constituem o que chamamos de "correções quânticas", que devem também ser levados em conta. Surpreendentemente, há casos em que o processo clássico sequer é permitido, mas ainda assim o processo ocorre devido a efeitos puramente quânticos, como é o caso citado no texto acima. Nesse caso em particular, o áxion não possui acoplamento direto com os fótons, mas ele se acopla aos férmions, que por sua vez se acoplam aos fótons, induzindo, então, o decaimento áxion-fóton por meio de um "diagrama triângulo", como o ilustrado na Figura 8b. Para os áxions discutidos acima, o acoplamento fotônico $g_{a\gamma\gamma}$ é inversamente proporcional ao parâmetro f_a do potencial axiônico, que é denominado constante de decaimento do áxion, uma vez que define o quão rápido o áxion decai em um par de fótons.

Ocorre que, em outras extensões do modelo padrão, como em teorias de cordas ou propostas de grande unificação, existem partículas que se comportam como esses áxions, acoplando-se a fótons e outros bósons intermediários por um termo idêntico à equação (42), e frequentemente com um auto-potencial da forma mostrada na equação (41). Essas partículas recebem a alcunha geral de "partículas similares a áxions", ou ALPs (*Axion Like Particles*) [49]. Os áxions da QCD discutidos acima constituem apenas um exemplo de ALPs em geral.

Para valores suficientemente pequenos da constante de acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ (ou, equivalentemente, valores grandes da constante de decaimento do áxion f_a), a interação da ALP com a matéria torna-se desprezível a ponto de se poder considerá-la uma partícula "escura" (i.e. eletromagneticamente neutra) e efetivamente estável (com meia-vida maior que a idade do Universo). Nesse caso as ALPs são boas candidatas à matéria escura.

O principal mecanismo de produção de uma abundância de matéria escura via ALPs é o mecanismo termal de *desalinhamento do vácuo*. Trata-se de um mecanismo distinto dos *freeze-out* e *freeze-in* discutidos anteriormente. A ideia é que o campo axiônico inicia sua evolução em um ponto ligeiramente deslocado do mínimo de seu potencial, dado pela Eq. (41), e, durante a

evolução do Universo, oscila em torno desse mínimo. Essas oscilações produzem uma densidade de energia que se comporta como matéria escura [49]. Impondo-se a obtenção da abundância observada resulta em vínculos sobre os parâmetros m_a e f_a.

No entanto, existem tantos e tão diversos cenários de ALPs que outros mecanismos de produção do tipo *freeze-in* são também viáveis, e devem ser analisados caso a caso. Essa diversidade de ALPs é bem ilustrada pela ampla variação das massas que as viabilizam como candidatas à matéria escura, abrangendo desde a escala sub-eV até a MeV, $m_a \simeq 10^{-9} - 10^{6}$ eV [49].

Para concluir, vale mencionar o recente anúncio de um sinal ligeiramente excessivo na faixa de energia abaixo de 10 keV, observado no experimento XENON1T [50]. Especula-se que esse sinal seja um indício de partículas de matéria escura de origem axiônica interagindo com o detector, mas é preciso ainda cautela na interpretação desse sinal. Uma explicação alternativa é que o excesso seja devido a uma contaminação de trítio no experimento, cujos decaimentos β poderiam produzir o sinal detectado. Uma investigação mais aprofundada faz-se ainda necessária antes que se possa extrair conclusões definitivas desse resultado.

6 Conclusões

O rápido desenvolvimento da cosmologia como ramo da física, especialmente na segunda metade do século XX, revolucionou nossa percepção sobre o conteúdo energético-material do Universo, desiludindo-nos da ideia de estarmos nos aproximando de uma compreensão fundamental a respeito da estrutura de todo o cosmos. Os exauridos esforços para construir o modelo padrão da física de partículas, que resume todo nosso conhecimento sobre a matéria que nos cerca, e explica quase todos os fenômenos que observamos na Terra, resulta em uma teoria que compreende não mais do que $\sim 5\%$ do conteúdo de todo o Universo.

Mas o modelo padrão contém muito mais do que uma teoria da matéria. Ele nos fornece também um método eficiente para descrever as interações em termos de simetrias fundamentais, e um ferramental teórico para o cálculo de processos físicos como taxas de decaimento, de aniquilação e de espalhamento, que podem ser utilizados na investigação da natureza da matéria escura.

Neste artigo mostramos que, apesar da incógnita natureza da matéria escura, possuímos um conhecimento vasto sobre seu comportamento. Sabemos, por exemplo, que ela deve ter se originado já no Universo primordial, e sabemos que ela é não-relativística na época do desacoplamento dos fótons e da formação de estruturas de grande escala. Sabemos que ela é provavelmente constituída de novas partículas elementares e, conhecendo diversos mecanismos da gênese dessas partículas no Universo primordial, podemos impor limites sobre suas interações de modo a garantir que a teoria se adeque às observações.

Além disso tudo, mostramos que é possível, e até mesmo provável, que o estudo da matéria escura lance nova luz sobre nosso conhecimento sobre a matéria usual, e vice-versa. Investigar a natureza e a origem da matéria escura é o mesmo que investigar a estrutura e a dinâmica da matéria bariônica que nos cerca. Exemplificamos essa afirmação com três exemplos genéricos de candidatos à matéria escura: WIMPs, neutrinos estéreis e ALPs, todos eles advindos da necessidade de remediar algum problema do modelo padrão atual. Todas essas propostas estão sob rigoroso escrutínio experimental e a busca por essas partículas é minuciosa em colisores, onde se tenta produzí-las e detectar seus sinais a partir de colisões de elétrons ou prótons, ou em cintiladores, onde se busca detectar o recuo de átomos devido à colisão com uma partícula de matéria escura de origem astrofísica. A detecção dessa nova elusiva partícula pode estar logo após a esquina, mas, independentemente de termos ou não uma detecção, o mais importante é a existência dessa simbiose entre teoria e experimentos. Qualquer medição, mesmo que seja uma não-detecção, constitui um resultado positivo, pois nos ensina algo sobre os parâmetros dos modelos, ajudando-nos a restringí-los até eventualmente considerarmos uma teoria como implausível ou definitivamente excluída.

Vale destacar, também, a possibilidade de a matéria escura ser composta por mais de um tipo de partícula elementar, assim como ocorre com o setor visível. Nesse caso teríamos um rico setor escuro, ao qual algumas das diversas propostas mencionadas neste artigo poderiam contribuir parcialmente.

Ao notarmos todo o poder tecnológico que de-

senvolvemos com o conhecimento de apenas uma pequena fração da matéria do Universo, é impossível não vislumbrar o potencial latente ainda oculto nessa vastidão desconhecida, o quanto ainda temos a crescer e a nos desenvolver coletivamente. E o imenso sucesso do ferramental de que dispomos nos dá motivo suficiente para entusiasmo quanto à perspectiva de êxito em desvendar esses mistérios do Universo. Em suma, não há por que temermos o escuro.

Agradecimentos

O autor agradece a Thaisa Carneiro da Cunha Guio pela cuidadosa leitura do manuscrito e valiosas sugestões.

Sobre o autor

Gláuber Carvalho Dorsch (glauber@fisica.ufmg.br) é doutor em física pela University of Sussex (Reino Unido), com estágio pós-doutoral no DESY – *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (Hamburgo, Alemanha) e no PPGCosmo (UFES). Atua na interface entre física de partículas e cosmologia. Atualmente é professor do Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) e membro do *LISA Cosmology Working Group*, grupo de pesquisas dedicado a investigar as perspectivas de detecção de ondas gravitacionais de origem cosmológica por parte do *Laser Interferometer Space Antenna (LISA)*.

Referências

[1] V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge University Press, New York, 2005).

[2] A. Liddle, *An Introduction to Modern Cosmology* (John Wiley & Sons, Chichester, 2003).

[3] J. A. S. Lima e R. C. Santos, *100 Anos da Cosmologia Relativística (1917—2017). Parte I: Das Origens à Descoberta da Expansão Universal (1929)*, Rev. Bras. Ensino Fís. **40**, n. 1, e1313 (2018).

[4] B. J. T. Jones, *A brief history of Cosmology*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series **126**, p.1 (1997). Disponível em www.aspbooks.org/publications/126/1.pdf, acesso em 10 nov. 2020.

[5] H. Velten, *Matéria escura, energia escura e a busca por uma nova teoria para a gravitação*, Cadernos de Astronomia **1**, n. 1, 40 (2020).

[6] A. G. Riess *et al.*, *A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant*, Astrophys. J. **826**, n.1, 56 (2016). ArXiv:1604.01424 [astro-ph.CO].

[7] A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, J. B. Bowers, L. Macri, J. C. Zinn and D. Scolnic, *Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with LambdaCDM*, arXiv:2012.08534 [astro-ph.CO] (2012).

[8] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020). ArXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].

[9] E. Mörtsell e S. Dhawan, *Does the Hubble constant tension call for new physics?*, JCAP **09**, 025 (2018). ArXiv:1801.07260 [astro-ph.CO].

[10] P. J. E. Peebles, *Cosmology's Century: An Inside History of Our Modern Understanding of the Universe* (Princeton University Press, New Jersey, 2020).

[11] S. Weinberg, *Cosmology* (Oxford University Press, Oxford, 2008).

[12] O. F. Piattella, *Lecture Notes in Cosmology* (Springer, Cham, 2018). ArXiv:1803.00070 [astro-ph.CO].

[13] Planck Collaboration,, *Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, Astron. Astrophys. **641**, A1 (2020). ArXiv:1807.06205 [astro-ph.CO].

[14] W. Hu e S. Dodelson, *Cosmic Microwave Background Anisotropies*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **40**, 171 (2002). ArXiv:astro-ph/0110414 [astro-ph].

[15] A. Lewis e A. Challinor, *CAMB Web Interface*, disponível em lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_camb_form.cfm, acesso em 18 nov. 2020.

[16] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **98**(3), 030001 (2018).

[17] B. D. Fields, K. A. Olive, T. H. Yeh e C. Young, *Big-Bang Nucleosynthesis After Planck*, JCAP **03**, 010 (2020). ArXiv:1912.01132 [astro-ph.CO].

[18] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones e D. Zaritsky, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophys. J. Lett. **648**, L109 (2006). ArXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph].

[19] T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla e C. Skordis, *Modified Gravity and Cosmology*, Phys. Rept. **513**, 1 (2012). ArXiv:1106.2476 [astro-ph.CO].

[20] M. Milgrom, *MOND theory*, Can. J. Phys. **93**(2), 107 (2015). ArXiv:1404.7661 [astro-ph.CO].

[21] V. Marra, D. C. Rodrigues e Á. O. F. de Almeida, *A fundamental test for MOND*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **494**(2), 2875 (2020). ArXiv:2002.03946 [astro-ph.GA].

[22] C. Skordis e T. Złosnik, *A new relativistic theory for Modified Newtonian Dynamics*, arXiv:2007.00082 [astro-ph.CO] (2020).

[23] K. Pardo e D. N. Spergel, *What is the price of abandoning dark matter? Cosmological constraints on alternative gravity theories*, Phys. Rev. Lett. **125**(21), 211101 (2020). ArXiv:2007.00555 [astro-ph.CO].

[24] R. J. Adler, B. Casey e O. C. Jacob, *Vacuum catastrophe: An Elementary exposition of the cosmological constant problem*, Am. J. Phys. **63**, 620 (1995).

[25] B. Carr e F. Kuhnel, *Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments*, Ann. Rev. of Nuclear and Particle Science **70**, 355 (2020). ArXiv:2006.02838 [astro-ph.CO].

[26] B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda e J. Yokoyama, *Constraints on Primordial Black Holes*, arXiv:2002.12778 [astro-ph.CO] (2020).

[27] T. D. Brandt, *Constraints on MACHO Dark Matter from Compact Stellar Systems in Ultra-Faint Dwarf Galaxies*, Astrophys. J. Lett. **824**(2), L31 (2016). ArXiv:1605.03665 [astro-ph.GA].

[28] S. D. M. White, C. S. Frenk e M. Davis, *Clustering in a Neutrino Dominated Universe*, Astrophys. J. Lett. **274**, L1 (1983).

[29] S. D. McDermott, H. B. Yu e K. M. Zurek, *Turning off the Lights: How Dark is Dark Matter?*, Phys. Rev. D **83**, 063509 (2011). ArXiv:1011.2907 [hep-ph].

[30] P. Gondolo e G. Gelmini, *Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis*, Nucl. Phys. B **360**, 145 (1991).

[31] L. J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell e S. M. West, *Freeze-In Production of FIMP Dark Matter*, JHEP **03**, 080 (2010). ArXiv:0911.1120 [hep-ph].

[32] N. Bernal, M. Heikinheimo, T. Tenkanen, K. Tuominen e V. Vaskonen, *The Dawn of FIMP Dark Matter: A Review of Models and Constraints*, Int. J. Mod. Phys. A **32**(27), 1730023 (2017). [arXiv:1706.07442 [hep-ph]].

[33] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The early Universe* (Addison-Wesley, 1990).

[34] R. Baierlein, *The elusive chemical potential*, Am. J. Phys **69**(4), 423 (2001).

[35] L. Husdal, *On Effective Degrees of Freedom in the Early Universe*, Galaxies **4**(4), 78 (2016). ArXiv:1609.04979 [astro-ph.CO].

[36] Chemistry LibreTexts, *CHM 363: Physical Chemistry. Ch. 13: Kinetic Theory of Gases*, disponível em chem.libretexts.org/Courses/Grinnell_College/CHM_363:_Physical_Chemistry_I, acesso em 30 nov. 2020.

[37] G. C. Dorsch, S. J. Huber, T. Konstandin e J. M. No, *A Second Higgs Doublet in the*

Early Universe: Baryogenesis and Gravitational Waves, JCAP **05**, 052 (2017). ArXiv:1611.05874 [hep-ph].

[38] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010). ArXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph].

[39] L. Randall e R. Sundrum, *A Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999). ArXiv:hep-ph/9905221 [hep-ph].

[40] K. Benakli, Y. Chen, E. Dudas e Y. Mambrini, *Minimal model of gravitino dark matter*, Phys. Rev. D **95**(9), 095002 (2017). ArXiv:1701.06574 [hep-ph].

[41] T. Flacke, D. W. Kang, K. Kong, G. Mohlabeng e S. C. Park, *Electroweak Kaluza-Klein Dark Matter*, JHEP **04**, 041 (2017). ArXiv:1702.02949 [hep-ph].

[42] M. Schumann, *Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status*, J. Phys. G **46**(10), 103003 (2019). ArXiv:1903.03026 [astro-ph.CO].

[43] 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 [hep-ph].

[44] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo e F. S. Queiroz, *The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints*, Eur. Phys. J. C **78**(3), 203 (2018). ArXiv:1703.07364 [hep-ph].

[45] M. Drewes, *The Phenomenology of Right Handed Neutrinos*, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330019 (2013). ArXiv:1303.6912 [hep-ph].

[46] A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens and O. Ruchayskiy, *Sterile neutrino Dark Matter*, Prog. Part. Nucl. Phys. **104**, 1 (2019). ArXiv:1807.07938 [hep-ph].

[47] R. D. Peccei, *The Strong CP problem and axions*, Lect. Notes Phys. **741**, 3 (2008). ArXiv:hep-ph/0607268 [hep-ph].

[48] L. D. Duffy e K. van Bibber, *Axions as Dark Matter Particles*, New J. Phys. **11**, 105008 (2009). ArXiv:0904.3346 [hep-ph].

[49] P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo e A. Ringwald, *WISPy Cold Dark Matter*, JCAP **06**, 013 (2012). ArXiv:1201.5902 [hep-ph].

[50] XENON Collaboration, *Excess electronic recoil events in XENON1T*, Phys. Rev. D **102**(7), 072004 (2020). ArXiv:2006.09721 [hep-ex].

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Matéria escura e as estruturas cósmicas

Hermano Velten

Universidade Federal de Ouro Preto

Resumo
O objetivo deste artigo é mostrar o motivo de se considerar a matéria escura como ingrediente fundamental para o Universo. A existência da matéria escura é indispensável para formar as estruturas cósmicas que observamos como galáxias e aglomerados de galáxias. Apesar de ainda desconhecermos a natureza desta componente cósmica, pois ainda não a detectamos diretamente, o aspecto discutido neste trabalho é considerado um dos principais argumentos a favor da existência da matéria escura.

Abstract
The goal of this work is to show the reason why one considers dark matter as a fundamental ingredient of the universe. Dark matter existence is indispensable to form structures like galaxies and galaxy clusters. Though its nature is unknown due to the lack of direct detection, the aspect discussed in this work is considered the main argument in favor of dark matter existence.

Palavras-chave: cosmologia, matéria escura, estruturas em grande escala
Keywords: cosmology, dark matter, large scale structure

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33609

1 Introdução

Um leitor interessado em astronomia e nos mistérios do cosmo já deve estar familiarizado com o termo Matéria Escura. Do ponto de vista astrofísico existem várias evidências atestando que deve existir no Universo algum tipo de matéria que ainda não foi detectada. A história da matéria escura tem sua origem com os trabalhos de Fritz Zwicky nos anos 1930, onde ele infere que o aglomerado de COMA possui uma razão massa/luminosidade $\sim 500 M_\odot/L_\odot$. Estudos mais recentes deste mesmo aglomerado indicam valores menores, $\sim 180 M_\odot/L_\odot$, mas ainda prevalece a ideia que um excesso de matéria em comparação à luz emitida por esse objeto.

Galáxias espirais também são denunciantes da existência deste novo elemento. A curva de rotação de galáxias espirais tem sido estudada desde os anos 1970, notadamente com os trabalhos de Vera Rubin, e o comportamento constante da velocidade de rotação de estrelas e gases a partir de certas distâncias, em contradição ao comportamento esperado ao se utilizar a dinâmica newtoniana para a dada distribuição de matéria observada, indica a existência de alguma quantidade de matéria invisível nestes sistemas.[1]

O fenômeno conhecido como lentes gravitacionais, quando a luz percorre uma trajetória não retilínea devido à curvatura do espaço-tempo que é criada por uma distribuição de matéria, por exemplo, uma estrela um uma galáxia, também indica a existência de matéria escura no Universo. O ângulo de deflexão deste processo, ou o quanto a luz "se curva", é proporcional à massa da lente, que pode ser uma galáxia. Assim, estudando em detalhes o padrão de deflexão da luz emitida por objetos distantes ao atravessar a lente, temos uma espécie de balança cósmica, capaz de medir com precisão a massa da galáxia lente, bem como sua distribuição.

As evidências apontadas acima pertencem ao domínio de estudo da astrofísica. Sem dúvida, são indícios fortes do fenômeno "matéria escura". No entanto, existem propostas que interpretam estas observações sob outra perspectiva: talvez não exista matéria escura nestes sistemas, mas a

[1] Veja a contribuição de Davi Rodrigues sobre o problema da curva de rotação de galáxias neste mesmo números dos Cadernos de Astronomia.

Licença Creative Commons

teoria gravitacional utilizada, seja a newtoniana ou a relativista, está errada e nos leva, erroneamente, a deduzir que matéria escura deva existir. Esta é a motivação ao se estudar as chamadas *teorias estendidas (ou, modificadas) da gravitação*.

O objetivo deste artigo é discutir em detalhes uma evidência "cosmológica" da existência de matéria escura. Em resumo, a configuração observada de galáxias e aglomerados de galáxias, denominada doravante *estrutura em grande escala do Universo*, não seria concebida na ausência de matéria escura. Na prática, elas não existiriam. É muito comum ouvir, entre os pesquisadores da área, que o argumento apresentado a seguir é o mais robusto a favor da matéria escura.

Na próxima seção vamos fazer uma rápida descrição sobre a dinâmica de expansão de fundo do Universo. Seremos sucintos em muitos aspectos. Para o leitor pouco familiarizado com cosmologia recomendamos a leitura de [1] para maiores detalhes.

Na Seção 3 discutiremos os princípios básicos da teoria de perturbações cosmológicas, uma ferramenta fundamental para o entendimento da estrutura em grande escala do Universo.

2 Uma breve história do Universo

O modelo padrão para a descrição da evolução cósmica, conhecido como *big bang*, indica que o Universo inicia sua história de expansão a partir de um ponto singular, extremamente denso e quente. A medida que o Universo expande ele esfria e diferentes processos físicos são iniciados.

Para uma expansão homogênea e isotrópica, a expansão cósmica é ditada pela função de Hubble

$$H = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \tag{1}$$

onde a é o fator de escala do Universo e o ponto " $\dot{}$ " denota a taxa de variação com relação ao tempo cósmico t. Esta função dita a taxa de expansão do Universo. Ao normalizarmos seu valor hoje $a_0 = 1$ podemos escrever sua relação com o desvio para o vermelho (*redshift*) z,

$$a = \frac{1}{1+z}. \tag{2}$$

Assim, podemos parametrizar a expansão do Universo em termos de valores de z. Hoje, $z = 0$. O início do Universo é caracterizado pelo passado assintótico $z \to \infty$ enquanto que o futuro assintótico por $z = -1$.

A taxa de expansão H é determinada pelo conteúdo energético do Universo seguindo a equação de Friedmann para um Universo plano

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \tag{3}$$

onde ρ é a densidade de energia total do Universo, ou seja, é a soma das densidades das i componentes cósmicas $\rho = \sum_i \rho_i$. Uma descrição aproximada do Universo faz uso de quatro componentes: radiação, matéria bariônica, matéria escura e energia escura. Em um Universo em expansão estas densidades dependem do tempo e, portanto, a densidade total ρ é, geralmente, melhor aproximada pela densidade da componente que domina o conteúdo energético. Cada densidade ρ_i é determinada pela equação da continuidade

$$\dot{\rho}_i + 3H(\rho_i + p_i) = 0, \tag{4}$$

uma vez que conhecemos a equação de estado da componente. Para a radiação $p_r = \rho_r/3$ levando a $\rho_r \sim a^{-4} = (1+z)^4$. Para a matéria sem pressão (tanto matéria escura quanto bárions) $p_{me} = p_b = 0$ obtendo $\rho_{me} \sim \rho_b \sim a^{-3} = (1+z)^3$. A energia escura, na forma de uma constante cosmológica, possui densidade constante ($\dot{\rho}_{ee} = 0$), equivalendo a um fluido com pressão $p_{ee} = -\rho_{ee}$. Assim, se medirmos o valor da densidade de qualquer destes fluidos em algum instante, por exemplo, hoje ($z = 0$), saberemos seu valor em qualquer instante da história cósmica.

O Universo hoje é completamente preenchido por uma radiação emitida logo após o *big bang*. Trata-se da radiação cósmica de fundo (RCF). No Universo primordial, fótons e elétrons estiveram fortemente acoplados. A expansão cósmica, e consequentemente seu resfriamento, conduz a um momento onde, finalmente, a radiação consegue se desacoplar dos elétrons. Isso ocorre quando o Universo tinha apenas 380.000 anos de idade correspondendo a um valor $z \sim 1100$. Este momento é chamado simplesmente de *desacoplamento*. Esta radiação primordial é detectada hoje na faixa de microondas e possui um espectro típico de corpo negro com temperatura $T_{RCF} = 2,726\,K$. Essa informação nos dá acesso a densidade da radiação hoje e, segundo a solução $\rho_r \sim a^{-4}$, sabemos a densidade da radiação em qualquer momento. A densidade da radiação é pouco relevante para a dinâmica cósmica

hoje mas era a componente dominante no Universo primordial. A RCF possui uma distruição *quase* homogênea e isotrópica como visto da bem conhecida Figura 1. Esta imagem utiliza coordenadas galácticas com o plano da nossa galáxia correndo horizontalmente ao longo do ponto central desta imagem. A diferença entre pontos quentes (vermelhos) e frios (azuis) é da ordem de

$$\frac{\Delta T}{T_{RCF}} \sim 10^{-5}. \quad (5)$$

Ao levarmos em conta diversos observáveis cosmológicos e astrofísicos chega-se ao modelo de concordância cosmológica que nos diz que, hoje, o Universo é composto por $\sim 70\%$ de energia escura, 25% de matéria escura, $\sim 5\%$ de matéria conhecida (bárions) e apenas $0,0049\%$ de radiação. Seguindo estes valores e as leis de evolução para as densidade de cada fluido, verifica-se que a densidade da radiação foi igual a da matéria em $z_{ig} \sim 3400$ (desvio para o vermelho da igualdade), quando o Universo tinha apenas cerca de 51.000 anos de idade. Neste momento, deu se início a fase de dominação da matéria que só terá fim quando sua densidade for igual à da energia escura. Isso ocorre em $z \sim 0.3$, cerca de 3 bilhões de anos atrás. Resumindo, ao longo de seus 13,8 bilhões de anos, o Universo pode ser separado em 3 fases dinâmicas: uma fase dominada pela radiação ($z > z_{ig}$), uma fase dominada pela matéria escura e uma fase dominada pela energia escura a partir de $z \lesssim 0.3$.[2]

A descrição acima assumiu que a matéria escura já existia no Universo, como uma componente independente, desde momentos muito próximos ao *big bang*. Para momentos anteriores a $z \sim 1100$, quando houve a liberação da RCF, a matéria conhecida, elétrons e prótons, estava acoplados com a radiação e não podiam se unir para formar um átomo de hidrogênio. Assim, usa-se o termo fluido bárion-fóton para esta componente de radiação que existia antes da separação entre RCF e matéria bariônica. A partir de $z \sim 1100$, estando elétrons e prótons livres, eles se unem em órbitas de Bohr e a atração gravitacional destes entes dá origem às primeiras nuvens de hidrogênio no Universo. A subsequente atração gravitacional destas nuvens criará os primeiros protótipos de estrelas que, por sua vez, se aglutinarão para formar protótipos de galáxias. Em tese, esse processo pode seguir indefinidamente até formarmos estruturas cada vez maiores. Este é o processo hierárquico de formação de estruturas, mais aceito atualmente, onde as menores estruturas formam-se primeiro). A partir de agora, podemos fazer questionamentos mais detalhados: qual a velocidade de formação destas estruturas? Quais são as maiores estruturas já formadas?

3 A formação de estruturas cósmicas e a necessidade da matéria escura

O *princípio cosmológico* é fundamental para descrever a expansão cósmica pois nos assegura que o Universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas. No entanto, é óbvio que, quando temos uma boa resolução e observamos objetos colapsados como estrelas e galáxias, percebemos que o Universo não é exatamente homogêneo e isotrópico nestas escalas. Portanto, há uma escala limite acima da qual o Universo aparenta[3] ser homogêneo e isotrópico, enquanto que em escalas menores identifica-se a não-homogeneidade da distribuição de matéria. Não existe um valor de consenso para esta escala mas estima-se que seja próxima a 200 Mpc, ou seja, acima desta escala temos uma distribuição homogênea. Galáxias possuem um tamanho típico da ordem de poucas dezenas de milhares de parsecs. Por exemplo, o planeta Terra, que está mais próximo da borda da galáxia que de seu centro, está a uma distância de 7,9 kpc do centro da Via Láctea. Nossa galáxia está localizada em uma região do espaço juntamente com outras 30 galáxias formando o chamado grupo local de galáxias. Andrômeda, pertencente a este grupo, possui tamanho similar à nossa galáxia enquanto que as demais são de menor porte (galáxias anãs). Ao redor do grupo local existem outros grupos e aglomerados galácticos separados por distâncias da ordem de dezenas de Mega parsecs. Por exemplo, o aglomerado de Virgo, que contém cerca de 1000 galáxias, está

[2] A relação entre tempo cósmico, medido em anos, e z não é linear. Eventos que ocorrem entre $z = 0$ e $z = 1$ são separados por cerca de 7 bilhões de anos. Eventos que ocorrem entre $z = 1000$ e $z = 1001$ são separados por setecentos anos.

[3] Rigorosamente, a homogeneidade e isotropia são conceitos estabelecidos de maneira estatística. Na prática, por maior que seja a escala, não há 100% de homogeneidade.

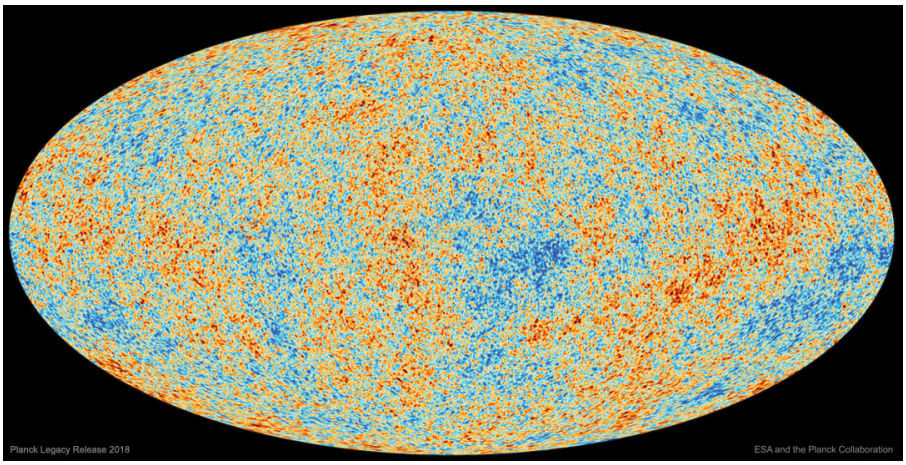


Figura 1: Mapa da distribuição de temperatura da radiação cósmica de fundo. A diferença de temperatura entre pontos vermelhos (quentes) e azuis (frios) é da ordem 10^{-5}. Créditos: Agência Espacial Europeia (ESA).

distante cerca de 20 Mpc do grupo local de galáxias.

A teoria de perturbação cosmológica é uma das principais ferramentas utilizadas em cosmologia. A ideia segue um princípio muito simples: precisamos entender a evolução das pequenas perturbações de densidade que surgiram no Universo, ao longo de sua história, até a confecção dos aglomerados de galáxias que observamos hoje em dia.

O nascimento das perturbações de densidade ocorre no período da inflação cósmica, muito próximo ao *big bang*. Nesta época, as leis da mecânica quântica governavam o Universo. *Grosso modo*, o princípio da incerteza de Heisenberg não permite a exata determinação da distribuição de matéria e, assim, é natural que existam flutuações na configuração energética do Universo primordial. Estas flutuações são as sementes que, após germinarem e crescerem, deram origem às estruturas cósmicas.

Ao introduzir pequenas flutuações ao redor de cada quantidade física descrita no fundo cosmológico implementamos a técnica da teoria de pertubações. Podemos implementar uma separação entre a densidade média do Universo não perturbado $\rho(t)$ e as perturbações. Com isso, podemos escrever a densidade total como $\rho(t)+\hat{\rho}(\vec{r},t)$, onde o símbolo " $\hat{}$ " significa uma pequena perturbação ao redor da densidade do fundo homogêneo e isotrópico $\rho(t)$. Então, a densidade total será

$$\begin{aligned} \rho(t)+\hat{\rho}(\vec{r},t) &= \rho(t)\left(1+\frac{\hat{\rho}(\vec{r},t)}{\rho(t)}\right), \\ &= \rho(t)\left[1+\Delta(\vec{r},t)\right], \end{aligned} \tag{6}$$

onde definimos uma quantidade fundamental para nossa discussão daqui para frente: o contraste na densidade $\Delta(\vec{r},t)=\hat{\rho}(\vec{r},t)/\rho(t)$.

A estratégia é adotar uma aproximação onde cada componente cósmica comporta-se de acordo com as equações da hidrodinâmica em um sistema em expansão. Para a grande maioria da escalas de interesse, como galáxias e aglomerados, pode-se utilizar uma aproximação newtoniana.

Para isso considera-se as equações da continuidade, expressando a conservação de massa.

$$\dot{\rho}+\nabla(\rho\vec{V})=0. \tag{7}$$

Nesta equação, $\vec{V}$ é o campo de velocidades do fluido. Para o caso cosmológico utiliza-se a lei de Hubble $\vec{V}=H\vec{r}$.

A equação para a dinâmica do movimento será a equação de Euler, expressando a conservação de momento,

$$\dot{\vec{V}}+\vec{V}\cdot\nabla\vec{V}=-\frac{\nabla p}{\rho}-\nabla\Phi \tag{8}$$

e a equação de Poisson, descrevendo o potencial gravitacional

$$\nabla^2\Phi=4\pi G\rho. \tag{9}$$

Para discutir a evolução de perturbações no Universo padrão é conveniente utilizar coordenadas comóveis $\mathbf{x}$. Este sistema de coordenadas que "acompanha" a expansão do Universo. Assim, a posição $\vec{r}$ é reescrita como,

$$\vec{r}=a(t)\vec{x}. \tag{10}$$

O sistema de coordenadas $\mathbf{r}$ denota a posição física, real, de cada partícula (galáxia, por exemplo). Em um Universo em expansão, a posição

de uma galáxia irá mudar gradativamente com o tempo. Se você tentar desenhar a posição de uma galáxia, em eixos cartesianos fixos, precisará de uma quantidade cada vez maior de papel e espaço físico para acompanhar o efeito da expansão do Universo.

No sistema de coordenadas comóveis $\mathbf{x}$ a partícula permanece fixa em um ponto dos eixos coordenados. O efeito da expansão ocorre ao mudar a noção de distância demarcada nos eixos cartesianos. As coordenadas (na prática, os "números" que estão anotados sobre os eixos) vão se ajustando para acomodar o efeito da expansão do Universo. Na tentativa de desenhar a evolução da posição de uma galáxia em uma folha de papel utilizando as coordenadas $\mathbf{x}$, o Universo sempre caberá em uma única folha, mas os eixos sempre precisarão ser demarcados a medida que o tempo passa.

A velocidade própria $\dot{\vec{r}}$ em cada ponto $\mathbf{x}$ pode ser escrita como

$$\vec{V} = \dot{a}(t)\vec{x} + \hat{v}, \tag{11}$$

de maneira que $\hat{v}$ é a velocidade peculiar descrevendo o movimento de uma parte do fluido em relação a um observador fundamental em $\vec{x}$ que está comóvel com a expansão do fundo cosmológico. Trata-se, na verdade, do que chamaremos de perturbação da velocidade. Assim, o conjunto de variáveis $(\vec{x}, t)$ substitui $(\vec{r}, t)$.

A partir do processo de linearização, cujos detalhes são apresentados no apêndice, encontramos que perturbações em um fluido sem pressão, $p = 0$, devem obedecer à seguinte equação diferencial

$$\ddot{\Delta} + 2H\dot{\Delta} - 4\pi G\rho\Delta = 0. \tag{12}$$

Por se tratar de uma equação diferencial, lembre-se que sua solução necessitará a adotação de duas condições de contorno.

Enquanto as perturbações são lineares, $\Delta << 1$, esta equação é válida. Trata-se do regime linear das perturbações. Estruturas cósmicas, como galáxias e aglomerados, são obviamente estruturas não-lineares, no sentido da definição de Δ apresentada acima. De fato, a densidade local destas estruturas é muito maior que a densidade média de uma porção considerável do espaço ao redor. O objetivo de uma evolução satisfatória é que as perturbações lineares cresçam o suficiente para chegar ao nível não-linear.

Dada a imensidão cósmica e suas centenas de bilhões de galáxias seria impossível estudar a evolução de cada pequeno desvio da homogeneidade (flutuação) que geraria uma galáxia específica. Este processo levaria à resolução de bilhões de equações do tipo (12) para a evolução de cada região "superdensa". Ao invés disso, esta equação é resolvida no espaço de Fourier onde cada escala possui sua condição inicial própria. Uma única escala, por exemplo, com 0.1 Mpc, representaria a evolução média de todos aglomerados de galáxias que devem ter este tamanho. A dependência com a escala não apareceu na equação (12) pois decidimos estudar fluidos sem pressão, como a matéria escura e os bárions. Portanto, de acordo com (12), todas as escalas evoluirão da mesma maneira.

Temos em (12) uma equação diferencial de segunda ordem. Este tipo de equação também descreve, por exemplo, um oscilador harmônico amortecido. O termo $2H\dot{\Delta}$ é conhecido como termo de fricção de Hubble, pois quanto maior for a taxa de expansão H, mais difícil será amplificar as perturbações Δ, ou seja, a expansão dificulta o processo de formação de estruturas cósmicas.

Tanto a matéria escura quanto a matéria bariônica obedecem a equação (12) pois as consideramos como fluidos sem pressão. No entanto, a condição inicial a ser utilizada para cada componente, a amplitude da perturbação em um instante inicial, será diferente. A matéria bariônica está acoplada à radiação até $z \sim 1100$ (momento chamado de desacoplamento). A matéria escura, de acordo a hipótese mais aceita para sua descrição, desacoplou do plasma primordial em um momento muito anterior. Assim, enquanto a matéria bariônica está "presa" à radiação, formando a componente bárion-fóton, a matéria escura começou a formar estruturas, por meio da atração gravitacional, desde instantes anteriores. Na prática, as flutuações de temperatura da RCF, da ordem de 10^{-5}, servem como condição inicial para este problema por meio da chamada fórmula de Sachs-Wolfe [2]:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{1}{3}\hat{\phi}. \tag{13}$$

Nesta expressão, $\hat{\phi}$ é a perturbação no potencial gravitacional. Por meio da equação de Poisson perturbada (veja apêndice), percebe-se que $\hat{\phi} \sim \Delta$. Com isso, a amplitude das flutuações na

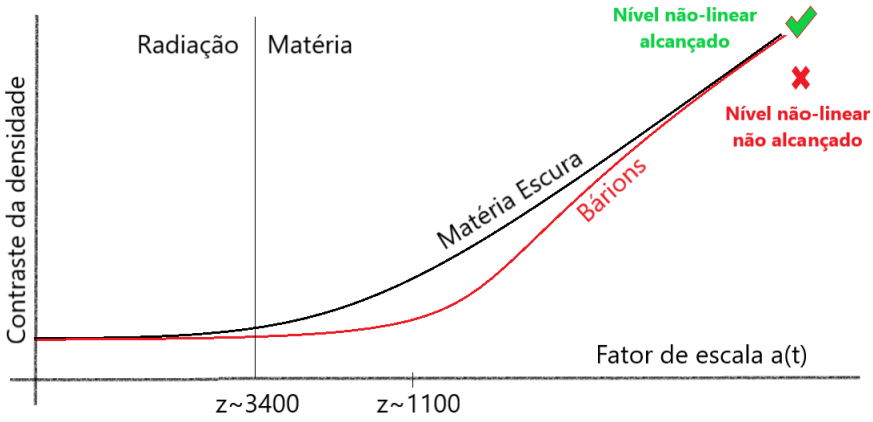


Figura 2: Evolução das perturbações da matéria escura e dos bárions em função do tempo. O ponto no gráfico onde se lê "nível não-linear não alcançado" refere-se à amplitude alcançada pelas perturbações no bárions caso não existissem as perturbações de matéria escura (curva preta). Esta figura é uma representação quantitativa. Os eixos ordenados não possuem a escala apropriada quantitativamente.

RCF fornecem o valor para as condições iniciais do problema.

Pela equação (12), o conceito de "formar" uma estrutura refere-se a amplificar o valor do contraste da densidade Δ, desde valores muito pequenos, até próximo do valor não-linear $\Delta \sim 1$. Uma maneira mais fácil de se visualizar a solução da equação para Δ é trocar a variável dinâmica para o fator de escala a. Com isso, teremos:

$$a^2\Delta'' + \left[3 + a\frac{H'}{H}\right] a\Delta' - \frac{3}{2}\left(\frac{8\pi G\rho_m}{3H^2}\right)\Delta = 0 \tag{14}$$

onde o símbolo "$'$" significa uma derivada com relação ao fator de escala. Quando o Universo é dominado pela matéria escura temos $H \sim a^{-3/2}$ e, com isso, $3 + aH'/H = 3/2$. Ainda, o termo $8\pi G\rho_m/3H^2 \sim 1$. Portanto, a solução da equação (14) será $\Delta \propto a$, ou seja, cresce linearmente com o fator de escala. Note que essa aproximação só é válida após a igualdade entre as densidade de radiação e matéria, $z < 3400$. Antes disso, $z > 3400$, a dinâmica é dominada pela radiação, $8\pi G\rho_m/3H^2 < 1$. Isso inibe o aparecimento de uma solução crescente para Δ em $z < 3400$. A curva preta da Figura 2 demonstra esse fenômeno. Estas estruturas serão chamadas de halos de matéria escura. Somente após a igualdade entre matéria e radiação, com a dominação da matéria, a expansão cósmica se desacelera e as perturbações da matéria escura crescem de maneira mais acentuada.

Vamos analisar agora o crescimento das estruturas de matéria bariônica, de acordo com a linha vermelha da Figura 2. Quando a RCF é liberada, em $z \sim 1100$, ocorre o momento do desacoplamento e a matéria bariônica está livre para se aglomerar, por meio da atração gravitacional. O processo de formação da componente bariônica é acelerado pois, lembre-se que, em $z \sim 1100$, os halos de matéria escura (curva preta na Figura 2) já existiam. Estes halos de matéria escura pré-existentes formam poços de potencial gravitacional que impulsionam a aglomeração da matéria bariônica. Se estes halos primordiais de matéria escura não existissem, as estruturas bariônicas, como as galáxias, nunca existiriam pois, dada a taxa de crescimento esperada pela equação (12), $\Delta \propto a$, não haveria tempo suficiente para que o contraste de densidade da matéria bariônica crescesse o suficiente para chegar ao nível não-linear. Se a curva vermelha da Figura 2 iniciasse um crescimento $\propto a$ a partir de $z \sim 1100$, sendo amplificada por um fator 1000, o resultado final seria o ponto denotado por X vermelho nesta figura $\Delta \sim 10^{-5} \times 10^3 = 10^{-2}$. Portanto, acabamos de descrever um cenário no qual a matéria escura se faz imprescindível para o sucesso da estrutura em grande escala do Universo. Este é um dos principais argumentos em favor da existência da matéria escura no Universo. A única alternativa para construir uma explicação aceitável para a cosmologia abrindo mão da existência da matéria escura seria abandonar a RG e buscar uma nova teoria para a gravitação que explique o processo de formação de estruturas cósmicas e acelere a aglomeração de nuvens bariônicas no período posterior à liberação da RCF.

4 Considerações finais

A mensagem deste texto é muito clara: matéria escura é um elemento fundamental no Universo pois ela é a responsável por guiar as flutuações de densidade dos bárions até o processo não linear de formação de estruturas.

Cabe também um comentário sobre o papel da energia escura do processo de formação de estruturas. Como dito acima, entendemos que o processo de formação de estruturas ocorreu primeiramente com as menores estruturas e, a constante aglomeração causada pela atração gravitacional, forma as estruturas maiores. Aglomerados de galáxias são as maiores estruturas cósmicas conhecidas. Objetos maiores que aglomerados de galáxias não existem pois, quando super-aglomerados[4] teriam a oportunidade de se unir, a energia escura passou a dominar a expansão cósmicas. A energia escura age acelerando a expansão cósmica e, com isso, separando o objetos cósmicos. Na dominação da energia escura, que ocorreu a partir de $z \sim 0.5$, a função H volta a crescer e, com isso, o termo de fricção de Hubble ($2H\dot{\Delta}$) também cresce. Uma vez que um objeto cósmico está formado, ou seja, chegou ao nível não-linear, a expansão cósmica passa a ter papel secundário na sua dinâmica interna. Portanto, se os modernos mapeamentos de galáxias encontrarem alguma hiper estrutura cósmica, muito maior que um aglomerado de galáxias, teremos um cenário desafiador a ser explicado.

Apêndice A: Dedução da equação de evolução para as perturbações

Neste apêndice vamos detalhar a obtenção da equação (12). Aqui, trataremos apenas do caso mais simples, onde estudamos a evolução das perturbações das componentes sem pressão, como matéria escura e matéria bariônica, sob a perspectiva de uma teoria newtoniana. Outros exemplos sobre teoria de perturbações cosmológicas, incluindo a análise relativística, podem ser encontrados em [3].

Em um Universo que expande, de maneira homogênea e isotrópica, de acordo com a lei de Hubble, podemos escrever as chamadas quantidades de base, da seguinte maneira:

$$\rho \equiv \rho(t), \quad \vec{V} = \vec{V}_0 = H(t)\vec{r} \tag{15}$$

Agora, vamos assumir que pequenas perturbações existem neste sistema. Com isso, as quantidades físicas serão reescritas da seguinte forma

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(t) + \hat{\rho}(\vec{r}, t), \\ \vec{V} &= \vec{V}_0 + \hat{v}, \\ \Phi &= \Phi_0 + \hat{\phi}. \end{aligned} \tag{16}$$

Ao inserir as definições acima na equação da continuidade para um fluido sem pressão

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \rho \nabla \vec{v} + \nabla \left(\hat{\rho} \cdot \vec{V}_0 \right) = 0 \tag{17}$$

Da mesma maneira, a linearização da equação de Euler fornece

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \left(\vec{V}_0 \cdot \nabla \right) \hat{v} + \left(\hat{v} \cdot \nabla \right) \vec{V}_0 + \nabla \hat{\phi} = 0. \tag{18}$$

Por fim, a linearização da equação de Poisson é

$$\nabla^2 \hat{\phi} = 4\pi G \hat{\rho}. \tag{19}$$

A mudança para coordenadas comóveis converte os operadores diferenciais para atuar mediante o novo conjunto de coordenadas $\vec{x}$. O operador ∇ (*nabla*) se transforma, de acordo com a regra da cadeia, da seguinte maneira:

$$\nabla_r = \frac{1}{a} \nabla_x, \tag{20}$$

enquanto que as derivadas temporais são substituídas por

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_r = \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_x - \left(\vec{V}_0 \cdot \frac{\nabla_x}{a} \right), \tag{21}$$

Agora, definindo o contraste de densidade $\Delta = \hat{\rho}/\rho$, seremos levamos a um conjunto intermediário de equações:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{\nabla \hat{v}}{a} = 0, \tag{22}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + H\hat{v} + \frac{\nabla \hat{\phi}}{a} = 0, \tag{23}$$

[4] Cabe aqui uma explicação. Estamos considerando que as maiores estruturas são os aglomerados de galáxias pois estes são as maiores estruturas virializadas. É possível encontrar na literatura o termo super-aglomerado, referindo-se ao conjunto de vários aglomerados. No entanto, *grosso modo*, esta reunião de aglomerados não forma um único objeto virializado, cuja dinâmica é determinada pela sua auto-gravidade.

$$\nabla^2\hat{\phi} = 4\pi G a^2 \rho \Delta. \tag{24}$$

Com o objetivo de obter uma equação para a evolução de Δ precisamos eliminar os termo $\hat{v}$ destas equações. Ao tomarmos a derivada temporal da equação (22) e combinarmos com o gradiente da equação (23) encontraremos

$$\ddot{\Delta} + 2H\dot{\Delta} = \frac{\nabla^2\hat{\phi}}{a^2}. \tag{25}$$

Finalmente, a expressão acima, quando combinada com a equação de Poisson perturbada (24) resultará na equação (12).

Sobre o autor

Hermano Endlich Schneider Velten (hermano.velten@ufop.edu.br) é professor da UFOP. É Doutor em Física pela UFES e bolsista de produtividade do CNPq. Fez estágios de pós-doutoramento na Alemanha e França. O foco de suas pesquisas encontra-se nas áreas de astrofísica e cosmologia.

Referências

[1] H. Velten, *Matéria escura, energia escura e a busca por uma nova teoria para a gravitação*, Cad. Astro. **1** (1), 40–51 (2020).

[2] R. K. Sachs and A. M. Wolfe, *Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background*, Astrophys. J. **147**, 73-90 (1967).

[3] S. Weinberg, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity* (John Wiley & Sons, New York, 1972).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Matéria escura axiônica

B. L. Sánchez–Vega

Universidade Federal de Minas Gerais

Resumo
Evidências astrofísicas e cosmológicas sugerem que aproximadamente 85% da matéria no Universo é feita de um componente não luminoso e pouco interagente chamado de matéria escura. Várias sugestões para sua composição têm sido propostas, no entanto, até o momento não foi confirmada nenhuma detecção direta para esse tipo matéria. Áxions, partículas neutras muito leves e pouco interagentes, sugeridas na década de 1970 para resolver o problema da violação de CP na interação forte, podem constituir esta matéria misteriosa que tem desafiado toda a comunidade científica por várias décadas. Neste artigo, revisamos brevemente a motivação inicial, os modelos clássicos, a produção e as pesquisas experimentais sobre áxions.

Abstract
Astrophysical and cosmological evidences suggest that about 85% of the matter in the Universe is made of a non-luminous and weakly interacting component called dark matter. Several suggestions for its nature have been proposed, however, until now, no direct detection for this type of matter has been confirmed. Axions, very light and feebly interacting neutral particles suggested in the 1970s to solve the problem of CP violation in the strong interaction, can make up this mysterious matter that has challenged the entire scientific community for several decades. In this article, we briefly review the initial motivation, classic models, production and experimental searches for axions.

Palavras-chave: matéria escura, áxions, ALPs.
Keywords: dark matter, axions, ALPs.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33930

1 Introdução

Observações em diferentes escalas astronômicas e cosmológicas apontam para a existência de um tipo de matéria eletricamente neutra, não relativística, estável em escalas cosmológicas e não bariônica [1], i.e., diferente à matéria que compõe os átomos presentes na tabela periódica. No modelo padrão cosmológico, ΛCDM, este tipo de matéria, chamada como matéria escura fria, CDM (pelas suas iniciais em inglês), compõe $26,4\%$ da densidade de energia total do Universo ou, equivalentemente, $84,4\%$ do conteúdo total de matéria do Universo [2].

Se a relatividade geral é válida em todas as escalas, podemos afirmar que a matéria escura, DM, encontra-se em todos os sistemas confinados gravitacionalmente, desde as pequenas galáxias até em aglomerados de galáxias [3–6]. A quantidade de matéria não bariônica inferida diretamente destes sistemas coincide com a inferida de estudos do Universo como um todo usando os dados da radiação cósmica de fundo, CMB [7]. Técnicas e observações, tais como as curvas de rotação das galáxias, a velocidade de dispersão das estrelas, o teorema de virial, lentes gravitacionais e detecção de raios X provenientes de colisões de aglomerados de galáxias como o aglomerado 1E 0657-558 [8] (aglomerado de Bala), são usadas em conjunto para determinar a quantidade de matéria escura.

O nosso entendimento da formação de estrutura no Universo, também confirma as conclusões anteriores. Isto porque as flutuações de densidade da matéria bariônica presente no CMB, $\delta\rho/\rho|_{\text{recombinação}}$, são observadas para ser no máximo 10^{-5} [9]. No entanto, de acordo com a relatividade geral, estas flutuações crescem no regime linear com o fator de escala chegando a ser, no máximo, igual a 10^{-2} no tempo atual do Universo. Este resultado está em total desacordo com

Licença Creative Commons

as estruturas altamente não lineares observadas no Universo. Portanto, a formação das estruturas gravitacionais requer a presença de um diferente tipo de matéria que interaja fracamente desacoplando do plasma inicial muito antes que a matéria comum e, desta maneira sirva como um poço de potencial gravitacional para a formação das estruturas altamente não lineares observadas [10].

As evidências anteriores para matéria escura inferidas da interação gravitacional têm nos revelado propriedades importantes sobre este tipo de matéria. Primeiro, a matéria escura deve ser eletricamente neutra ou quase neutra, com uma carga elétrica no máximo de $10^{-3}\,e$, onde e é a carga elétrica elementar do próton. Se a matéria escura fosse carregada eletricamente, mudaria a estrutura do máximo de oscilações acústicas dos bárions em desacordo com os dados do CMB [11]. De uma maneira geral, estes dados colocam fortes limites na carga da matéria escura e que dependem da sua massa. Para partículas de DM com massa menores que 1 GeV temos que a carga elétrica deve ser, em unidades da carga do próton, de $4,0\times10^{-7}(m_{\rm DM}/1\ {\rm GeV})^{0.35}$, caso contrário temos que a carga elétrica deve ser $3,5\times10^{-7}(m_{\rm DM}/1\ {\rm GeV})^{0.58}$ [12].

Constatou-se também a inserção de limites sobre a auto-interação entre as partículas de matéria escura. Especificamente, observações sobre as colisões de aglomerados de galáxias impõem limites na razão entre a seção de choque de interação das partículas de DM e a sua massa, para ser $\sigma_{\rm DM-DM}/m_{\rm DM}\lesssim 0,47\,{\rm cm}^2/{\rm g}$ [13].

Uma outra propriedade importante que podemos deduzir das observações cosmológicas e astrofísicas comentadas anteriormente é a estabilidade da matéria escura. Basicamente, estas partículas devem estar presentes no Universo atual, o que impõe um tempo de vida igual ou superior ao tempo de vida do Universo, $\approx$ 14 bilhões de anos [14].

Apesar de que estas observações ajudam a determinar algumas das propriedades do que entendemos por matéria escura, elas ainda são insuficientes para caracterizar completamente este tipo de matéria. Por exemplo, o intervalo de massas das partículas que compõem a DM é muito amplo. Candidatos a matéria escura podem ter massas que variam entre $10^{-22}\,{\rm eV}/c^2$ [15], onde c é a velocidade da luz no vácuo, para candidatos escalares, até $5\times M_\odot$, onde $M_\odot$ é a massa do Sol [16].

Uma outra propriedade que ainda permanece indeterminada com as observações gravitacionais é o *spin* destas partículas, em outras palavras não sabemos o tipo de estatística que a DM satisfaz.

Primordialmente, não sabemos se este tipo de matéria interage com a matéria comum via outras interações. Destaca-se que todos os processos físicos observados na natureza são mediados por quatro tipo de interações fundamentais: a gravitacional, a eletromagnética, a fraca e a forte. Mais precisamente temos somente três tipos de interações, pois as interações eletromagnética e fraca são unificadas numa só, conhecida como a interação eletrofraca, no modelo padrão das partículas elementares. Portanto, para caracterizar a DM é necessário detectá-la usando outros tipos de interações. Como a carga elétrica da DM é no máximo $10^{-3}e$, conclui-se que as interações mais promissoras para determinar completamente as propriedades das partículas de DM são as interações fraca e forte.

Para determinar as propriedades restantes das partículas de matéria escura, vários outros experimentos têm sido realizados ao redor do mundo. Basicamente, encontramos três diferentes abordagens nessa procura. A primeira abordagem, conhecida como detecção direta de DM, consiste em experimentos com um alvo fixo que ao interagir com as partículas de DM produz um sinal proveniente do recuo dos átomos do material no alvo. Existem vários limites na seção de choque de interação em função da massa da partícula de DM, impostos por uma pletora de experimentos como o LUX e XENON [17, 18], entre outros.

A segunda abordagem consiste na observação de um excesso de partículas do modelo padrão, tais como neutrinos, que são produzidas devido à aniquilação de partículas de matéria escura na nossa vizinhança, por exemplo no Sol [19]. Finalmente, uma terceira alternativa é a produção direta de matéria escura em colisões de partículas bariônicas tais como os prótons. Um exemplo relevante deste tipo de estratégia são as buscas por matéria escura no colisor de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) [20]. A ideia por trás desta abordagem é que devido a DM interagir fracamente com a matéria usual, esta então escaparia dos detectores e seria observada como uma energia e/ou momento faltante. Os dados oriundos destas três diferentes abordagens nos permi-

tirão completar o nosso conhecimento sobre a natureza das partículas de matéria escura.

2 Origem da matéria escura

Existem vários mecanismos para explicar a origem da matéria escura. Em geral, podemos classificar estes mecanismos de produção em duas categorias: térmica e não térmica. Na primeira categoria podemos mencionar os mecanismos de desacoplamento térmico conhecidos como *freeze-out* [21], o *freeze-in* [22] e a *cannibalization* [23]. Na produção não térmica, os mecanismos mais estudados são o alinhamento do vácuo (*misalignment*), e a produção de DM proveniente de decaimentos fora do equilíbrio térmico de partículas muito pesadas. Como exemplo, podemos mencionar partículas em teorias de grande unificação e decaimentos de defeitos topológicos como são os monopolos, os domínios de parede e as cordas cósmicas. Alguns tipos de DM podem ser produzidos por uma combinação de dois ou mais destes mecanismos. Um exemplo disso é o áxion, o qual pode ser produzido primordialmente por vários mecanismos não térmicos. A seguir revisaremos as generalidades de dois dos mais estudados mecanismos de produção: o *freeze-out* e o alinhamento do vácuo.

2.1 Produção via desacoplamento térmico, freeze-out

Este mecanismo de produção supõe que a matéria escura encontra-se em equilíbrio químico com o banho térmico de partículas, em alta temperatura e densidade, presentes no Universo primordial. De forma geral, este equilíbrio é mantido pelas interações entre as partículas de DM e as do modelo padrão, tais como os elétrons, os quarks e os fótons. A eficiência destas interações é quantificada na taxa de interação, Γ, definida como $n \times \sigma \times v$, onde n é a densidade do número de partículas no banho térmico, σ é a seção de choque da interação e v a velocidade das partículas de DM. Devido à expansão do Universo, quantificada no parâmetro de Hubble, $H(T)$, dependente da temperatura, existe um momento no qual $\Gamma \approx H(T_{\text{f.o.}})$, conhecido como o *freeze-out*. A partir deste momento, as interações não são rápidas o suficiente para manter o equilíbrio químico entre as partículas de DM e o banho térmico, e assim, o número de partículas de DM permanece fixo, criando-se uma relíquia térmica. Este tipo de mecanismo de produção térmica é muito bem-sucedido e preditivo, e também é um paradigma usado na formação de outras relíquias como os neutrinos cosmológicos e os fótons do CMB.

O cálculo da abundância de relíquia das partículas de DM presentes no Universo atual, se faz usando a equação de Boltzmann que iguala o operador de Liouville, $\hat{L}$, com o operador de colisão, $\hat{C}$, i.e., $\hat{L}[f] = \hat{C}[f]$, onde f é a densidade no espaço de fase [21]. A grosso modo, o operador de Liouville descreve a mudança no tempo de f e o operador $\hat{C}$ descreve o número de partículas, por unidade de volume no espaço de fase, perdidas ou ganhas por unidade de tempo. Em um Universo homogêneo e isotrópico, o operador de Liouville é $\dot{n} + 3H\,n$, onde $\dot{n}$ denota a derivada em relação ao tempo da densidade do número de partículas. Por outro lado, o operador de colisão também é simplificado fazendo: (i) uso da estatística de Maxwell–Boltzmann ao invés das estatísticas de Fermi–Dirac ou Bose–Einstein. (ii) considerando os processos de interações do tipo $1 + 2 \to 3 + 4$, onde os potenciais químicos das partículas 1 e 2 são desprezados. Com essas aproximações a equação de Boltzmann é escrita como:

$$\dot{n} + 3Hn = \langle \sigma v \rangle (n_{\text{eq}}^2 - n^2), \tag{1}$$

onde n_{eq} é a densidade do número de partículas no equilíbrio e $\langle \sigma v \rangle$ é a média térmica da seção de choque vezes a velocidade de Moller. A seção de choque depende dos tipos de interações envolvidas e portanto esta parte é dependente do modelo considerado. Veja [24] para mais detalhes.

Em geral, a Eq. (1) é resolvida numericamente. No entanto, fazendo algumas suposições, por exemplo, na forma das interações, podemos encontrar duas importantes soluções. No regime de matéria escura quente, i.e., matéria escura que é relativística no momento do *freeze-out*, a abundância de relíquia, Ω_{HDM}, resultante cresce linearmente com a massa, i.e.,

$$\Omega_{\text{HDM}} h^2 \simeq \frac{m_{\text{DM}}}{93\,\text{eV}}, \tag{2}$$

onde h é a atual constante de Hubble em unidades de 100 km/s/Mpc ($h^2 \simeq 0,5$) [25]. Ω_{HDM} é a razão entre a densidade de matéria escura quente, ρ_{HDM}, e a densidade crítica, $\rho_{\text{critica}} \simeq 10^{-29}$ g/cm^3. O valor atual vindo de estudos

do CMB realizados pela colaboração Planck é de $\Omega_{\rm DM}h^2 = 0.120 \pm 0.001$ [2].

No caso de matéria escura fria, i.e., matéria escura que é não relativística no tempo do *freeze-out*, temos que a abundância de relíquia é inversamente proporcional à seção de choque de aniquilação de pares, $\sigma_{\rm aniquilação}$, i.e.,

$$\Omega_{\rm CDM}h^2 \simeq 0.1 \left(\frac{x_{\rm f.o.}}{20}\right)\left(\frac{10^{-8}\,{\rm GeV}^{-2}}{\sigma_{\rm aniquilação}}\right), \quad (3)$$

onde $x_{\rm f.o.} = m_{\rm DM}/T_{\rm f.o.}$ e $T_{\rm f.o.}$ é o valor da temperatura no *freeze-out* [25]. Partículas massivas interagindo fracamente, conhecidas como WIMPs, são candidatas a DM produzidas essencialmente via o desacoplamento térmico como ilustrado nesta seção.

As fórmulas mostradas anteriormente são ilustrativas, pois existem exceções que mudam completamente as conclusões deduzidas: um exemplo ocorre quando a seção de choque muda rapidamente com a energia na presença de uma ressonância. Ver [26].

2.2 Produção via o mecanismo de alinhamento do vácuo

Existe um mecanismo altamente não térmico envolvendo a oscilação de um campo escalar em torno de seu mínimo de energia. A ideia geral consiste que este campo, inicialmente sem massa, encontra-se em equilíbrio com o banho térmico. No entanto, quando a temperatura do Universo atinge um valor de $V_{\rm Quebra}$ (lembremos que em unidades fundamentais a temperatura é dada em unidades de energia), o valor esperado do campo, que inicialmente pode ser arbitrário, começa a se aproximar ao seu valor de mínima energia a temperatura zero. A massa deste campo escalar vai aumentando a medida a que temperatura diminui. Quando esta massa chega a ser comparável com a taxa de expansão do Universo, o campo começa a oscilar ao redor de seu valor mínimo. Estas oscilações cósmicas do campo produzem densidade de energia que se comporta como matéria escura fria.

A equação de movimento que descreve a evolução do campo pode ser escrita como:

$$\ddot{a} + 3H\dot{a} + m_a^2(T) = 0, \quad (4)$$

onde $m_a(T)$ é a massa do campo a e depende da temperatura [21]. Nesta equação o termo proporcional à largura de decaimento do campo, $\Gamma_a\,\dot{a}$, é desprezado porque a partícula associada ao campo a é estável, pelo menos em escalas cosmológicas.

Em altas temperaturas a massa é $m_a(T) \simeq 0$ e, a solução da Eq. (4) é $a = a_0$, uma constante inicial arbitrária. À medida que o Universo se esfria, existe um período no qual $m_a(T) \geq 3H$ e a começa a oscilar com frequência angular igual a $m_a(T)$. Estas oscilações geram uma densidade de energia, ρ_a, dada por

$$\rho_a \propto \frac{m_a(T)}{R^3}, \quad (5)$$

onde R é o fator de escala cósmico [21]. Portanto, esta densidade de energia se comporta como matéria não relativística. Um exemplo deste tipo de partícula é o áxion, um pseudo-escalar que usualmente é o resultado da quebra espontânea da simetria global conhecida como $U(1)_{\rm PQ}$ ou simetria de Peccei-Quinn.

O áxion ganha massa por efeitos não perturbativos da Cromodinâmica Quântica (QCD). Estudos detalhados mostram que a abundância de relíquia dos áxions é dada por:

$$\Omega_{a,\rm misalignment} = 0,12 \times \left(\frac{f_a}{9\times 10^{11}\ {\rm GeV}}\right)^{1,165} F\, a_0^2, \quad (6)$$

onde f_a é a constante de decaimento do áxion, usualmente associada a $V_{\rm Quebra}$. $F(a_0, f_a)$ é uma função que leva em consideração as anarmonicidades do potencial [27–29].

3 O áxion da QCD

Áxions são partículas hipotéticas fascinantes cuja existência foi proposta por S. Weinberg e F. Wilczek para dar resolução ao problema CP forte da QCD [30, 31]. Desde o seu início, a física de áxions tem motivado várias pesquisas experimentais e modelos teóricos.

Devido aos áxions se acoplarem muito fracamente com a matéria comum, sua pesquisa tem desafiado a imaginação e as habilidades experimentais da comunidade física. Pesquisas por áxions solares, cosmológicos e induzidos por laser estão sendo realizadas ao redor do mundo [32–35]. A maioria desses experimentos se fundamentam no processo Primakoff, que permite que um fóton se torne um áxion na presença de um campo eletromagnético e vice-versa.

Embora, desde o ponto de vista da teoria efetiva, a física dos áxions é relativamente simples, esta envolve uma grande quantidade de conhecimentos físicos, como, por exemplo, efeitos não perturbativos da QCD. A seguir revisaremos alguns dos conceitos por trás da física dos áxions.

3.1 O problema U(1) e sua resolução

Na década de 1970, a interação forte enfrentou um problema intrigante, que ficou mais claro com o desenvolvimento da QCD. A Lagrangiana dessa teoria envolve uma simetria axial $U(1)$, i.e., uma simetria que permite redefinir os campos de quiralidade esquerda diferentemente dos campos de quiralidade direita, cuja conservação é quebrada somente pelos termos de massa dos quarks. Como consequência dos argumentos usuais da álgebra de correntes é esperado um pseudo-escalar neutro com uma massa da mesma ordem de magnitude que a massa do π^0 como mostrado em [36, 37], mas essa partícula nunca foi encontrada. Este problema foi chamado do problema $U(1)$ por S. Weinberg.

Para entendermos melhor este problema, considere a teoria da QCD com apenas três tipos (na linguagem da QCD é usualmente denominado de sabores) de quarks, u, d e s. Isso é perfeitamente justificado se estivermos interessados na física de hádrons com energias abaixo de ~ 1 GeV. Também para começar, vamos assumir que esses quarks não têm massa. Isso é razoável porque as massas m_u, m_d, m_s são pequenas em comparação com a escala de energia da QCD, $\Lambda_{\rm QCD} \sim 460$ MeV [38]. Com essas aproximações feitas, e ignorando o efeito da anomalia quântica que desempenhará um papel fundamental mais tarde, a Lagrangiana da QCD é escrita como [39]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\rm QCD} = \quad & i\chi^{\dagger\alpha i}\overline{\sigma}^{\mu}\left(D_{\mu}\right)_{\alpha}{}^{\beta}\chi_{\beta i} \\ & +i\xi^{\dagger}_{\bar{i}\alpha}\,\overline{\sigma}^{\mu}\left(\overline{D}_{\mu}\right)^{\alpha}{}_{\beta}\xi^{\beta\bar{i}} \\ & -\frac{1}{4}G^{a\mu\nu}G^{a}_{\mu\nu},\end{aligned} \tag{7}$$

onde $D_{\mu}=\partial_{\mu}-ig\lambda^{a}A^{a}_{\mu}$ e $\overline{D}_{\mu}=\partial_{\mu}-ig\overline{\lambda}^{a}A^{a}_{\mu}$, com $\left(\overline{\lambda}^{a}\right)^{\alpha}{}_{\beta}=-\left(\lambda^{a}\right)_{\beta}{}^{\alpha}$ $(a=1,\ ...,\ 8)$, são as derivadas covariantes. As matrizes λ^{a} são as matrizes Gell-Mann para o grupo $SU(3)$ de cor. Também temos que $\chi_{\alpha i}$ são os campos de Weyl de quiralidade esquerda na representação **3** do grupo de $SU(3)$ de cor. α, $\beta = 1,\ 2,\ 3$ e $i = 1,\ 2,\ 3$, são os índices de cor e de sabor, respectivamente. Os $\xi^{\alpha\bar{i}}$ são campos de Weyl esquerdos na representação $\overline{\mathbf{3}}$ do grupo $SU(3)$ de cor, com índices de cor, α, $\beta = 1,\ 2,\ 3$ e índices de sabor $\bar{i} = 1,\ 2,\ 3$. Os índices spinoriais para χ e ξ têm sido omitidos. Finalmente, a intensidade do campo de cor, $G^{a}_{\mu\nu}$, é escrita como

$$G^{a}_{\mu\nu}=\partial_{\mu}A^{a}_{\nu}-\partial_{\nu}A^{a}_{\mu}+f^{abc}A^{b}_{\mu}A^{c}_{\nu}, \tag{8}$$

onde A^{a}_{μ} representam os 8 campos dos glúons, e f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(3)$.

Além da simetria de gauge de $SU(3)$ de cor, essa Lagrangiana tem uma simetria global $U(3)\otimes U(3)$ de sabor

$$\chi_{\alpha i} \rightarrow L_{i}{}^{j}\chi_{\alpha j}, \tag{9}$$

$$\xi^{\alpha\bar{i}} \rightarrow \left(R^{*}\right)^{\bar{i}}{}_{\bar{j}}\xi^{\alpha\bar{j}}, \tag{10}$$

onde L e R^{*} são matrizes unitárias 3×3 e independentes. Em termos de campos de Dirac

$$\Psi_{\alpha i}=\begin{pmatrix}\chi_{\alpha i}\\ \xi^{\dagger}_{\alpha\bar{i}}\end{pmatrix}, \tag{11}$$

as eqs. (9) e (10) são escritas como

$$P_{\rm L}\Psi_{\alpha i} \rightarrow L_{i}{}^{j}P_{\rm L}\Psi_{\alpha j}, \tag{12}$$

$$P_{\rm R}\Psi_{\alpha\bar{i}} \rightarrow R_{\bar{i}}{}^{\bar{j}}P_{\rm R}\Psi_{\alpha\bar{j}}, \tag{13}$$

onde $P_{\rm L,R}=\frac{1}{2}\left(1\mp\gamma_{5}\right)$. Portanto, a simetria global de sabor é usualmente chamada de $U(3)_{\rm L}\otimes U(3)_{\rm R}$. Uma simetria que trata campos esquerdos e direitos diferentemente é chamada de quiral.

Reconciliação com as observações experimentais requer que a simetria $U(3)_{\rm L}\otimes U(3)_{\rm R}$ da Lagrangiana seja quebrada espontaneamente. Devido ao fato de que na teoria fundamental da QCD não há campos escalares que possam ganhar um valor esperado do vácuo diferente de zero, a quebra deve acontecer via um condensado de quark-anti-quark. O candidato mais simples é

$$\left\langle 0\right|\chi_{\alpha i a}\xi^{\beta\bar{j}}_{b}\left|0\right\rangle=-\frac{1}{6}\Lambda^{3}\delta_{\alpha}{}^{\beta}\delta_{i}{}^{\bar{j}}\epsilon_{ab}, \tag{14}$$

onde a, $b = 1,\ 2$ são os índices spinoriais; ϵ_{ab} é o símbolo totalmente antissimétrico de $SU(2)$; e Λ é um parâmetro com dimensões de massa esperado para ser da ordem de $\Lambda_{\rm QCD}$. Os restantes índices têm o mesmo significado como na Eq. (7).

O condensado é unicamente invariante sobre transformações no subgrupo vetorial $U(3)_{\rm V}$ especificado por $R = L$. Assim, $U(3)_{\rm L}\otimes U(3)_{\rm R}$ é espontaneamente quebrado para $U(3)_{\rm V}$.

Devido a 9 geradores de simetria serem quebrados espontaneamente, esperamos 9 bósons com massas proporcionais a $\Lambda_{\rm QCD}$. Um cálculo direto das massas dessas partículas na teoria quiral para QCD fornece:

$$m^2_{\pi^\pm} = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2}\left(m_u + m_d\right), \quad (15)$$
$$m^2_{K^\pm} = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2}\left(m_u + m_s\right), \quad (16)$$
$$m^2_{K^0\overline{K}^0} = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2}\left(m_d + m_s\right), \quad (17)$$

para os bósons não hermitianos [39]. f_π é a constante de decaimento do méson π^0 e tem um valor numérico de ≈ 100 MeV [12]. No caso dos bósons neutros

$$m^2_{\pi^0} \equiv m^2_{\pi^3} = 4m\Lambda^3/f^2_\pi, \quad (18)$$
$$m^2_\eta = \frac{8}{3}m_s\Lambda^3 f_\pi^{-2}\left(1+\frac{3}{4}r^2\right), \quad (19)$$
$$m^2_{\pi^9} = \frac{9r^2}{4+3r^2}m^2_{\pi^0}, \quad (20)$$

onde $r \equiv f_\pi/f_9$, e foi usado $m_u = m_d = m \ll m_s$ por simplicidade. f_9 é a constante de decaimento do méson π^9. Como é usual, os estados neutros foram definidos para ser π^0, η, π^9. Da Eq. (20) vemos que o valor máximo possível para a massa m_{π^9} é $\sqrt{3}m_{\pi^0}$, atingido no limite $f_9 \to 0$. Esta partícula não foi encontrada nos experimentos. Esta discrepância entre a teoria e o experimento foi conhecida como o problema $U(1)$, como já foi mencionado.

Pode-se pensar que devido à simetria $U(1)$ ser anômala, i.e., ser uma simetria somente preservada no nível clássico, sendo quebrada pelas flutuações quânticas de diagramas como o mostrado na Figura 1, não existiria realmente uma simetria para nos preocupar. Este tipo de anomalia é conhecida como a anomalia de Adler-Bell-Jackiw na teoria quântica dos campos.

No entanto, a anomalia dada por [40]

$$\partial_\mu \langle 0|\, J^\mu_5\, |A^a\,(p)\, A^a\,(q)\rangle = -\frac{g^2N}{16\pi^2}\left\langle 0\left|G^{a\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}\right|A^a\,(p)\, A^a\,(q)\right\rangle, \quad (21)$$

onde N é o número de quarks sem massa e $\widetilde{G}^a_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}G^{a\alpha\beta}$, é uma divergência total e não contribuiria classicamente as equações de movimento, pois seria um termo de superfície. Em detalhe, temos que a anomalia quiral afetaria a

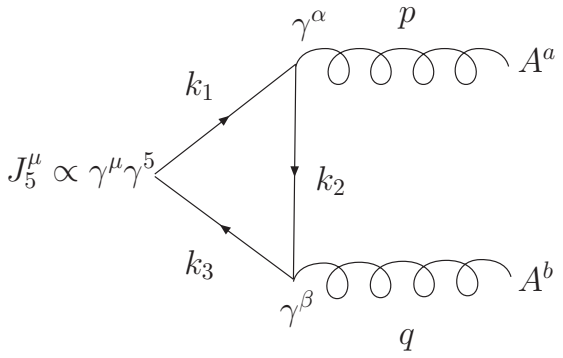


Figura 1: *Diagrama de Feynman de mais baixo ordem que conduz à anomalia quiral.*

ação S como

$$\begin{aligned}\delta S &= \alpha\int \mathrm{d}^4x\ \partial_\mu J^\mu_5 \\ &= -\alpha\frac{g^2N}{16\pi^2}\int \mathrm{d}^4x\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\mathrm{Tr}\left[G_{\mu\nu}G_{\alpha\beta}\right], \\ &= -\alpha\frac{g^2N}{4\pi^2}\int \mathrm{d}^4x\partial_\mu W^\mu, \\ &= -\alpha\frac{g^2N}{4\pi^2}\int \mathrm{d}\sigma_\mu\ W^\mu, \end{aligned} \quad (22)$$

onde Tr é o traço nos índices do grupo de cor e [38]

$$W^\mu = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\mathrm{Tr}\left[A_\nu\partial_\alpha A_\beta - \frac{2}{3}igA_\nu A_\alpha A_\beta\right]. \quad (23)$$

Portanto, é esperado que $\int \mathrm{d}\sigma_\mu W^\mu = 0$, e assim, a simetria axial $U(1)$ seria uma simetria da QCD novamente. Porém, esta conclusão não é correta do ponto de vista quântico como mostrado por G.'t Hooft [41, 42]. O ponto chave é que a estrutura do vácuo da QCD é altamente não trivial permitindo assim a existência de *instantons*, i.e., configurações topológicas do campo com energia finita que são soluções das equações clássicas de movimento e que interpolam entre os diferentes vácuos da teoria. A existência dos *instantons* faz com que

$$\begin{aligned}\delta S &= \alpha\int \mathrm{d}^4x\ \partial_\mu J^\mu_5 \\ &= \pm 2N\,\alpha. \end{aligned} \quad (24)$$

Portanto, a simetria clássica $U(1)$ é quebrada explicitamente pelos efeitos não perturbativos dos *instantons* e desta maneira não é esperada a existência de um bóson, solucionando assim o problema $U(1)$.

Uma segunda conclusão da presença de *instantons* na QCD é que a Lagrangina ganha um novo termo dado por

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \supset -\frac{g^2\theta}{16\pi^2}\widetilde{G}^{\mu\nu}G_{\mu\nu},, \tag{25}$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de campo dos glúons e $\widetilde{G}^{\mu\nu}$ o seu dual [43].

3.2 O problema CP forte e o áxion

Conforme mostrado na seção anterior, a Lagrangiana da QCD tem um novo parâmetro θ que viola as simetrias de paridade, P, e de conjugação de carga e paridade, CP. Este parâmetro pode ter qualquer valor entre 0 e 2π, e espera-se que seja de ordem um, $\mathcal{O}(1)$. Este termo induz um momento dipolar elétrico para o nêutron, MDEN. No entanto, a ausência de um MDEN mensurável, $|d_n| < 2,9 \times 10^{-26}$ e cm [44], sugere que

$$|\overline{\theta}| \lesssim 10^{-10}, \tag{26}$$

onde $\overline{\theta} \equiv \theta - \arg\det \mathrm{M}_q$, sendo $\det \mathrm{M}_q$ o determinante da matriz de massa dos quarks. A razão pela qual este parâmetro é tão pequeno é conhecida como o problema CP forte. Observe que na Eq. (26), o parâmetro usado foi $\overline{\theta}$ ao invés de θ da Eq. (25), pois $\overline{\theta}$ é o parâmetro físico invariante sobre definições não físicas nos campos.

Se QCD é considerada a teoria correta da interação forte, uma solução para o problema de CP forte deve ser encontrada. Várias soluções foram propostas. Estas podem ser classificadas nas seguintes categorias: (i) modelos com dinâmica não convencional [45], (ii) quebra espontânea da simetria de CP [46–49] e, (iii) uma simetria adicional quiral. Neste trabalho, revisaremos a solução atualmente mais aceita que envolve o áxion [50–53].

Esta solução requer uma simetria quiral conhecida como $U(1)_{\text{PQ}}$ (devido aos seus autores Peccei e Quinn) imposta na Lagrangiana total e espontaneamente quebrada. Portanto, o espectro físico contém um pseudo-bóson de Nambu-Goldstone, o áxion, $a(x)$. Esse campo possui um potencial efetivo que atinge seu mínimo num valor que cancela totalmente o termo $\overline{\theta}$ na Lagrangiana, assim explicando a ausência de violação das simetrias P e CP na interação forte.

Áxions são excelentes candidatos a matéria escura, pois podem ser produzidos por diferentes mecanismos térmicos e não térmicos. Áxions térmicos são matéria escura quente com uma densidade de relíquia dada aproximadamente por [25]

$$\Omega_{a,\text{térmicos}} \approx \frac{m_a}{130\,\text{eV}}. \tag{27}$$

De estudos de formação de estrutura a grande escala, sabemos que a matéria escura não pode ser predominantemente composta por matéria escura quente. Adicionalmente, vemos da Eq. (27) que se os áxions térmicos constituem o 100% da matéria escura observada no Universo, então a sua massa seria da ordem de 13 eV, mas um áxion com essa massa teria um tempo de vida menor que a idade do Universo. Portanto, concluímos que o áxion não pode ser produzido somente por mecanismos térmicos.

Um mecanismo predominante de produção de áxions é o mecanismo de alinhamento do vácuo que revisamos na subseção [2.2]. No entanto, o áxion também pode ser produzido por decaimentos de defeitos topológicos produzidos no Universo primordial devido à quebra de simetrias, tais como a $U(1)_{\text{PQ}}$. A quebra pode criar diferentes domínios de paredes (regiões do Universo com diferentes valores no campo do áxion) e cordas cósmicas que possuem energia liberada em forma de áxions. O cálculo exato da densidade de relíquia de áxions produzida por meio destes mecanismos envolve simulações numéricas e apresenta várias incertezas. Porém, um valor de referência é dado por [54]

$$\Omega_{\text{cordas+dominios}} = (3{,}5 \pm 1{,}7) \times \left(\frac{m_a}{10\,\mu\text{eV}}\right)^{-1{,}18}. \tag{28}$$

Assim, um áxion com uma massa de 200 μeV produzido por decaimentos destes defeitos topológicos explicaria a quantidade total de matéria escura.

4 Modelo DFSZ do áxion

Este modelo tem o mesmo conteúdo de campos que o modelo padrão de partículas elementares, MP, exceto no setor escalar onde há dois campos adicionais, um singleto, Φ, e um dubleto da simetria de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, H_u [51,52].

A simetria quiral $U(1)_{\text{PQ}}$ é introduzida impondo que o campo H_u somente acople aos quarks. Para evitar problemas com as mudanças de sabor devido a correntes neutras a nível

clássico, cada dubleto de Higgs H_u e H_d (sendo este último o dubleto de escalares já existente no MP) é acoplado a um setor de carga dos quarks. Assim a Lagrangiana de Yukawa relevante é

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\rm Y} &= G^u_{ij}\overline{Q}_{Li}u_{Rj}H_u + G^d_{ii}\overline{Q}_{Li}d_{Ri}H_d \\ &+ G^e_{ii}\overline{L}_{Li}e_{Ri}H_d + \text{H.c.},\end{aligned} \tag{29}$$

onde G_{ij} são constantes de acoplamento e os campos são

$$\begin{aligned}&Q_{Li} = (u_i,\, d_i)^T\,,\quad L_{Li} = (\nu_i,\, e_i)^T\,,\\ &H_d = \left(H_d^+,\, H_d^0\right)^T,\quad H_u = \left(H_u^0,\, H_u^-\right)^T,\end{aligned} \tag{30}$$

com $i,\, j = 1,\, 2,\, 3$. A Lagrangiana de Yukawa na Eq. (29) possui a simetria de PQ requerida como mostrado na Tabela 1.

Tabela 1: Cargas da simetria de PQ no modelo de DFSZ.

	$H_u,\, H_d$	$Q_{Li},\, L_{Li}$	$u_{Ri},\, d_{Ri},\, e_R$
PQ	1	$-1/2$	$1/2$

Com dois dubletos de escalares de Higgs, o potencial mais geral invariante sobre a simetria de PQ é dado por

$$\begin{aligned}V_{H_{u,d}} =& \sum\left(-\mu_a^2 H_a^\dagger H_a + \lambda_{aa}\left(H_a^\dagger H_a\right)^2\right) \\ &+ \lambda_{ud}H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d + \lambda'_{ud}H_u^\dagger H_d H_d^\dagger H_u.\end{aligned} \tag{31}$$

onde $a = u, d$. Quando os campos H_d e H_u ganham valor esperado do vácuo (VEVs), (v_d e v_u, respectivamente) a simetria de PQ é quebrada espontaneamente na mesma escala eletrofraca. Como a escala de quebra de PQ, $v_{\rm PQ}$, é a mesma que a do grupo do MP, então não pode ser maior que 246 GeV. Áxions com esta massa e constante de decaimento foram eliminados pelos experimentos de buscas diretas do áxion [55]. Este tipo de áxion se conhece como áxion vísivel.

Esta dificuldade no modelo é resolvida com o singleto escalar Φ. Como Φ é um singleto do MP, pode ganhar um VEV, v_Φ, muito maior que 246 GeV. Portanto, os acoplamentos do áxion à matéria se tornam suprimidos ($\propto 1/v_\Phi$), em concordância com os experimentos. Este tipo de áxion se chama de áxion invisível.

O singleto Φ pode ganhar uma carga de PQ acoplando aos campos H_u e H_d em duas diferentes maneiras. A primeira é mediante uma interação cúbica

$$\mu H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi + \text{H.c.}, \tag{32}$$

onde μ é uma constante com unidades de massa e ϵ_{ij} é o símbolo completamente antissimétrico de $SU(2)$. A segunda possibilidade considera um termo quártico dado por

$$\lambda_{PQ} H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi^2 + \text{H.c.}, \tag{33}$$

onde λ_{PQ} é uma constante sem dimensões. A interação cúbica pode ser feita zero impondo uma simetria discreta Z_2 no singleto, i.e., $\Phi \to -\Phi$. No caso, da interação quártica, o potencial escalar é simplesmente

$$V = V_{H_{u,d}} + V_\Phi + \lambda_{\rm PQ} H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi^2 + \text{H.c.}, \tag{34}$$

onde V_Φ

$$V_\Phi = -\mu_\Phi^2 \Phi^\dagger\Phi + \lambda_\Phi\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2. \tag{35}$$

No caso da interação quártica uma expressão explícita para o áxion pode ser encontrada usando procedimentos padrões que não discutiremos aqui. Na aproximação $v_\Phi \gg v_u,\, v_d$ encontramos que

$$\begin{aligned}a\,(x) \;\simeq\; &-\text{Im}\;\Phi + \left(\frac{2v_u v_d}{v_\Phi v_{\rm EW}^2}\right)\times \\ &\left(v_u \text{Im}\; H_d^0 + v_d \text{Im}\; H_u^0\right),\end{aligned} \tag{36}$$

onde $v_{\rm EW} \equiv \left(v_u^2 + v_d^2\right)^{1/2} = 246$ GeV e $\text{Im}\,\psi$ significa a parte imaginária do campo ψ. Note que neste limite o áxion é composto praticamente da parte imaginária do campo Φ.

Embora o áxion seja sem massa a nível clássico, este ganha massa devido que a simetria $U(1)_{\rm PQ}$ é anômala. Efeitos não perturbativos da QCD, tais como *instantons*, que violam $U(1)_{\rm PQ}$ dão uma pequena massa para o áxion dada por

$$m_a^2 = \left(f_\pi^2/f_a^2\right) m_\pi^2 N^2 z\,(1+z)^{-2}, \tag{37}$$

onde $z = m_u/m_d \simeq 0,56$; m_u e m_d são as massas dos quarks u e d respectivamente; N é o número de dubletos de quarks; m_π e $f_\pi \approx 100$ MeV são a massa e a constante de decaimento do π^0, respectivamente. f_a é a constante de decaimento do áxion dada neste modelo por

$$f_a = (2v_{\rm EW})^{-1}\left(v_{\rm EW}^2 v_\Phi^2 + 4v_u^2 v_d^2\right)^{1/2}. \tag{38}$$

5 Áxion KSVZ

Este modelo é mais econômico que o modelo DFSZ, pois o seu conteúdo de matéria só adiciona ao MP um singleto escalar, σ, e um quark

vetorial, Q, também singleto do grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [53].

Para introduzir a simetria de PQ é imposta uma simetria discreta Z_2, de tal maneira que

$$Z_2 : \; Q_L \to -Q_L, \;\; Q_R \to Q_R, \sigma \to -\sigma; \quad (39)$$

e os campos restantes são invariantes de Z_2.

Os termos de Yukawa e do potencial escalar que são adicionados são os seguintes:

$$\mathcal{L}_{Y_Q} = Y\overline{Q_L}Q_R\sigma + \text{H.c.}, \quad (40)$$

$$\begin{aligned} V = & -\mu_H^2 H_d^\dagger H_d - \mu_\sigma^2 \sigma^\dagger\sigma + \lambda_H \left(H_d^\dagger H_d\right)^2 \\ & + \lambda_{H\sigma}\left(H_d^\dagger H_d\right)\left(\sigma^\dagger\sigma\right) \\ & + \lambda_\sigma \left(\sigma^\dagger\sigma\right)^2, \end{aligned} \quad (41)$$

onde H_d é o dubleto de Higgs do MP dado na Eq. (30). Note que a simetria Z_2 proíbe o termo de massa, $m\overline{Q}Q$ no potencial escalar V.

A simetria de PQ é portanto dada por

$$Q \to e^{i\gamma_5\alpha}Q, \;\; \sigma \to e^{-2i\alpha}\sigma. \quad (42)$$

e esta é usada para eliminar o termo

$$\mathcal{L}_{\overline{\theta}} = \frac{g^2\overline{\theta}}{16\pi^2}\text{Tr}\left[\widetilde{G}^{\mu\nu}G_{\mu\nu}\right]. \quad (43)$$

Aqui é importante apontar que o quark Q precisa pertencer a uma representação não trivial do grupo de gauge de cor.

O campo σ ganha um valor esperado do vácuo,

$$|\langle\sigma\rangle| \equiv v_\sigma = \mu_\sigma/\sqrt{2\lambda_\sigma}. \quad (44)$$

Portanto, este modelo tem, no seu espectro físico de massa, um escalar σ_R com massa $\mu_\sigma\sqrt{2}$ e um pseudo-escalar, o áxion, com massa zero a nível clássico. O quark Q ganha uma massa igual a Yv_σ. Para que o áxion concorde com limites cosmológicos e astrofísicos $v_\sigma \gg v_{H_d}$. Mais precisamente $v_\sigma \gtrsim 10^9$ GeV.

O quark Q é muito massivo para ser observado diretamente em experimentos de baixa energia. O único efeito interessante a baixas energias é determinado pela sua primeira contribuição quântica que induz um termo na Lagrangiana efetiva

$$\frac{g^2}{16\pi^2}\frac{a\,(x)}{v_\sigma}\text{Tr}\left[\widetilde{G}^{\mu\nu}G_{\mu\nu}\right], \quad (45)$$

onde $a\,(x)$ é o campo do áxion e está relacionado com o campo $\sigma\,(x)$ da seguinte maneira

$$\sigma\,(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(v_\sigma + \sigma_R\right)e^{ia(x)/v_\sigma}. \quad (46)$$

A interação do áxion com o glúon na Eq. (45) resulta na substituição do parâmetro $\overline{\theta}$ por $\theta_{\text{eff}} = \overline{\theta} + a\,(x)\,/v_\sigma$ e o valor esperado do vácuo de $a\,(x)$ cancela o termo $\overline{\theta}$, originalmente presente na Lagrangiana. Resolvendo assim, o problema CP forte.

A massa do áxion gerada pela interação áxion e glúon na Eq. (45) é

$$m_a^2 = \frac{f_\pi^2 m_\pi^2}{\sqrt{2}V_\sigma^2}\frac{m_u m_d}{\left(m_u^2 + m_d^2\right)}, \quad (47)$$

de uma maneira similar como no modelo DFSZ.

6 Buscas pelo áxion

Em geral, o áxion se acopla à matéria bariônica via $1/f\, J^\mu\partial_\mu\phi$, onde J^μ é a corrente de Noether de uma simetria global que é espontaneamente quebrada na escala de energia f. Como discutido nas seções [4] e [5] este valor precisa ser muito mais alto do que a escala eletrofraca por conta que experimentos por buscas diretas de áxions nessa escala não encontraram nenhum sinal positivo [55]. Como consequência disso, o áxion abre uma possibilidade para estudar física em escalas de energia mais altas que as testadas nos experimentos de aceleradores. Porém, isso também faz que a busca por áxions seja extremamente desafiadora devido ao seu acoplamento extraordinariamente fraco à matéria comum e radiação.

Durante as últimas quatro décadas, vários experimentos em busca de sinais da existência do áxion foram realizados [56]. Estes experimentos podem ser classificados em três categorias: (i) helioscópios (buscas por áxion/ALP provenientes do Sol) (ii) *light-shining through a wall* (buscas por áxion/ALP usando um sinal de laser em cavidades com um campo magnético forte) e, (iii) haloscópios (buscas do áxion/ALP vindo da nossa galáxia). A maior parte desses experimentos são baseados no efeito Primakoff reverso, ou seja, $a + \gamma_{\text{virtual}} \to \gamma$, onde o áxion interage com um fóton virtual fornecido por um campo magnético intenso e é reconvertido em um fóton real. Até o momento não tem sido reportado nenhum sinal confirmado do áxion, o que impõe limites na sua massa e nos seus acoplamentos.

Especificamente, os áxions têm o acoplamento a dois fótons igual a

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4}F_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu}a = -g_{a\gamma\gamma}\,\vec{\text{E}}\cdot\vec{\text{B}}\,a, \quad (48)$$

onde $F_{\mu\nu}$ é a intensidade do campo eletromagnético, $\widetilde{F}^{\mu\nu}$ seu dual; f_a, m_a, $\vec{\mathrm{E}}$ e $\vec{\mathrm{B}}$ são a constante de decaimento, a massa do áxion, o campo elétrico e magnético, respectivamente. Partículas com um acoplamento efetivo a dois fótons igual ao do áxion são chamadas de partículas tipo áxions ou ALPs, mesmo que não tenham nada a ver com a solução do problema CP forte da QCD. No áxion da QCD a massa m_a está relacionada com a constante f_a como mostrado nas seções [4] e [5], porém no caso dos ALPs esses dois parâmetros são independentes.

O acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ para o áxion da QCD pode ser escrito como [57, 58]

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a}\left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3}\frac{4+z}{1+z}\right) = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3}\frac{4+z}{1+z}\right)\frac{1+z}{z^{1/2}}\frac{m_a}{m_\pi f_\pi}, \quad (49)$$

onde $z = m_u/m_d \simeq 0,56$, $\alpha \approx 1/137$ é a constante de estrutura fina; E e N, são, respectivamente, os coeficientes de anomalia eletromagnética e de cor (dependentes do modelo) associados à corrente axial do campo do áxion. Para ALPs, o acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ não apresenta o segundo termo na Eq. (49), pois este tem origem na interação forte.

O acoplamento na Eq. (48) permite a produção de áxions/ALPs de fótons térmicos nos campos eletromagnéticos no plasma estelar. Portanto, se áxions/ALPs escapam do núcleo do Sol, estes alcançarão a Terra, e em princípio, podem ser detectados usando o efeito Primakoff reverso produzindo raios X. Entre os experimentos usando este paradigma de detecção podemos mencionar os helioscópios de áxions em Tokyo [33, 34] e no CERN, CAST (*Cern Axion Solar Telescope*) [59]. O limite atual mais forte sobre $g_{a\gamma\gamma}$ proveniente deste tipo de experimento é [59]

$$g_{a\gamma\gamma} \leq 6,6 \times 10^{-11}\ \mathrm{GeV}^{-1}\ (95\%\ \mathrm{C.L.}), \quad (50)$$

para $m_a < 0,02$ eV.

Outro importante limite sobre o acoplamento de áxions/ALPs a dois fótons vêm da evolução dos aglomerados globulares de estrelas. A grosso modo, esses limites são baseados no argumento da perda de energia nas estrelas que diz de uma forma resumida que a existência de novas partículas, tais com o áxion, com acoplamentos aos fótons, léptons e hádrons representam novos canais para a perda de energia nas estrelas e, portanto, a evolução estelar deve mudar significativamente. Estudos considerando este critério impuseram limites em $g_{a\gamma\gamma}$ similares ao caso das procuras por áxions solares, i.e., $g_{a\gamma\gamma} \leq 6,6\times10^{-11}$ GeV^{-1} (95% C.L.) [60], porém válido em um intervalo maior de massa.

Limites sobre $g_{a\gamma\gamma}$ também têm sido colocados por experimentos *light-shining through a wall* que usam fótons, provenientes de lasers, que se propagam através de uma dupla cavidade com campos magnéticos transversos. A ideia geral é que estes fótons sejam inicialmente convertidos a áxions na primeira cavidade e depois, numa segunda cavidade, estes áxions sejam reconvertidos a fótons novamente. O melhor limite atual proveniente deste tipo de experimento é de $g_{a\gamma\gamma} \leq 3,5 \times 10^{-8}$ GeV^{-1} (95% C.L.) [61].

O experimento haloscópico ADMX tem procurado por áxions de matéria escura, provenientes do halo da nossa galáxia, no intervalo de massa de $2\,\mu\mathrm{eV} \lesssim m_a \lesssim 4\,\mu\mathrm{eV}$, usando um campo magnético forte para converter áxions em fótons detectáveis na região de microondas. Os últimos resultados indicam que $g_{a\gamma\gamma} \leq 10^{-15}$ GeV^{-1} (90% C.L.), para $2,81\,\mu\mathrm{eV} < m_a < 3,31\,\mu\mathrm{eV}$ para o áxion em modelos do tipo KSVZ e $g_{a\gamma\gamma} \leq 0,3 \times 10^{-16}$ GeV^{-1} (90% C.L.), para $2,81\,\mu\mathrm{eV} < m_a < 3,31\,\mu\mathrm{eV}$ para o áxion em modelos do tipo DFSZ [62].

Experimentos de detecção direta para matéria escura consistindo de WIMPs, tais como EDELWEISS-II, LUX, e XENON100, também colocam limites sobre áxions solares e ALPs [17, 18]. Neste caso, o limite é imposto sobre o acoplamento do áxion/ALP com os elétrons, g_{aee}. O limite mais recente é $g_{aee} \leq 3,5 \times 10^{-12}$ GeV^{-1} (95% C.L.).

7 Conclusões

O áxion é, sem dúvida alguma, um dos mais promissores candidatos a matéria escura. A sua descoberta explicaria dois enigmas de uma vez: a natureza de $\approx 85\%$ da matéria do Universo e a ausência da violação de CP na interação forte que liga os núcleos atômicos. A sua existência tem ganhado força, em parte, pelo anúncio realizado em junho de 2020 pelos cientistas da colaboração internacional XENON1T, que é o experimento de matéria escura mais sensível do mundo na atualidade. A colaboração anunciou um excesso sur-

preendente de 53 eventos sobre os 232 eventos esperados [63]. Uma das possíveis explicações apresentadas foi a existência de áxions solares ou de ALPs. No entanto, ainda os dados não são suficientes para descartar outras hipóteses, tais como a existência do momento dipolar magnético dos neutrinos ou a presença de uma pequena contaminação de átomos de trítio (apenas alguns para cada 10^{25} átomos de xenônio). Outro fato experimental importante que tem contribuído para que o áxion se torne cada vez mais o principal candidato a matéria escura é que as buscas pelo seu principal concorrente, o WIMP (*weakly interacting massive particle*), não tenham, até o momento, dado nenhum sinal de sua existência.

8 Agradecimentos

O autor gostaria de agradecer a Pró-Reitoria de Pesquisa da Universidade Federal de Minas Gerais pelo seu financiamento econômico por meio do projeto de número 27764*14, referente ao Edital 09/2019, intitulado Desvendando a Natureza da Matéria Escura.

Sobre o autor

Bruce Lehmann Sánchez Vega é professor do Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais, DF/UFMG. Possui experiência na área de física, com ênfase em teoria geral de partículas e campos, atuando principalmente nos seguintes temas: matéria escura, modelos alternativos ao modelo padrão, áxions e ALPs, massa de neutrinos, supersimetria e grupo de renormalização. Atualmente é coordenador do grupo de pesquisa "Física de Partículas e Cosmologia" da UFMG.

Referências

[1] G. Bertone, D. Hooper e J. Silk, *Particle dark matter: evidence, candidates and constraints*, Phys. Rep. **405** (5), 279 - 390 (2005).

[2] N. Aghanim et al. (Planck Collaboration), *Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters*, A&A, **641**, A6 (2020).

[3] H. J. Mo, Y. P. Jing e S. D. M. White, *The correlation function of clusters of galaxies and the amplitude of mass fluctuations in the Universe*, MNRAS **282** (3), 1096–1104 (1996).

[4] P. Salucci, *The distribution of dark matter in galaxies*, Astron. Astrophys. Rev. **27**, 2 (2019).

[5] S. W. Allen, A. E. Evrard e A. B. Mantzi, *The distribution of dark matter in galaxies*, ARA&A **49**, 409-470 (2011).

[6] Edvige Corbelli e Paolo Salucci, *The extended rotation curve and the dark matter halo of M33*, MNRAS **311** (2), 441–447 (2000).

[7] E. Komatsu et al. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation*, ApJS. **180** (2), 330–376, (2009).

[8] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez e Marusa Bradač, *Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56*, ApJ, **679** (2), 1173–1180 (2008).

[9] S. Dodelson e F. Schmidt, *Modern Cosmology* (Academic Press, London, 2ed. (2021)).

[10] A. J. S. Hamilton e M. Tegmark, *The Real Space Power Spectrum of the PSCz Survey from 0.01 to 300 h/Mpc*, MNRAS **330** (3), 506-530 (2002).

[11] S. D. McDermott, H-B. Yu, e K. M. Zurek, *Turning off the lights: How dark is dark matter?*, Phys. Rev. D. **83** (6), 063509–063517 (2011).

[12] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).

[13] D. Harvey et al, *The nongravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters*, Science **347** (6229), 1462-1465 (2015).

[14] B. Audren, J. Lesgourguesa, G. Manganod, P. D. Serpicoc e T. Tram, *Strongest model-independent bound on the lifetime of Dark Matter* JCAP **1412** (12), 028–028 (2014).

[15] H-Y. Schive, T.hiueh, T. Broadhurst e K.-W. Huang, *Constrasting galaxy formation from quantum wave dark matter, ψ_{DM}, with ΛCDM, using Planck and Hubble data*, ApJ **818** (1), 1–14 (2016).

[16] M. A. Monroy-Rodríguez e Christine Allen, *The end of the macho era, revisited: new limits on MACHO masses from halo wide binaries*, ApJ **790** (2), 1–10 (2014).

[17] D. S. Akerib et al. (LUX Collaboration), *First Searches for Axions and Axionlike Particles with the LUX Experiment*, Phys. Rev. Lett. **118** (26), 261301–261307 (2017).

[18] E. Aprile et al. (XENON100 Collaboration) *First axion results from the XENON100 experiment*, Phys. Rev. D **90** (6), 062009–062009 (2014).

[19] C. Niblaeus, A. Beniwal e J. Edsjö, *Neutrinos and gamma rays from long-lived mediator decays in the Sun*, JCAP 11 **2019**, 1–31 (2019).

[20] N. Trevisani, *Collider Searches for Dark Matter (ATLAS + CMS)*, Universe **4** (11), 1–19 (2018).

[21] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The early Universe* (Addison-Wesley, Redwood City, 1990).

[22] L. J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell e S. M. West, *Freeze-in production of FIMP dark matter*, JHEP **2010**, 80, 1–32 (2010).

[23] Duccio Pappadopulo, Joshua T. Ruderman, e Gabriele Trevisan, *Dark matter freeze-out in a nonrelativistic sector*, Phys. Rev. D **94** (3), 035005-035010 (2016).

[24] P. Gondolo e G. Gelmini, *Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis*, Nucl. Phys. B **360** (1), 145-179 (1991).

[25] S. Profumo, *An introduction to particle dark matter* (World Scientific, New Yersey, 2017).

[26] K. Griest e D. Seckel, *Three exceptions in the calculation of the relic abundances*, Phys. Rev. D **43** (10), 3191-3203 (1991).

[27] K. J. Bae, J.-H. Huh e J. E Kim, *Updating the axion cold dark matter energy density*, JCAP **2008** (9), 005 (2008).

[28] O. Wantz e E. P. S. Shellard, *Axion cosmology revisited*, Phys. Rev. D **82** (12), 123508–123526 (2010).

[29] G. Ballesteros, J. Redondo, A. Ringwald e C. Tamarit, *Standard Model—axion—seesaw—Higgs portal inflation. Five problems of particle physics and cosmology solved in one stroke*, JCAP **2017** (8), 001–001, (2017).

[30] S. Weinberg. *A new light boson?*, Phys. Rev. Lett. **40** (4), 223–226 (1978).

[31] F. Wilczek, *Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons*, Phys. Rev. Lett. **40** (5), 279–282 (1978).

[32] D. M. Lazarus, G. C. Smith, R. Cameron, A. C. Melissinos, G. Ruoso, Y. K. Semertzidis e F. A. Nezrick, *Search for solar axions*, Phys. Rev. Lett. **69** (16), 2333–2336, (1992).

[33] Y. Inoue, T. Namba, S. Moriyama, M. Minowa, Y. Takasu, T. Horiuchi e A. Yamamoto, *Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium*, Phys. Lett. B **536** (1–2), 18–23 (2002).

[34] Y. Inoue, Y. Akimoto, R. Ohta, T. Mizumoto, A. Yamamoto e M. Minowa *Search for solar axions with mass around 1 eV using coherent conversion of axions into photons*, Phys. Lett. B **668** (2), 93–97 (2008).

[35] R. Baehre et al. (ALPS Collab.), *Any light particle search II — Technical Design Report*, JINST **8** (9), T09001–T09001 (2013).

[36] S. Weinberg, *The U(1) problem*, Phys. Rev. D, **11** (12), 3583–3593 (1975).

[37] M. Srednicki, *Axions: past, presente and future*, Continuous Advances in QCD 2002, 509–520 (2002).

[38] P. Ramond, *Journeys Beyond the Standard Model* (Westview, Boulder, 2004).

[39] M. Srednicki, *Quantum field theory* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).

[40] P. Ramond, *Field Theory: A modern primer*, 2ed. (Westview, Boulder, 1990).

[41] G. 't Hooft, *Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies*, Phys. Rev. Lett. **37** (1), 8–11 (1976).

[42] G. 't Hooft, *Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle*, Phys. Rev. D **14** (12), 3432-3450 (1976).

[43] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields Vol. II* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).

[44] C. A. Baker at al., *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, Phys. Rev. Lett. **97** (13), 131801–131804 (2006)

[45] G. Schierholz, *Towards a dynamical solution of the strong CP problem*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **37** (1), 203-210 (1994).

[46] M. A. B. Bég e H. S. B. Tsao, *Strong P, T, noninvariances in a superweak theory*, Phys. Rev. Lett. **41** (5), 278–281 (1978).

[47] R. N. Mohapatra e G. Sejanovic, *Natural suppresion of the strong P, and T noninvariance*, Phys. Lett. B **79** (3), 283-286 (1978).

[48] A. E. Nelson, *Naturally weak CP violation*, Phys. Lett. B **136** (5-6), 387–391 (1984).

[49] S. M. Barr, *Natural class of non-Peccei-Quinn models*, Phys. Rev. D **30** (8), 1805–1811 (1984).

[50] R. D. Peccei e H. R. Quinn, *CP conservation in the presence of the pseudoparticles*, Phys. Rev. Lett. **38** (25), 1440–1443 (1977).

[51] M. Dine, W. Fischler e M. Srednicki, *A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion*, Phys. Lett. B **104** (3), 199–202 (1981).

[52] A. P. Zhitnitskii, *On the possible suppression of axion-hadron interactions*, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 497-504 (1980).

[53] Jihn E. Kim, *Weak-Interaction singlet and strong CP invariance*, Phys. Rev. Lett. **43** (2), 103–107 (1979).

[54] T. Hiramatsu, M. Kawasaki, K. Saikawa, e Toyokazu Sekiguchi, *Production of the dark matter axions from collapse of string-wall systems*, Phys. Rev. D **85** (10), 105020–105036 (2012).

[55] W. A. Bardeen, R.D. Peccei e T. Yanagida, *Constraints on variant axion models*, Nucl. Phys. B **279** (3-4), 401-428 (1987).

[56] P. W. Graham, I. G. Irastorza, S. K. Lamoreaux, A. Lindner e K. A. van Bibber, Annu. *Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles*, Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 485-514 (2015).

[57] P. Sikivie, *Experimental tests of the "invisible" axion*, Phys. Rev. Lett **51** (16), 1415–1417 (1983).

[58] M. Srednicki, *Axion coupling to matter (i) CP-conserving parts*, Nucl. Phys. B **260** (3-4), 689-700 (1985).

[59] V. Anastassopoulos, S. Aune, et al (CAST Collaboration), *New CAST limit on the axion–photon interaction*, Nature Phys **13**, 584–590 (2017).

[60] A. Ayala, I. Domínguez, M. Giannotti, A. Mirizzi e O. Straniero, *Revisiting the Bound on Axion-Photon Coupling from Globular Clusters*, Phys. Rev. Lett. **113** (190, 191302–191306 (2014).

[61] R. Ballou at. al (OSQAR Collaboration), *New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall*, Phys. Rev. D **92** (9), 092002–092007 (2015).

[62] T. Braine et al. (ADMX Collaboration), *Extended Search for the Invisible Axion with the Axion Dark Matter Experiment*, Phys. Rev. Lett. **124** (10), 101303–101308 (2020).

[63] E. Aprile at al. (XENON Collaboration), *Excess electronic recoil events in XENON1T*, Phys. Rev. D **102** (7), 072004–072029 (2020).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Via Láctea: ilha isolada?

A Via Láctea e as nebulosas espirais numa reportagem da Popular Science, 1922

Victória Flório[1] e Olival Freire Júnior[2]

[1]*Universidade Federal do Espírito Santo*
[2]*Universidade Federal da Bahia*

Resumo
Em 26 de abril de 1920, dois astrônomos norte-americanos, Harlow Shapley e Heber Curtis apresentaram, no evento anual da Academia Nacional de Ciências, seus resultados e teorias a respeito do tamanho do Universo, natureza das nebulosas espirais e existência de outras galáxias. Neste artigo, exploramos a apropriação pela imprensa norte-americana dessa disputa sobre o nosso lugar no Universo através do artigo "Existem outros universos além do nosso?", publicada em 1922 na revista "Popular Science". A reportagem baseou-se em argumentos de Shapley e Curtis expostos num artigo do Boletim do Conselho Nacional de Pesquisa, em 1921. Além de informar seu público sobre as questões abordadas no artigo do Boletim por meio do uso de metáforas, infográficos e conjecturas, a reportagem transcendeu a astronomia através da imaginação, propondo, inclusive, um mapa para a Via Láctea com base no padrão espiral observado nas nebulosas. Este estudo evidencia a historicidade das discussões científicas do lugar da humanidade no universo e a maneira como tais acontecimentos podem sensibilizar a imaginação, ressaltando o papel e a importância da divulgação científica no processo de formação de uma cultura sobre ciências.

Abstract
On April 26, 1920, American astronomers Harlow Shapley and Heber Curtis participated at the National Academy of Sciences annual event, exposing their controversial results and theories regarding the size of the Universe, nature of the spiral nebulae and existence of other galaxies. In this paper, we explore the appropriation of the dispute over our place in the Universe by the American Press through the article "Are there other universes than ours?", published in 1922 by Popular Science magazine. The main source of that article is a paper published in 1921 by Shapley and Curtis in the Bulletin of the National Research Council. Informing the public through the use of metaphors, images, pictures, infographics and conjectures, the article transcended astronomy through the use of imagination, suggesting a structure to the Milky Way based on the spiral pattern observed in the nebulae. This study highlights the historicity of the scientific aspects of humanity's place in the universe focusing on the impact of such events in the public understanding of science. We emphasize the role and importance of popular science and imagination in the constitution of a scientific culture.

Palavras-chave: Grande Debate, imaginação, divulgação científica, início do século 20
Keywords: Great Debate, imagination, popular science, early 20th century

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33925

1 Introdução

A reportagem *Existem Outros Universos Além do Nosso?* [3], cuja autoria é desconhecida, publicada na edição de setembro de 1922 da revista de divulgação científica norte-americana *Popular Science* (PS) informou seus leitores sobre a possibilidade de existência de outras galáxias no Universo. A reportagem usou argumentos científicos para expor a controvérsia na astronomia, enfatizando o papel das nebulosas espirais e das teorias e resultados concorrentes sobre sua natureza e distâncias. Se a Via Láctea fosse, de fato, apenas uma dentre as milhares de ilhas isoladas no cosmo, esses outros "universos similares" seriam mais de "700 000 mil". Mundos que poderiam, inclusive, ser fotografados com "modernos telescópios refletores de alta potência," apontava a reportagem [3]. Essas possibilidades mexem com a

Licença Creative Commons

imaginação. A fonte da reportagem é a discussão entre os astrônomos norte-americanos Harlow Shapley, do Observatório Mount Wilson, e Heber Curtis, do Observatório Lick, na noite de abertura do encontro anual da Academia Nacional de Ciências (NAS na sigla em inglês), em 26 de abril de 1920, Washington DC. O evento completou cem anos em 2020. O tema da discussão entre Shapley e Curtis – "O Tamanho do Universo" – envolveu, além do tamanho da Via Láctea, as distâncias das nebulosas espirais, sua natureza e distribuição, no centro da controvérsia científica sobre a existência de sistemas semelhantes à Via Láctea. Os resultados conflitantes de Shapley e Curtis foram expostos na reportagem de maneira a evidenciar ambos como "proeminentes na controvérsia que trouxe a teoria dos 'universos-ilha' para o foro" [3] Mas ao pontuar: "Aqueles que gostam de moralizar sobre a insignificância da humanidade e seu mundo em comparação à vastidão do Universo, devem estar felizes agora," [3] e ao propor um mapa para a Via Láctea com base no padrão espiral observado nas nebulosas, a reportagem assumia um dos lados daquela controvérsia, o de que a Via Láctea seria apenas uma dentre muitas galáxias no Universo.

A chamada teoria dos "universos-ilha" foi apontada na reportagem como o "clímax para um drama" milenar (de mais de 5 mil anos), "quando os chineses, egípcios e babilônios tentaram encontrar alguma conexão entre o fenômeno das mudanças sazonais e os movimentos misteriosos do Sol, Lua e estrelas" [3]. Os esforços para conectar as observações de corpos celestes à estrutura do sistema no qual nos localizamos relacionam-se à difícil tarefa de mapear um lugar quando se está dentro dele. Além da região da Via Láctea, cujo aspecto brilhante se destaca no céu, é possível distinguir o Sol, a Lua, planetas, cometas, estrelas e os corpos chamados de nebulosas – objetos que como o próprio nome indica têm um aspecto difuso. Os primeiros mapas que sugeriam uma organização para a galáxia e a existência de sistemas semelhantes a ela, derivam de teorias cosmológicas construídas a partir de observações e especulações sobre a distribuição e movimentos de estrelas e nebulosas [6]. As candidatas a galáxias, as nebulosas espirais, identificadas em 1845 pelo astrônomo irlandês William Parsons, o Lord Rosse (1800-1867), tinham um formato que, segundo a reportagem da PS, lembrava o de um "cata-vento celeste." Essas nebulosas eram a principal fonte da controvérsia sobre a existência de outras galáxias, no início do século 20.

Foi a partir do século 18 que as nebulosas (nuvens interestelares de poeira e gases onde não se podem identificar estrelas) começaram a compor os programas observacionais da astronomia, na Europa [7], principalmente. Naquele período não havia, no entanto, interesse por entender sua natureza e composição [7]. Mesmo antes da identificação do padrão espiral nas nebulosas, os filósofos Thomas Wright de Durham (1711-1786) e Immanuel Kant (1724-1804) desenvolveram teorias a respeito da estrutura do sistema de estrelas que formava a Via Láctea, propondo que ela não seria única no Universo. Em 1750, na obra "Uma Teoria Original Sobre o Universo," o inglês Thomas Wright deu os primeiros passos na compreensão de que as estrelas formam um sistema com estrutura, uma espécie de disco, com o Sol e os planetas localizados nas proximidades do centro [6]. Kant foi influenciado por Wright ao propor que, na Via Láctea, as estrelas se distribuiriam num disco (ou lente) que seria mantido pela atração gravitacional, rodeado por estruturas semelhantes. A ideia foi apresentada no livro "Teoria dos Céus" (1755), expondo o que ficou conhecida como teoria dos "universos-ilha," ou teoria de Wright-Kant, segundo a qual a Via Láctea não seria o único sistema independente de estrelas no Universo [8].[1] Anos mais tarde, em "Sistema do Mundo," (1796) o matemático francês Pierre Simon Laplace (1749-1827) discutiu a ideia de que o sistema solar teria se formado a partir de uma nuvem de gás interestelar, exposta anteriormente por Kant, mas introduzindo a componente da contração da nuvem de gás girante.[2] De acordo com essa hipótese, que concorria com a teoria dos "universos-ilha", conhecida como hipótese nebular ou hipótese de Kant-Laplace, as nebulosas seriam centros formadores de sistemas solares e não de sistemas de estrelas, como a galáxia. Essas duas teorias concorrentes sobre a composição e natu-

[1] Quanto à origem do termo "universos-ilha", alguns autores apontam que ele não aparece na obra de Kant. Segundo Edward Harrison, o termo foi primeiro empregado como "ilhas cósmicas," por Alexander von Humboldt, no livro "Cosmos" (1855). Ver Referência [8], p.68. A reportagem da PS se refere a Humboldt como autor do termo "universos-ilha".

[2] Mais sobre a concepção de Laplace na Referência [8], Capítulo 5, p. 87.

reza das nebulosas foram sendo reinterpretadas conforme teorias cosmológicas, observações, métodos e dados foram sendo incorporados ao pensamento cosmológico e astronômico,[3] culminando, no início do século 20, no debate entre Shapley e Curtis.

"Existem outros mundos além da Via Láctea? Ninguém sabia antes de 1900. Muito poucos sabiam em 1920. Todos os astrônomos sabiam em 1924" [9].[4] Nessa passagem, o astrônomo estadunidense Allan Sandage resumiu o estabelecimento e o desfecho da controvérsia referindo-se à discussão entre Shapley e Curtis. Em 1920, o representante do Observatório Lick, Heber Curtis apresentou sua Via Láctea com trinta mil anos-luz de diâmetro, um resultado conservador na época, mas que indicava as nebulosas espirais como objetos externos a galáxia, ou seja, seriam sistemas estelares independentes. Para Harlow Shapley, representante do Observatório Mount Wilson, as nebulosas espirais estariam compreendidas dentro da Via Láctea, cujo tamanho estimou em trezentos mil anos-luz, muito maior do que então apontavam os modelos astronômicos. A controvérsia não foi liquidada em 1920 e se estendeu até 1924, quando Edwin Powell Hubble (1889-1953), do Observatório Mount Wilson, encontrou a distância da nebulosa espiral de Andrômeda (M31) usando o método formulado anos antes pela astrônoma do Observatório Harvard [HCO na sigla em inglês], Henrietta Leavitt (1868-1921). Em 1912, Leavitt comparava placas fotográficas da Nuvem de Magalhães e notou que algumas estrelas apareciam brilhantes em uma placa e fracas em outra. Tratavam-se de estrelas variáveis Cefeidas da Nuvem de Magalhães, o mesmo tipo de estrelas que foram usadas, mais tarde, por Shapley e Hubble para determinar distâncias [11]. Pelos cálculos de Hubble, anunciados em 1 de Janeiro de 1925, durante evento de Dezembro de 1924 da Sociedade Americana de Astronomia [AAS na sigla em inglês], Andrômeda era muito mais distante do que se pensava (um milhão de anos-luz), localizava-se fora dos limites da Via Láctea e seria, portanto, um sistema estelar independente. Aquele evento da AAS foi quando, efetivamente, o debate entre Shapley e Curtis chegou ao fim, mas só depois de 1927 os livros-texto de astronomia começaram a retratar a Via Láctea como uma dentre várias galáxias, conta o historiador Jodicus Prosser [12].

As opiniões permaneciam divididas entre os anos que separaram o debate e a solução proposta por Hubble. O período de indefinição ofereceu oportunidades para a exploração da questão pela imprensa e pela ficção, fontes que têm sido negligenciadas pela história da astronomia para análise desse episódio. Segundo Marcia Bartusiak, o evento não atraiu a imprensa [13]. Richard Berendzen observou que o encontro entre Shapley e Curtis não foi popular entre os astrônomos, nem entre o público [14]. Em geral, mencionam-se manchetes de jornal (The New York Times, Boston Globe e Kansas City Star) que se referem ao evento da NAS, em 27 de abril, mas não se discutem o conteúdo das notícias. Num estudo um pouco mais detalhado, Prosser avaliou as concepções de matérias jornalísticas do TNYT e Los Angeles Times, entre 1893 e 1941, por exemplo, sobre alguns dos temas abordados por Shapley e Curtis, como a localização do Sol na Via Láctea [12].

Mas, ao contrário do que se tem mostrado, a repercussão do debate na imprensa norte-americana é relevante, conforme exploramos na tese de doutorado na qual este artigo se baseia [10]. Sugerimos também em estudo recente (e ainda não publicado) que reportagens escritas por correspondentes enviados para o evento da NAS (por agências de notícias e jornais) podem ser compreendidas como testemunhos orais [15]. As ideias de Shapley e Curtis reverberaram além das notícias, e, nos anos que seguiram o debate, veículos de comunicação, como a PS e a revista pulp de ficção científica *Amazing Stories* também se apropriaram da discussão [16]. Um dos motivos para os assuntos tratados pelos astrônomos mexerem com a imaginação, além do apelo filosófico da astronomia, como argumenta o historiador Guy Consolomagno [17], é que a investigação científica sobre as nebulosas espirais, por exemplo, não estava esgotada e suscitava novas questões. O progresso da ciência estava sob construção, era incompleto, o que para o historiador John Cheng justifica a popularidade das ciências nas primeiras décadas do século 20. O potencial havia sido proclamado, mas, em muitos casos, não

[3] M. K. Munitz discutiu as interpretações de "pluralidades de mundos" e "pluralidades de universos," e até quando esses dois termos compreenderam o mesmo significado. Ver em Referência [6], p. 231.

[4] A citação é de Allan Sandage. Ver em A. Sandage, *The Hubble atlas of galaxies*, (Carnegie Institute, Washington DC, 1961). p.1 apud Referência [9], p. 105.

havia sido atingido e, quando atingido, era suplantado [18]. "Não satisfeito com informação, o entusiasmo com a divulgação científica requeria expressão e ação," "conectando inspiração e informação disponível na busca da possibilidade," comenta Cheng [18].

Após o fim da primeira guerra, em 1918, e durante o período entreguerras, a astronomia norte-americana questionava os limites do Universo e a possibilidade de existência de outras galáxias, à luz de novas evidências. Segundo Bartusiak, enquanto circunstâncias do pós-guerra levaram a astronomia Europeia à divergência, nos EUA, que haviam rompido a neutralidade pouco antes do fim da guerra, em 1917, a comunidade pôde se dedicar à questão das nebulosas [13]. Descobrir a configuração do Universo "era uma obsessão," na astronomia norte-americana, afirma Bartusiak [13].

"Nas mentes de muitos, a América seria a responsável pela descoberta das fronteiras do espaço exterior e lideraria a humanidade a uma nova era de descobertas quase 400 anos depois de Colombo ter descoberto o Novo Mundo," conta Prosser [12]. No sentido do entendimento público sobre o espaço, a repercussão do debate sobre a existência de outras galáxias relaciona-se à repercussão da teoria da relatividade geral. Segundo o biógrafo Abraham Pais, a fama instantânea de Einstein veio num momento de incerteza que assolava a humanidade, quando surgiu uma nova mensagem sobre a estrutura do Universo [15]. Enquanto à teoria da relatividade geral incorporou-se um mito de que era compreendida apenas por 12 pessoas no mundo [15], os universos retratados por Shapley e Curtis seriam incomensuráveis para o público. Para atingir os limites da Via Láctea e as longínquas nebulosas espirais seria necessário usar a imaginação, fazendo com que as pessoas ocupassem antes mesmo da ciência aqueles mundos distantes. Nos EUA, o imaginário sobre a possibilidade da existência de outros mundos, seja para exploração do espaço, ou existência de vida alienígena, estava "nas mãos dos astrônomos" que tinham acesso aos grandes telescópios e "aqueles com os maiores olhos" tinham "posição privilegiada no entendimento público sobre o espaço," enfatiza Prosser [12]. Shapley e Curtis pertenciam a observatórios rivais que estavam "em luta pela supremacia" [11], respectivamente, Mount Wilson e Lick, ambos localizados na costa oeste dos EUA. Esses observatórios representavam duas escolas de pensamento, numa disputa que retomava a controvérsia entre a hipótese nebular versus a teoria dos "universos-ilha". Tanto a teoria da relatividade quanto a questão da multitude de galáxias repercutiram num momento de "expansão" da imprensa e entusiasmo com as ciências, nos EUA.

Em meados do século 19, nos EUA, algumas instituições já tinham a pretensão de educar e levar informação sobre ciências fora do sistema educacional formal, aponta Bruce Lewenstein [16]. O fim da primeira guerra, em 1918, promoveu novas oportunidades para a pesquisa na área de ciências físicas (teorias de Albert Einstein e mecânica quântica, durante a década de 20), por exemplo [17], introduzindo conteúdos para o grande público. A Primeira Guerra aproximou governo de cientistas e, para que suas pesquisas recebessem investimentos públicos, seria necessário convencer a sociedade (cidadãos) da importância do empreendimento científico [18],[5] que se tornava material palatável para a imprensa. Revistas como a PS – fundada *Popular Science Monthly* em 1872 pelo professor Edward Livingston Youmanns (1821-1887), tornou-se *Popular Science* em 1915 – tinham uma boa circulação, no início do século 20 [19]. A missão da PS era popularizar os conteúdos das ciências, evidenciar o progresso na área, defender reformas científicas, educacionais e sociais para o público, que era formado essencialmente por homens brancos [20]. Crescia o número de títulos e panfletos especializados, o que fez aumentar o nível de instrução das pessoas. Segundo o estudioso de mídia Peter Broks, o que distingue a divulgação científica dos séculos 19 e 20 não é o seu conteúdo, mas sim quem a fazia [21]. No século 19, era controlada pelos próprios cientistas e considerada como um dever, especialmente, de defender a ciência da superstição e dos escritores ruins [21]. Já a rede de jornalistas para a qual se abria o ramo de informação sobre ciências tentaria responder às expectativas de um novo mercado [16], que empregava, cada vez mais, editores e revisores em tempo integral [22]. Nas reportagens até então escritas por cientistas, números e detalhes técnicos cederam lugar para comparações, metáforas, fotografias, infográficos e ilustrações.

O fato de a expansão da imprensa especializada

[5] Ver também a Referência [10].

em divulgar ciências ter acontecido no início do século 20, ao mesmo tempo em que repercutiam ideias sobre o Universo, mostra-se como uma rica oportunidade para a história da astronomia revisitar o episódio do debate entre Shapley e Curtis. Na década de 90, os autores Roger Cooter e Stephen Pumfrey criticaram a história das ciências que desconsidera a cultura como fonte de conhecimento [23]. O exame de fontes da divulgação científica (incluindo o jornalismo) permite entender como a ideia (cultura) sobre o que é ciência é apropriada por vários grupos sociais [23]. Dessa forma, a distância que a história das ciências mantém da cultura reforçaria análises nas quais prevalece o modelo racionalista – onde a essência do conhecimento científico se baseia nas congruências abstratas entre a mente do indivíduo e as estruturas naturais, argumentam Cooter e Pumfrey [24]. Para Katherine Pandora, a história das ciências levanta questões importantes sobre o público quando explora mais de perto episódios que atraíram atenção da mídia [24]. Nesse sentido, também é possível analisar a reportagem da PS segundo o modelo de disseminação da cultura científica – "espiral da cultura científica", do linguista e divulgador das ciências brasileiro Carlos Vogt – , que correlaciona a diversidade da cultura científica com a das comunidades e instituições envolvidas no processo de sua constituição [25].

A fim de explorar a controvérsia sobre a existência de outras galáxias na imprensa norte-americana, no início do século 20, apresentamos neste artigo uma reportagem publicada pela PS, em 1922. Além de trazer contribuições sobre a repercussão do evento da NAS na imprensa, a reportagem é um exemplar das mudanças pelas quais passava a divulgação de ciências, na época. O emprego de imagens, comparações, fotografias e infográficos de nebulosas espirais, comparações e conjecturas sobre o formato da Via Láctea, apelam para a imaginação, propõe um mapa para a galáxia (localizando o sistema solar), e uma explicação visual para o fenômeno da Via Láctea. Além de originais e cientificamente embasadas em discussões, pesquisas e artigos, as informações compartilhadas na reportagem contribuíram para situar a humanidade no grande esquema do cosmo.

2 Universo controverso

A reportagem de quatro páginas "Existem Outros Universos Além do Nosso?" referia-se às "duas teorias", "presente controvérsia" [3], com as nebulosas espirais no centro das discordâncias sobre o tamanho do Universo e existência de outras galáxias além da Via Láctea.[6] Apresentam-se as questões em aberto com apelo para a imaginação: "misteriosas nebulosas escuras," "grupos de mundos," "nova teoria surpreendente," "teoria revolucionária," retratando a Via Láctea como "um mero cata-vento entre milhares de outros grupos de mundos" [3]. A reportagem usou como fonte a versão escrita do evento da NAS, um artigo publicado por Shapley e Curtis, no Boletim do NRC [27], em maio de 1921. Segundo Bartusiak, foi naquele artigo onde teria acontecido um debate, de fato [13].

Para o historiador Michael Hoskin, a ênfase que a história das ciências tem dado a esse artigo do Boletim como fonte sobre o que aconteceu durante o evento da NAS, teria transformado o encontro entre Shapley e Curtis num romance [28]. No entanto, o artigo do boletim foi uma boa fonte para jornalistas contemporâneos de Shapley e Curtis porque, como argumentou Bartusiak, durante o período de preparação das falas para essa publicação, surgiram novas oportunidades para Shapley e Curtis revisarem, refinarem e aprofundarem seus argumentos [13]. A reportagem da PS reproduziu argumentos de Shapley e Curtis do artigo do Boletim que também apareceram nas notícias de jornais norte-americanos, publicadas no dia seguinte ao debate [15]. Uma das mais recorrentes é a explicação de Shapley sobre o ano-luz e porque essa unidade era usada pela astronomia para representar distâncias: "Por que os astrônomos modernos acham necessária essa haste de medição? Tem sido frequentemente perguntado" [3] se "essa unidade, 93 000 000 milhas em comprimento, é ampla para a distância de planetas e cometas, provavelmente, suficiente para medir as distâncias de quaisquer planetas e cometas que possam existir nas proximidades de outras estrelas, mas, por sua vez, torna-se difícil para medir a distância de uma estrela a outra" [3].[7]

[6] Para outros pontos controversos ver, por exemplo, a Referência [26].

[7] Hoskin transcreveu as argumentações de Shapley e Curtis no artigo do Boletim, na Referência [28], Apêndice. Ali nota-se o foco de Shapley no ano-luz.

Pelo uso de metáforas, fotografias, ilustrações, infográficos e comparações entre o formato das espirais e da Via Láctea – "uma tela invisível"; "uma simples gota no balde"; "um mero cata-vento" [3] – , e pela identificação dos pontos centrais na controvérsia, reprodução de alguns dos argumentos científicos (artigos) de Shapley, Curtis e da comunidade da astronomia da época, conjecturamos que a reportagem foi escrita por uma pessoa com boa noção tanto de divulgação científica como de astronomia. Até meados da primeira década do século 20, a PS publicava textos assinados por astrônomos, com uma linguagem mais técnica. Metáforas e infográficos não eram elementos utilizados em artigos científicos e sua incorporação ao jornalismo foi uma consequência da especialização, como apontaram Sharon Dunwoody [29] e Bruce Lewenstein [16]. Naquela mesma edição da PS, a qualidade das ilustrações era destacada com uma distinção da revista e, conforme anunciaria o editorial de outubro de 1923, a PS era então a "revista mais maravilhosamente ilustrada do mundo [30]." Além disso, os números apresentados não são representações vazias ou incompreensíveis das distâncias astronômicas: "O quão plana é sua forma [Via Láctea] pode ser melhor expressa comparando-a com um disco, ou um relógio bem fino;" "se compararmos o sistema galáctico com um país e as estrelas com seus habitantes;" "Ele [Shapley] acha que 1/3 desses [aglomerados globulares] estão a mais de 100 000 anos-luz de distância de nós, enquanto os mais remotos de todos – 'NGC 7006' – está a uma distância de 220 000 anos-luz, ou mais de 13,5 milhões de vezes a distância entre a Terra e o Sol" [3]. A reportagem também usa aspas de Shapley, reproduz o que "pensa Curtis", o que significa que usou trechos do artigo do Boletim (ou até mesmo que pode ter acontecido uma conversa com os astrônomos).


Dr. Heber Curtis

Director of the Allegheny Observatory, Pittsburgh, Pa., whose researches support the "island universe" theory

Is Our Universe like This?

THE spiral nebula, as pictured in the above diagram, is usually seen to consist of a large lens-shaped central nucleus from which extend two curving arms which, as they wind outward in the same plane, become more fragmentary. The shaded portion represents the dark band usually seen on the outside of the spiral arms, supposed to be a ring of opaque matter.

Dr. Harlow Shapley holds that the spirals are masses of nebulous matter on the outskirts of our galactic system, the diameter of which he estimates at 300,000 light-years, with a thickness of about 30,000 light-years.

Holding the theory, on the other hand, that the spiral nebulae like our own galaxy are separate "island universes," Dr. Heber Curtis says that our universe is probably not more than 30,000 light-years in diameter, and not more than 5000 light-years in thickness.

Figura 1: Na foto – "Dr Heber Curtis Diretor do Observatório Allegheny, Pittsburgh, Pa., cujas pesquisas defendem a teoria dos 'universos-ilha'." Na ilustração abaixo, uma nebulosa espiral com dois braços contorcidos – "Seria assim o nosso Universo?" – [Tradução do trecho no final da Seção 2]. (Tradução nossa). Cortesia Hathi Trust.

Apesar de expor os pontos de vista de Shapley e Curtis, a reportagem não apresenta os métodos usados por ambos, como por exemplo, o método das estrelas variáveis Cefeidas de Henrietta Leavitt. Para Jodicus Prosser, foram as medidas de distância dos aglomerados globulares (usando o método das variáveis Cefeidas de Leavitt) que lançaram dúvidas no entendimento popular a respeito da localização do Sol no Universo [12]. No final do texto e na Figura 1, a reportagem sumarizou os principais pontos discutidos por Shapley e Curtis (de acordo com o artigo do Boletim) e a posição de cada um, como no destaque da Figura 1 [3, tradução nossa]:

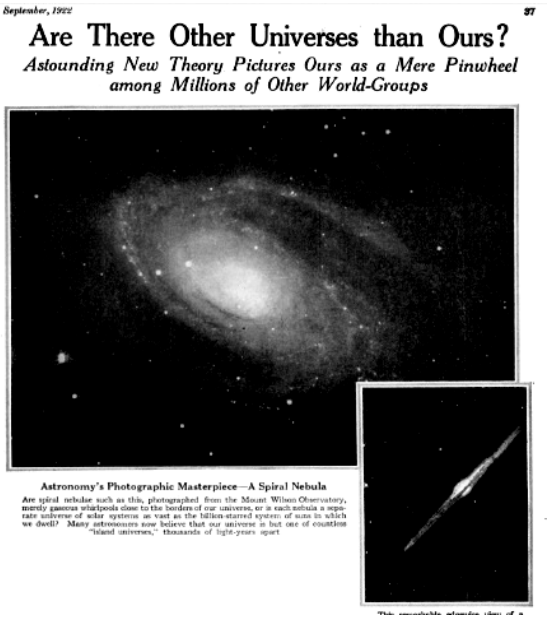
> A nebulosa espiral - como a ilustrada no diagrama acima,usualmente consiste no formato de uma grande lente de cujo núcleo central se estendem dois braços curvos que tornam-se mais fragmentados, à medida que se enrolam para fora, no mesmo plano. A parte sombreada representa a faixa escura geralmente vista do lado de fora dos braços espirais, supostamente um anel de matéria opaca. Dr Harlow Shapley defende que as espirais são massas de matéria nebulosa, na pe-

riferia do sistema galáctico, cujo diâmetro ele estima em 300,000 anos-luz e espessura de 30,000 anos-luz. Por outro lado, defendendo a teoria de que as espirais, assim como a galáxia, são 'universos-ilha', Dr Heber Curtis diz que, provavelmente, nosso Universo não tem mais do que 30,000 anos-luz de diâmetro, e 5,000 anos-luz de espessura.

3 Telescópios: cartógrafos do cosmo

As nebulosas aparecem logo na primeira página da reportagem em duas fotografias, uma delas em perspectiva (Figura 2) era um "clássico da astrofotografia – uma nebulosa espiral" [3]. A astrofotografia era então uma técnica relativamente recente, cujo pioneiro foi o astrônomo amador inglês Isaac Roberts (1829-1904). As fotografias que Roberts fez de Andrômeda em 1888 revelaram, segundo artigo publicado por H. C. Wilson na Popular Astronomy, onze anos depois, "detalhes incríveis de sua estrutura" [31]. Wilson enfatizou a grande extensão de Andrômeda e discutiu a pertinência de estrelas observadas nas suas vizinhanças, concluindo que tratava-se, aparentemente, de "um sistema sideral em formação" [31]. Aliada a novos e mais potentes telescópios da costa oeste dos EUA, como o Mount Wilson e o Lick, a astrofotografia (e a espectroscopia) possibilitou a obtenção de mais dados sobre as nebulosas: seus movimentos, posições, distâncias, espectros e imagens.

Na Figura 3, a reportagem apresenta "Maravilhas da fotografia," com imagens dos telescópios Lick (refrator) e Mount Wilson (refletor), lembrando que, durante gerações, poucas nebulosas tinham sido identificadas, mas uma grande abundância de nebulosas espirais foi observada por James Keeler (1857-1900), no Lick, em 1900. Usando o telescópio refrator Crossley, Keeler identificou mais 120 mil novas nebulosas, metade das quais seriam espirais. [32] Desde o começo do século 20, "nenhum ramo da astronomia tinha avançado tão rápido quanto o das nebulosas – seu espectro, distribuição e movimentos," apontou em 1916 Hector Macpherson (1888-1956) [32]. A identificação de tantas espirais colocava dúvidas sobre sua classificação e as opiniões flutuavam quanto ao status das nebulosas: poderiam ser universos independentes ou massas gasosas, futuros sistemas solares, apontou Macpherson. [32] No Observatório Lick, que era conhecido por seu


September, 1922 97

Are There Other Universes than Ours?

Astounding New Theory Pictures Ours as a Mere Pinwheel among Millions of Other World-Groups

Astronomy's Photographic Masterpiece—A Spiral Nebula

Are spiral nebulae such as this, photographed from the Mount Wilson Observatory, merely gaseous whirlpools close to the borders of our universe, or is each nebula a separate universe of solar systems as vast as the billion-starred system of suns in which we dwell? Many astronomers now believe that our universe is but one of countless "island universes," thousands of light-years apart

Figura 2: Primeira página da reportagem de título "Existem outros universos além do nosso?"(1922) da PS. Na chamada: "Nova teoria surpreendente retrata o nosso [Universo] como um mero cata-vento entre milhares de outros grupos de mundos."Na imagem principal – "Um clássico da astrofotografia – uma nebulosa espiral – Seriam as nebulosas como essa, fotografada pelo Observatório Mount Wilson, meros redemoinhos gasosos próximos às bordas do nosso Universo, ou seria cada nebulosa um universo individual de sistemas solares tão vasto quanto o sistema de bilhares de estrelas no qual nós vivemos? Muitos astrônomos agora acreditam que nosso Universo é apenas um dentre incontáveis 'universos-ilha,' milhares de anos-luz distantes." No quadro menor – "Essa notável vista de lado de uma nebulosa espiral revela o anel exterior de matéria escura. Ela é característica de quase todas as nebulosas espirais. O anel opaco, assumem os astrônomos, está no limite do nosso próprio Universo. Note também o formato de lente da nebulosa. Fotografias como essa levam entre 10 e 12 horas de exposição em câmeras acopladas ao maior telescópio refrator do mundo." (Tradução nossa). Cortesia Hathi Trust.

conservadorismo quanto às novas teorias na astronomia, a clássica hipótese dos "universos-ilha" tinha muitos adeptos. Em dezembro de 1916, o diretor do Lick, William Wallace Campbell (1862-1938), tinha defendido essa teoria para os participantes da conferência da NAS [33]. Enquanto isso, no Mount Wilson, sob o comando de George Ellery Hale (1868-1938), formulavam-se novas ideias, teorias e métodos.

Em 1912, o astrônomo Thomas Jefferson Jackson See (1866-1962) disse que os EUA eram os líderes mundiais na construção de grandes telescópios e que a questão das distâncias de objetos astronômicos era de interesse geral na astronomia

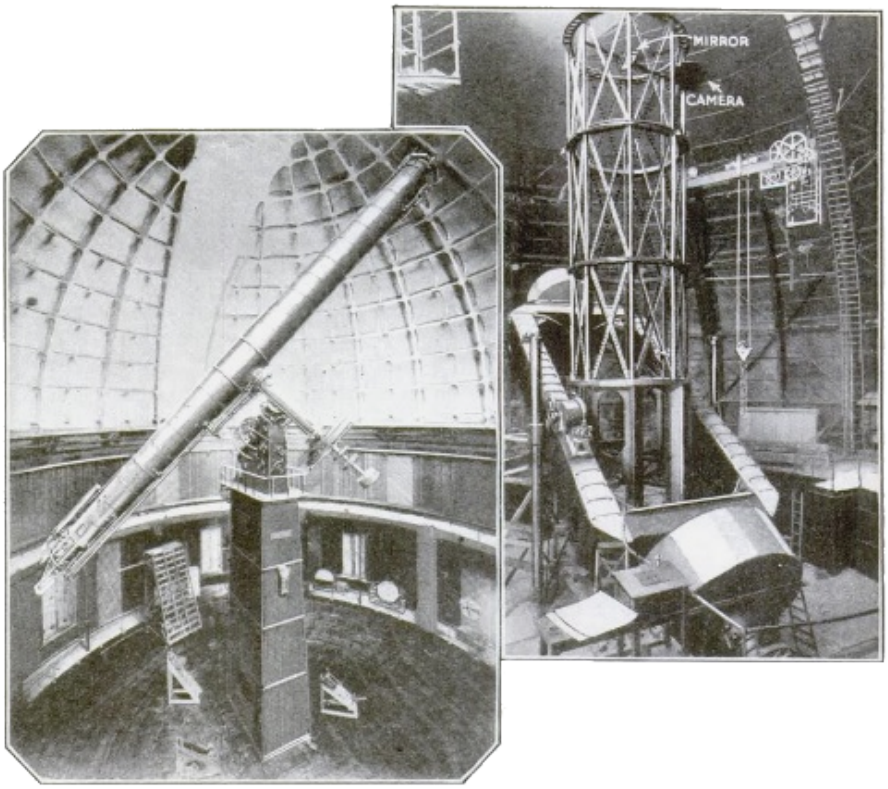


Figura 3: Esquerda – "Maravilhas da fotografia – Esse telescópio refrator, no qual a imagem do corpo celeste é refratada pela lente para a ocular, é um dos dois tipos de instrumento em uso no Observatório Lick, Mount Hamilton, Califórnia, para estudos de corpos celestes."(Tradução nossa). Direita – As notáveis fotografias de nebulosas espirais e aglomerados de estrelas reproduzidas nestas páginas, foram obtidas por poderosos telescópios refletores como os instrumentos do Observatório Mount Wilson mostrados acima. Aqui, imagens de objetos celestes são refletidas por um grande espelho para um espelho menor e então para a chapa fotográfica. Relógios movem os telescópios para seguirem o movimento aparente das estrelas, graças a rotação terrestre." (Tradução nossa). Cortesia Hathi Trust

[34]. Os telescópios são os "grandes instrumentos" da "civilização tecnológica" porque eles "simbolizam a ciência pura, a urgência em entender nosso mundo de uma maneira peculiar" [12].[8] Dentre os três maiores telescópios do mundo, Mount Wilson e Lick, remotamente localizados nas montanhas da Califórnia, estavam geograficamente distantes de grande parte do público [12]. O artigo da PS de 1922, que colocou em evidência a questão das distâncias dos objetos celestes, como também das unidades de medida utilizadas para descrevê-las, aproximava o público das inovações tecnológicas e do imaginário a respeito dos telescópios (Figura 3). A conexão com aqueles instrumentos envolvia explorar os limites do Universo, buscar novos mundos (vida no Universo), gerando empolgação sobre a astronomia. A falta de uma resolução da controvérsia sobre o tamanho do Universo e a existência de outras galáxias poderia ser frustrante para o público.

Brian Stableford lembra que "O telescópio se tornou uma arma crucial em uma guerra ideológica," demonstrando que "não se poderia confiar em conhecimento recebido" [35]. Nesse sentido, a reportagem da PS faz uma reflexão interessante sobre os limites da astrofotografia: "por fim, imagine o que significa fotografar um objeto a milhões de anos-luz de distância da Terra" [3]. Ao sugerir que o público observe a Via Láctea de fora dela, a reportagem enfatizou a necessidade de desenvolvimento tecnológico dos telescópios: "suponha que uma nebulosa espiral esteja situada a essa distância e que num de seus mundos haja astrônomos cujos telescópios sejam tão poderosos de forma a fotografar nosso sistema solar com algum detalhe. Que tipo de Terra a imagem que eles agora veem lhes revelaria?" [3]

[8]Esses comentários foram feitos por J. B. Zirker, e utilizados por Prosser em sua tese de doutorado. Ver em J. B. Zirker, *An acre of glass: A history and forecast of the telescope*,(The Johns Hopkins University Press,Baltimore, 2005), apud Referência [12], p. 22.

Um aspecto muito importante do debate, segundo Prosser, foi a aceitação do método usado por Shapley (variáveis cefeidas de Leavitt) entre os astrônomos porque não havia confirmação de que pudesse ser usado para medir distância às nebulosas: "O uso de variáveis cefeidas ameaçou desmantelar completamente a dominância dos telescópios refratores na determinação de distâncias interestelares" [12]. Conforme o esperado, a maioria dos astrônomos que aceitou as medidas de Shapley era usuária de telescópios refletores, enquanto que a oposição trabalhava com refratores, enfatiza Prosser [12].

4 *Nebulosas espirais: observando a Via Láctea de fora*

Como é possível explicar a forma da Via Láctea, quando se está dentro dela? Uma possibilidade seria olhar para as nebulosas espirais, como faz a reportagem da PS. No infográfico da Figura 1, a reportagem sugere o padrão espiral para a Via Láctea com base na estrutura observada nas nebulosas. Acima da representação da espiral, na Figura 1, uma fotografia de Curtis, que tinha assumido a direção do Observatório Allegheny, Pittsburgh. No infográfico da Figura 4, a reportagem explica o fenômeno da Via Láctea, assumindo o formato espiral da galáxia. A comprovação de que a Via Láctea é, de fato, uma galáxia espiral, só aconteceu em fins da década de 50 [39], com o astrônomo holandês J. H. Oort (1900-1992). Mas as conjecturas feitas na reportagem tinham embasamento científico.

Em 1845, William Parsons, o Lord Rosse (1800-1867) observou uma nebulosa com formato espiral, M51, na região da constelação Cães de Caça [36]. A partir de então, surgiram hipóteses de que a Via Láctea teria estrutura semelhante. A primeira proposta nesse sentido foi do astrônomo e matemático de Princeton Stephen Alexander (1806-1883), em 1852 [37], que não foi muito popular, segundo Hoskin [38]. Outras propostas para o formato espiral da Via Láctea são do astrônomo e divulgador inglês Richard Proctor (1837-1889) e do astrônomo e jornalista holandês Cornelius Easton (1864-1929).

A reportagem da PS assumiu que as nebulosas espirais eram sistemas semelhantes à galáxia e deu duas indicações para isso. A primeira delas era o fenômeno da Via Láctea no céu, que seria

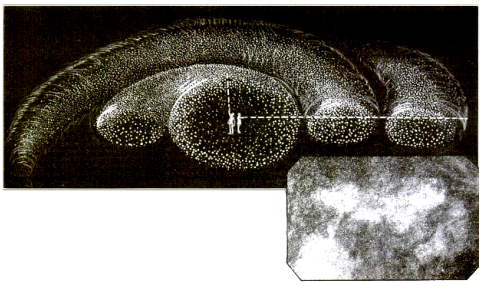


Figura 4: "O que faz a Via Láctea? – Como se explica a Via Láctea de acordo com a teoria que nosso sistema de estrelas é uma nebulosa espiral é mostrado no diagrama transversal. Permanecendo em nosso globo e dentro do núcleo central, olhando através do plano da espiral, vemos milhares de vastos sóis, cada um aparecendo como uma pequena mancha branca nas nuvens estelares que formam os braços da galáxia. Essas nuvens produzem o efeito que chamamos Via Láctea. Se, no entanto, olharmos ao longo do eixo da espiral, em determinados ângulos relativos aos braços espirais, observam-se relativamente poucas estrelas. À direita está a grande nuvem estelar de Sagitário, na Via Láctea. Cada uma das manchas brancas é um dos sóis da nossa galáxia." (Tradução nossa). Cortesia Hathi Trust.

"facilmente explicada como resultado de perspectiva se a considerarmos como o equador do nosso sistema estelar em formato de lente" [3]. A outra indicação tinha a ver com o fato que as espirais não eram vistas na região do plano da galáxia. No início do século 20, havia três fortes argumentos contra a teoria dos universos-ilha, um deles envolvia a alta concentração de espirais nos polos da galáxia em contraposição à baixa densidade no plano. A hipótese de Curtis para esse fato foi reproduzida na reportagem (lembramos que, no Lick, Curtis também fotografava espirais em perspectiva, como a da Figura 2, onde se podem ver as partes mais escuras [40]). As espirais seriam "tão comuns naquela direção [do plano] quanto em qualquer outra," mas seriam ocultadas por um "anel de matéria escura nos limites do nosso sistema," "similar àqueles que estão nos limites de qualquer nebulosa espiral" [3]. Para Virgínia Trimble, a ideia de Curtis de que a poeira da nebulosa espiral existia como um anel ao redor do disco estelar (conforme reproduzido na reportagem da PS) o impediu de sugerir que a absorção seria relevante para o problema [41]. Na Figura 6 está uma fotografia de uma daquelas "misteriosas" nebulosas escuras. A foto foi feita pelo Observatório Yerkes e exposta na reportagem.

Hector Macpherson tinha dito (1916) que, se as nebulosas espirais fossem universos externos,

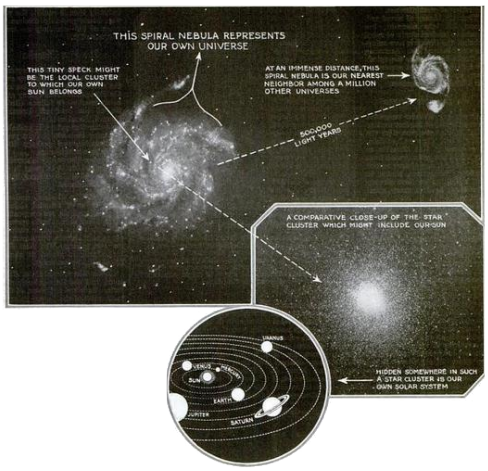


Figura 5: Uma representação do Mapa da Via Láctea e vizinhança (nebulosa M51, galáxia do Redemoinho, 500 mil anos-luz) . Legenda da imagem principal. Centro - "A nebulosa espiral representa o nosso próprio Universo". Esquerda - "Esse pontinho deve ser o aglomerado local ao qual o nosso Sol pertence". Direita - "A uma distância enorme, esta nebulosa espiral é nossa vizinha mais próxima entre milhares de outros universos". Dois quadros no destaque oferecem uma aproximação para a localização do Sistema Solar na Via Láctea e para o sistema solar. "Um close-up do aglomerado estelar que deve incluir o nosso Sol." "Escondido em algum lugar desse aglomerado de estrelas, está o nosso sistema solar." (Tradução nossa) Cortesia Hathi Trust.

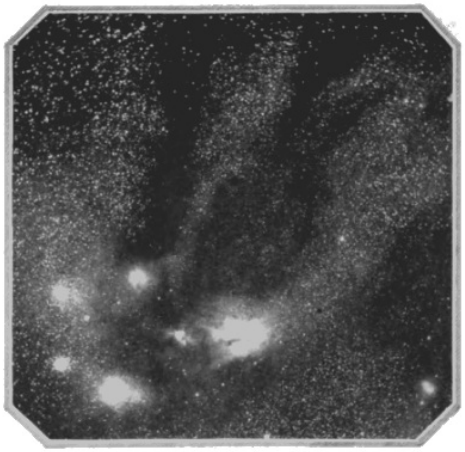


Figura 6: Nebulosa escura - um mistério estelar. As longas lanças pretas nesta fotografia do Observatório de Yerkes - aparentemente espaços vazios entre as estrelas - são, na realidade, massas de matéria opaca, cuja silhueta está contra o fundo de estrelas. Essas nebulosas escuras, quando fotografadas com um poderoso telescópio refletor, parecem estar fisicamente conectadas com as massas de matéria nebulosa brilhante vistas na foto.

"a estrutura do nosso Universo é muito provavelmente uma espiral." [32] No artigo escrito para a Popular Astronomy, anos antes, no fim do século 19, Wilson enfatizou a grande extensão de Andrômeda e discutiu a pertinência de estrelas observadas nas suas vizinhanças concluindo que ali havia, aparentemente, "um sistema sideral em formação" [31]. Ele também sugeriu semelhanças entre o fenômeno da Via Láctea e o que se observaria no céu, posicionando um observador dentro da nebulosa de Andrômeda: "Se daqui a algum tempo, quando o processo [de formação estelar] estiver completo, um observador pudesse se posicionar no meio desta grande nebulosa e olhar para fora, a visão poderia não ser muito diferente daquela que vemos agora todas as noites claras" [31]. (A reportagem mostrou a distância estimada de Andrômeda por Curtis, que seria 500 mil anos-luz, enfatizando que ela era uma nebulosa vizinha [3].)

As opiniões de reconhecidos astrônomos, dentre eles Arthur Eddington (1882-1944), James Jeans (1877-1946), o próprio Curtis e de Campbell, diretor do Lick, [33] permitiam dizer que, à época do evento da NAS, a teoria dominante na astronomia sobre as nebulosas espirais era a dos "universos-ilha." Segundo o historiador Robert Smith, Hale, diretor do Mount Wilson, era um dos que estavam indecisos sobre a questão. Aqueles que eram contrários à teoria dos universos-ilha não estavam tão seguros de sua posição quanto os que eram favoráveis [33]. Apesar de contar com o apoio dos astrônomos e de ser uma ideia antiga, a reportagem da PS, refere-se à teoria dos "universos-ilha" como uma "nova teoria surpreendente" e "teoria revolucionária" [3].

A reportagem indicou no infográfico da Figura 5 a localização do sistema solar no mapa espiral da Via Láctea (próxima ao centro), e uma posição para a nebulosa espiral mais próxima, M51 (galáxia do Rodamoinho foi a primeira nebulosa observada por Lord Rosse), a 500 mil anos-luz. Se estivesse à distância indicada pela reportagem, M51 estaria fora até mesmo da Via Láctea de Shapley, cujo diâmetro era de 300 mil anos-luz. Na Figura 5, abaixo do grande mapa, há uma ilustração para a localização do sistema solar no aglomerado de estrelas ao qual pertenceria o Sol. Como mencionado anteriormente, uma discordância importante entre Shapley e Curtis era a localização do sistema solar na Via Láctea. Segundo Shapley, o Sol estaria longe do centro, um resultado original, diferente do que apontavam os modelos aceitos na época. Segundo Richard Berendzen,

esse tópico, que seria "Copernicano" quanto à sua relevância, não tinha apelo entre o público [14]. Shapley tinha estimado a localização do Sol na Via Láctea com base no seu estudo de aglomerados globulares, com o qual estimou o tamanho da Via Láctea [40]. Hoskin contou que em 1918 Shapley escreveu uma carta (ao astrônomo Eddington) afirmando que "os aglomerados globulares delineiam o sistema sideral" [40]. Há uma sessão da reportagem dedicada a explicar a localização remota desses aglomerados de estrelas, com base nos estudos de Shapley. Nada se comenta sobre a relação entre aglomerados globulares e localização do Sol na Via Láctea.

5 Considerações finais

O século 20 é visto por muitos autores como o século da ciência.[21] Peter Broks considera que através da divulgação é que as pessoas tomam consciência e atribuem sentido à ciência [21]. A história da divulgação científica, suas representações no jornalismo (e na literatura) oferecem, portanto, uma perspectiva para traçar a aceitação da ciência na sociedade e sua disseminação na cultura. Essas representações permitem compreender porque se entendem e interpretam os conceitos científicos de diversas maneiras, o que acaba por guiar a imaginação compartilhada sobre a estrutura do Universo e da Via Láctea, por exemplo.

Apesar de muitos estudos sobre ciência na cultura, ciência e literatura, por exemplo, ainda é pouco explorada a interação entre astronomia e público, no início do século 20. A discussão sobre a multitude de galáxias foi apontada por David Hughes e Richard de Gris, em 2007, como o episódio mais importante na história recente da astronomia [42]. Segundo Frank Shu, o debate é importante não apenas como um documento histórico, mas como um "vislumbre" de como funciona o processo de argumentação entre cientistas, nesse caso, "engajados numa grande controvérsia para a qual ambos tinham evidências fragmentadas e parcialmente falhas" [43].

Publicada mais de dois anos depois do debate da NAS (1920) e um ano após a publicação do artigo de Shapley e Curtis no Boletim do NRC (1921), a reportagem "Existem outros mundos além do nosso?" (1922) é uma evidência da extensão da repercussão desse episódio na cultura e foi além da discussão entre Shapley e Curtis no Boletim, propondo um mapa para a Via Láctea (que ainda não era definitivo na astronomia). Ao mostrar o papel dos telescópios na tarefa de mapear um lugar quando se está dentro dele (enfatizando a proeminência dos observatórios Lick e Mount Wilson), a reportagem fundamentou o papel da astronomia norte-americana em desvendar a estrutura do cosmo, constituindo o imaginário do público a esse respeito.

Como o conhecimento sobre a existência de outras galáxias era controverso, necessitava de mais dados, permanecia incompleto, cedia espaço para que a imaginação especulasse sobre a existência de outros mundos e a quantidade de mundos possíveis, mas também a forma e estrutura da própria Via Láctea. A reportagem ilustra a questão com imagens e infográficos para situar as pessoas na grande estrutura do Universo, muito mais amplo e vasto do que a ciência poderia então confirmar. Ao mapear a Via Láctea e comparar a sua estrutura com a das nebulosas espirais, a reportagem assumia que as espirais seriam sistemas estelares independentes, em acordo com as opiniões da comunidade astronômica. Conjecturamos que essa foi uma maneira de encontrar uma sinergia entre teorias e resultados controversos de Shapley e Curtis para resolver a questão.

As novas concepções de Universo da astronomia do início do século 20, "não se adequavam à realidade das pessoas" e o desacordo entre as lideranças na área teria "minado" a "esperança de que os astrônomos e seus telescópios poderiam desvendar os mistérios do Universo," destacou Prosser [12]. Talvez, exatamente para não aumentar a frustração em relação aos resultados da astronomia, a reportagem não levanta suspeitas sobre a localização central do sistema solar na Via Láctea, pelo contrário, reforça a ideia. Nessa perspectiva, seria desejável mostrar ao público a conquista de novos espaços e não relatar a possível perda da centralidade da humanidade no cosmo. Quanto ao tamanho da galáxia, os resultados de Shapley estavam mais corretos, mas quanto à existência de outras galáxias foi Curtis quem acertou. Virgínia Trimble comenta que, em se tratando do debate, Curtis teria recebido menos atenção que Shapley. [41] Mas, imediatamente após o debate, Curtis escreveu para a família declarando que "O debate terminou bem em Washington, e me asseguraram que saí considera-

velmente na frente." [11] A impressão transmitida pela reportagem da PS (escrita em 1922, depois do evento da NAS, e antes da solução da controvérsia), é de que as atenções estavam voltadas para Curtis. Michael Hoskin conta que, durante o debate, Shapley estava pressionado pela possibilidade de ocupar o cargo de diretor no HCO, além do fato de ser um debatedor menos experiente que Curtis [28].

Michael Hoskin argumentou que a insistência da comunidade de historiadores da astronomia em usar o artigo publicado no Boletim do NRC como fonte sobre o que de fato aconteceu durante o evento da NAS teria transformado o episódio num romance. Por outro lado, defendemos que o uso do artigo do NRC como fonte para reportagens contemporâneas ao debate (como a reportagem da PS de 1922 aqui abordada) favoreceu a leitura do público interpretando as questões e os argumentos expostos de forma mais clara, inclusive fornecendo espaço para que a imaginação explorasse e conectasse questões problemáticas, como a da forma da Via Láctea e existência de outras galáxias. A impressão mais forte não é a da sua romantização, sensacionalismo (apesar da ênfase na característica da controvérsia), mas a do escape para a imaginação e apropriação dos espaços não esgotados pela astronomia. Essa apropriação do episódio pela imprensa está de acordo com o modelo da teoria espiral da cultura científica, proposta pelo linguista e divulgador das ciências brasileiro Carlos Vogt, constitui parte no processo de formação da cultura científica pois envolve, além de questões internas da ciência, a participação mais ampla de diversos membros da sociedade, sejam jornalistas e público, por exemplo em um processo espiral.

O impacto do evento da NAS e do tema da existência de outras galaxias na cultura, no início da década de 20, ultrapassou a discussão entre Shapley e Curtis, desempenhando um papel importante para formatar a ideia de universo nas nossas mentes. Segundo o jornalista norte-americano Walter Lippmann (1889-1974), até o início de século 20, a humanidade tinha inventado "maneiras de ver o que não se pode a olho nu" e estava "aprendendo a ver com a mente vastas proporções do mundo," erguendo no imaginário um mundo que está além do alcance [44]. Delinear esse mundo imaginário é parte importante para compreender o mundo em que, de fato, as pessoas vivem.

Agradecimentos

Agradecemos ao suporte da CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) e do American Institute of Physics (AIP). Agradecemos a cessão das imagens, obtidas em babel.hathitrust.org/cgi/pt?id=mdp.

Sobre os autores

Victória Flório (victoriaflorioandrade@gmail.com) é professora do Departamento de Química e Física da UFES. Ela é Bacharel em Física e Mestre em Física Teórica com tema em astronomia, pela USP. Especialista em Jornalismo Científico pela Unicamp e Doutora em História, Filosofia e Ensino das Ciências pela UFBA, com tese que recebeu distinção da Sociedade Brasileira de História da Ciência, sobre a recepção do Grande Debate pela imprensa e literatura. Atua em história das ciências e divulgação científica, com passagens pelo Museu de Astronomia e Ciências Afins, revista Pesquisa Fapesp, ICTP-SAIFR|IFT-UNESP e pela Olimpíada Brasileira de Linguística.

Olival Freire Júnior (olival.freire@gmail.com) é professor titular da Universidade Federal da Bahia, da qual foi Pró-Reitor de Pesquisa, Criação e Inovacão, e é pesquisador na área de história das ciências, com ênfase na teoria quântica. Em 2011, foi ganhador do Prêmio Jabuti pela obra "Teoria quântica: estudos históricos e implicações culturais". Integrou o conselho da History of Science Society (EUA) no período 2018-2020 e em 2020 foi o cientista residente do Idea Unicamp, no programa César Lattes. É Bacharel e Licenciado em Física pela UFBA, Mestre em Ensino de Física e Doutor em História Social pela USP.

Referências

[1] *Existem outros universos além do nosso?* [tradução nossa – Are There Other Universes than Ours?], Popular Science **101** (3), 37-40 (1922). Publicada por The popular science monthly. [New York:

Popular Science Pub. Co., etc.]. Cortesia de Hathi Trust, disponível em babel.hathitrust.org/cgi/pt?id=mdp.39015036649856&view=1up&seq=8, acesso em jan. 2020.

[2] M. K. Munitz, *One universe or many?* Journal of the History of Ideas **12** (2), 231-255 (1951), p. 231, 248.

[3] O. Gingerich, *The mysterious nebulae, 1610–1924*, Journal of the Royal Astronomical Society of Canada **81** (4), 113–27 (1987).

[4] E. Harrison, *Cosmology. The science of the Universe*, 2ª ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 2000), p. 68, 87.

[5] J. R. Roy, *The one-thousand-year journey* in *Unveiling galaxies. The role of images in astronomical discovery* (Cambridge University Press, Cambridge, 2017), p. 105-130.

[6] D. Clark, *Measuring the Cosmos: How scientists discovered the dimensions of the Universe*, (Rutgers University Press, New Brunswick, 2004), p. 94-97, 65.

[7] J. W. Prosser, *Bigger eyes in a wider universe. The American understanding of earth in outer space, 1893-1941*, Tese de Doutorado, Departamento de Geografia, Texas A&M University (2009), p. 219, 221-227, 46-47, 60, 42.

[8] M. Bartusiak, *The day we found the Universe* (Pantheon Books, New York, 2009), p. 149, xvi, 156.

[9] R. Berendzen, *Geocentric to heliocentric to galactocentric to acentric: the continuing assault to the egocentric*, Vistas in Astronomy **17** (1), 65–83 (1975), p. 69.

[10] V. Flório, *Vendedores de estrelas: a recepção da existência de outras galáxias pela mídia de massa norte-americana, década de 20*, Tese de Doutorado, UFBA/UEFS (2017).

[11] V. Flório e O. Freire Júnior, *The past looks like an onion* (a ser publicado).

[12] V. Flório e O. Freire Júnior, *Fato como ficção: recontando as ciências nos EUA do início do século 20*, Khronos **9**, 117-133 (2020), disponível em doi.org/10.11606/khronos.v0i9.171779.

[13] G. J. Consolomagno, *Astronomy, science fiction and popular culture: 1277 to 2001 (and beyond)*, Leonardo **29** (2), 127-32 (1996).

[14] J. Cheng, *Astounding wonder: Imagining science and science fiction in interwar America* (University of Pensylvannia Press, Philadelphia, 2012), p. 5-6.

[15] A. Pais, *Subtle is the lord*,(Oxford University Press, Oxford, 2005), p. 148.

[16] B. Lewenstein, *Public understanding of science*, PUS **1**, 45-68 (1992), p. 46.

[17] D. Cassidy, *A short history of physics* (Harvard University Press, Massachusetts, 2011), p. 25, 35, 40.

[18] R.C. Tobey, *The American ideology of national science, 1919-1930* (University of Pittsburgh Press, Pittsburgh, 1971)

[19] M. C. LaFollette, *Making science our own* (University of Chicago Press, Chicago, 1990), p. 3.

[20] *The progress of science*, Popular Science Monthly **87** (3), 307 (1915).

[21] P. Broks, *Understanding popular science* (Open University Press, Maidenhead, 2006), p. 27, 61, 1.

[22] D. J. Czitrom, *Media and the American mind* (University of North Carolina Press, 1982), p. 56.

[23] R. Cooter e S. Pumfrey, *Separate spheres and public places*, Hist of Science **32**, 237-67 (1994).

[24] K. Pandora, *Popular science in national and transnational perspective: suggestions from the American context*, Focus, Isis **100** (2), 346-58 (2009), p. 348.

[25] C. Vogt, *The spiral of scientific culture and cultural well-being: Brazil and Iberic-America*, PUS **21** (1), 4-16 (2011), disponível em pus.sagepub.com/content/early/2011/10/21/0963662511420410, acesso em jun. 2020.

[26] N. Hetherington, *The Shapley-Curtis debate*, The Astronomical Society of the Pacific Leaflets **10** (490), 313-320 (1967).

[27] H. Shapley e H. D. Curtis, *The scale of the Universe*, Bulletin NRC **2** (11), 171-217 (1921).

[28] M. Hoskin, *The great debate: What really happened*, JHA **7**, 169-82 (1976), p. 169.

[29] S. Dunwoody, *Science journalism*, in *Handbook of public communication of science and technology*, editado por M. Bucchi e S. Trench (Routledge, Londres e New York, 2008), p. 15-26.

[30] Popular Science **103** (4), 2 (1923).

[31] H.C. Wilson, *The great nebula in Andromeda*, Popular Astronomy **7** (10), 507-510 (1899).

[32] H. Macpherson, *Some problems of astronomy*, The Observatory **39**, 131-34 (1916), p. 132.

[33] R. Smith, *The expanding Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, 1982), p. 27, 87-88.

[34] T. J. J. See, *Determination of the depth of the Milky Way*, PAPS **51** (203), 1-17 (1912), p. 1.

[35] B. M. Stableford, *Science fact and science fiction. An enciclopedia* (Routledge, New York, 2006), p. 521.

[36] D.W. Dewhirst e M. Hoskin, *The Rosse spirals*, JHA **22** (4), 257-66 (1991).

[37] S. Alexander, *On the origin of the forms and present condition of some of the clusters of stars and several of the nebulae*, Astronomical Journal **2** (36), 148-152 (1852).

[38] M. Hoskin, *The Cambridge concise history of astronomy*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999), p. 274.

[39] J. H. Ooort, F. J. Kerr e G. Westerhout, *The galactic system as a spiral nebula*, MNRAS **118**, 379-389 (1958).

[40] M. Hoskin,*The Harlow-Shapley symposium on globular cluster systems in galaxies*, Proceedings of IAU Symposium (126), 3-9 (1986).

[41] V. Trimble, *The 1920 Shapley-Curtis discussion: Background, issues and aftermath*, PASP **107** (718), 1133–1134 (1995), p. 1133, 1141.

[42] D. Hughes e R. de Grijs, *The top 10 astronomical 'breakthroughs' of the 20th century*, Research and Applications **1** (1), 11-17 (2007).

[43] F. H. Shu *The physical Universe: An introduction to astronomy* (University Science Books, California, 1982), p. 286.

[44] W. Lippmann (1922), *Public opinion* (Transaction Publishers, New Brunswick,1998), p. 29.

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Buracos negros: mais de 100 anos de história

Carla Rodrigues Almeida

Institute for Advanced Studies in Humanities, Essen, Alemanha

Resumo
A existência de buracos negros é uma das consequências mais contraintuitivas da teoria da relatividade geral de Einstein. A descoberta destes enigmáticos objetos não aconteceu em uma data específica, nem por uma pessoa em particular. O desenvolvimento teórico do conceito moderno de buracos negros se estende por um período de mais de cem anos de estudos, marcado por controvérsias e avanços impressionantes, que se inicia com o nascimento da relatividade geral em 1915 e com marcos recentes, sendo o último o reconhecimento do comitê do Prêmio Nobel de Física em 2020. Este artigo sumariza essa história, apontando os principais eventos e pincelando o contexto de cada conquista. Esta é uma prévia de um livro em andamento da autora.

Abstract
The existence of black holes is the most counter-intuitive consequence of the theory of general relativity. The theoretical discovery of those mysterious objects did not happen in a specific date, nor by a specific person. The development of the modern concept of black holes spans over a time frame of a hundred years and it was peppered with controversies and impressive breakthroughs. This history starts with the birth of general relativity in 1915 and it has recent achievements, the last one being the recognition of the Nobel Prize Committee in 2020. This paper summarizes this history, pointing to its main events and skimming through the context of each accomplishment. This is a preview of a book in progress by the author.

Palavras-chave: buracos negros, história da ciência, astrofísica, relatividade geral
Keywords: black holes, history of science, astrophysics, general relativity

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33499

1 Introdução

Buracos negros são um marco da física do Século XX. Poucas outras predições teóricas capturaram o imaginário das pessoas tanto quanto a ideia de que existem obscuros objetos no universo que aprisionam tudo aquilo que entra em seu domínio. Nos últimos cem anos, a ciência em si passou por uma transformação significativa, impulsionando um progresso tecnológico nunca antes visto na história da humanidade. O estudo dos buracos negros acompanha essa evolução de forma íntima e as recentes conquistas na área — como a detecção das ondas gravitacionais pela equipe do LIGO,[1] a publicação da imagem obtida pelo time do Telescópio *Event Horizon* em março de 2019 e o Prêmio Nobel de 2020, cujo laureados foram centrais para o avanço teórico e observacional desta teoria — nos mostram que este continua a ser um tema cientificamente relevante e popularmente intrigante.

Para acompanhar essa história, é preciso antes entender o que é um buraco negro.

O físico alemão Albert Einstein propôs, no começo do século passado, duas hipóteses que revolucionaram a física. A primeira, formulada em 1905 e posteriormente batizada de *relatividade restrita*, diz que o tempo é relativo, ou seja, observadores diferentes percebem o passar do tempo de forma diferente. A segunda, proposta em 1915, se refere à natureza do Cosmo. O nosso Universo é descrito por um tecido quadridimensional chamado *espaço-tempo*. Ele é formado pelas três dimensões espaciais que percebemos no nosso cotidiano: largura, altura, profundidade; em conjunto com o tempo. Einstein conjecturou que a matéria curva o espaço-tempo, alterando a trajetória de objetos que passam próximo a corpos

[1] Sigla em inglês para Observatório de Ondas Gravitacionais por Interferômetro Laser.

Licença Creative Commons

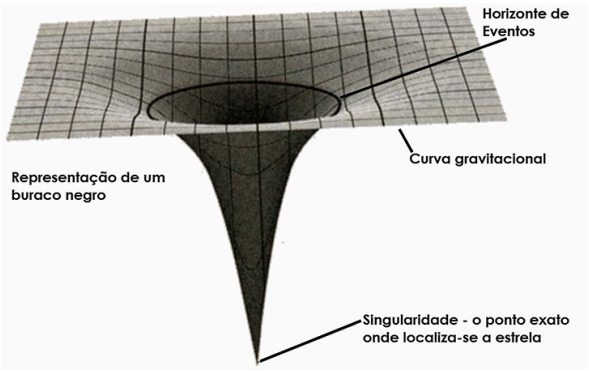


Figura 1: Estrutura básica de um buraco negro em sua representação topológica, apresentando a distorção do espaço-tempo. Crédito: Gaturamo Observatório Astronômico (GOA - UFES).

massivos. Essa foi a interpretação dele do que é a gravidade e essa teoria foi batizada de *relatividade geral* (RG). Matematicamente, a RG é descrita por um conjunto de equações, apropriadamente denominadas *Equações de Einstein*.

Segundo a relatividade geral, a formação de buraco negro é mais do que possível, é comum. A RG prevê a existência destes objetos super densos que distorcem drasticamente o espaço-tempo, criando um campo gravitacional tão forte que aprisiona tudo que está em seu interior, inclusive a luz. Por causa dessa curvatura extrema, eles são chamados de *buracos*. Porque não emitem luz, eles são *negros*. A vizinhança da qual nada consegue escapar é delimitada por uma membrana fictícia a qual chamamos de *horizonte de eventos*. Ela esconde uma *singularidade* em seu interior, ou seja, ponto de densidade infinita, um furo no tecido do espaço-tempo (Figura 1). Cálculos indicam que, eventualmente, toda matéria que entra no buraco negro acaba eventualmente "caindo" nesta singularidade.

A história da descoberta dos buracos negros pode ser dividida em quatro fases distintas, mas que se sobrepõem na linha do tempo. Cada uma destas fases é caracterizada pelo status da ideia por trás dos buracos negros e, consequentemente, pelos questionamentos científicos que marcaram cada período. Esta jornada se inicia em 1916, quando a primeira solução das Equações de Einstein foi obtida. A princípio, a existência de tais objetos foi considerada absurda. Demorou décadas até que a ideia fosse levada a sério, ainda mais alguns anos até que fosse aceita pela comunidade científica em geral e mais quarenta anos até a captura da imagem de um buraco negro. Neste trabalho, vamos expor cada uma destas fases, levando em consideração o cenário filosófico, político e sociológico da ciência, com o entendimento de que a relação entre pesquisa e o contexto ao qual ela está inserida não é causal, mas que este último deve ser tomado como condição de contorno para os avanços científicos.

Este artigo engloba e expande [1] e [2]. É um trabalho original que retraça a história a partir de artigos de pesquisas, relatos pessoais e outros documentos históricos, apresentando uma análise geral dos acontecimentos. Este artigo se divide de acordo com as fases mencionadas anteriormente. Cada seção apresenta a evolução histórica dos estudos dos buracos negros, assim como a exposição do contexto de cada época, as características de cada fase e o gatilho para a mudança de paradigma que levou ao próximo período.

2 Fase I: Negação

2.1 A Pré-história dos Buracos Negros

Apenas com a relatividade geral é possível explicar teoricamente a existência dos buracos negros, mas isso não quer dizer que objetos similares não tenham sido considerados no passado. No final Século XVIII, o filósofo natural inglês John Michell sugeriu a existência de *estrelas negras*, um precursor do conceito de buracos negros [3]. Sabendo que a luz tem uma velocidade finita c, ele calculou, usando a mecânica newtoniana, qual seria a massa limite que uma estrela deveria ter para que a *velocidade de escape* dela, ou seja, a velocidade necessária para fugir de seu campo gravitacional, fosse maior do que c. Numa estrela com massa maior do que este limite, a luz ficaria aprisionada em sua atmosfera, justificando o seu nome.

O filósofo natural francês Pierre-Simon Laplace chegou à mesma conclusão alguns anos após Michell [4] e sugeriu que as estrelas negras seriam mais comuns do que o esperado. Naturalmente, ambos usaram a física newtoniana para seus cálculos, o que exige duas condições para que eles fossem válidos: que a luz fosse corpuscular e que tivesse massa. Em 1801, porém, o médico e matemático britânico Thomas Young descobriu a natureza ondulatória da luz [5], o que fez com que os cálculos que previam a existência de estrelas negras se tornassem obsoletos e, então, a ideia

caiu por terra.

Foi apenas com o nascimento da relatividade geral em 1915 que conseguiu-se explicar como a gravidade afeta ondas e, portanto, como afeta a luz. No ano seguinte, o físico alemão Karl Schwarzschild descobriu a primeira solução das Equações de Einstein [6, 7]. A *Solução de Schwarzschild* descreve o campo gravitacional de uma partícula pontual de massa M, ou *Massenpunktes*, em alemão. Esta apresentava uma região problemática ao redor da partícula, a uma distância $r = 2MG$, onde G é a constante gravitacional. Este ficou conhecido como *Raio de Schwarzschild* e ele parecia delimitar uma região inalcançável para quem está no exterior da esfera. Na época, acreditava-se que um observador numa trajetória radial indo em direção a tal objeto demoraria um tempo infinito para cruzar este raio. E também, algo que estivesse dentro desta esfera nunca conseguiria sair. Interessante notar que o raio de Schwarzschild coincide com o maior raio que uma estrela deveria ter para se tornar negra de acordo com a teoria newtoniana.

Logo depois, uma solução para uma massa pontual carregada foi encontrada. Esta ficou conhecida como *Solução de Reissner-Nordström*, em homenagem a duas das quatro pessoas que a encontraram de forma independente: H. Reissner em 1916 [8], H. Weyl em 1917 [9], G. Nordström em 1918 [10] e G.B. Jeffery em 1921 [11]. Em 1923, G.D. Birkhoff provou que o campo gravitacional de todo corpo esfericamente simétrico é descrito pela Solução de Schwarzschild [12], ou seja, não apenas os de partículas sem dimensão, mas também os de estrelas pulsando, por exemplo. Segue o análogo para um corpo esférico carregado e a Solução de Reissner-Nordström.

Foi então que surgiu a pergunta: o que aconteceria se houvesse uma estrela com o raio menor do que o raio de Schwarzschild? Isso implicaria numa densidade enorme, muito maior do que qualquer outra observada até aquele momento. Na época, os objetos mais densos conhecidos eram as *anãs brancas* e a densidade estimada delas já era motivo de descrença. A título de comparação, a água tem densidade de $997\,\mathrm{kg/m^3}$, uma anã branca do tamanho da Terra tem densidade de $10^9\,\mathrm{kg/m^3}$. Já uma estrela comprimida além do raio de Schwarzschild deveria ter densidade maior do que $2 \times 10^{19}\,\mathrm{kg/m^3}$, ou seja, mais de 10 bilhões de vezes mais denso do que o objeto mais denso conhecido na época.

2.2 As Primeiras Evidências Teóricas

Na década de 1930, alguns avanços teóricos começavam a apontar para a existência de estrelas colapsadas, isto é, que cedem sob seu próprio peso e contraem-se além do raio de Schwarzschild devido a sua força gravitacional. Foi também nessa década que estes corpos receberam o nome de *objetos colapsados pela gravidade*.[2] O cosmólogo belga Georges Lemaître descobriu que o raio de Schwarzschild não era intransponível [13]. Se calculado no tempo próprio do objeto indo em direção ao centro de massa, ao invés do tempo cosmológico de um observador externo, é sim possível ultrapassar tal raio em tempo finito.

O resultado de Lemaître se refere a uma partícula colidindo com um estrela que tenha um raio menor que o de Schwarzschild. Restava saber se realmente existira tal estrela. O astrônomo e astrofísico britânico Arthur S. Eddington achava que não. Ele foi um dos primeiros a propor um modelo mais elaborado para descrever o interior de uma estrela [14]. No modelo de Eddington, estrelas poderiam ser descritas por um fluido perfeito, que apresentavam uma pressão interna de cunho elétrico, térmico e químico. Essa pressão, de acordo com Eddington, contrabalancearia a pressão da gravidade e manteria a estrela em equilíbrio com um raio sempre maior do que o de Schwarzschild [15, p. 321].

O modelo estelar de Eddington começou a ser questionado na década de 1930, com o advento de técnicas estatísticas para estudar a constituição das estrelas [16]. Usando relatividade restrita ao invés da RG, o físico indiano Subrahmanyan Chandrasekhar, então doutorando em Cambridge, Inglaterra, e o físico soviético Lev Landau descobriram que havia uma densidade máxima para anãs brancas e estrelas de nêutron, respectivamente [17, 18].[3] Isso implicaria que estrelas supermassivas colapsariam sob a influência do próprio campo gravitacional, porém nenhum dos dois sugeriu essa conclusão. Enquanto Chandrasekhar preferiu se abster de comentar sobre os

[2] Tradução do inglês *gravitationally collapsed objects*. Historicamente, não há um termo equivalente em português, por isso escolhi usar a tradução literal.

[3] Curiosamente, o resultado de Landau precede em um ano à descoberta do nêutron. Essa conexão foi feita *a posteriori*.

destinos das estrelas com massas maiores ao limite encontrado por ele, Landau postulou que as conhecidas leis da física não valeriam mais em tais casos, argumentando que estrelas não demonstravam essa "tendência ridícula" de se contraírem até um ponto.

Em 1934, do outro lado do Atlântico, o químico e cosmólogo Richard Tolman escreveu um importante tratado descrevendo a termodinâmica usando relatividade geral [19], o que influenciou seu amigo, o físico John Robert Oppenheimer, a revisitar o resultado de Landau usando essa descrição da termodinâmica. Ele escreveu três artigos com colaboradores que mudaram a compreensão do fenômeno. Com Robert Serber, Oppenheimer publicou em 1938 uma comunicação com uma correção aos cálculos de Landau [20]. No mesmo ano, com G.M. Volkoff, ele expandiu esses cálculos, encontrando as condições para a estabilidade de estrelas de nêutron [21]. Com Hartland Snyder, ele concluiu que estrelas supermassivas, com massas superiores as da estrelas de nêutron, se contrairiam indefinidamente e em tempo finito até um ponto, prevendo a existência de *objetos completamente colapsados pela gravidade* [22].

2.3 A Hipótese do Equilíbrio

No primeiro terço do século XX, a *mecânica quântica* (MQ) — a teoria que descreve o mundo das partículas subatômicas — estava se desenvolvendo muito mais rápida e com mais credibilidade do que a relatividade geral. Apesar de muito mais contraintuitiva, a teoria quântica era bem mais fácil de se verificar do que a RG, cujos testes eram escassos e impraticáveis com a tecnologia da época. Sem evidências observacionais e argumentando que as forças nucleares contrabalanceariam a força gravitacional, concluiu-se que as estrelas permaneceriam em equilíbrio hidrodinâmico, nunca colapsando. Este postulado implícito tinha um forte cunho filosófico e fazia sentido dentro da teoria conhecida na época [1].

Entre os anos de 1916 e 1930, havia bons motivos para acreditar que corpos colapsados não existiam. Além da falta de evidências observacionais, também havia muitas incertezas teóricas sobre a hipótese do colapso gravitacional. Como vimos, o Raio de Schwarzschild era uma barreira intransponível e a possibilidade que reações nucleares mantivessem a estrela em equilíbrio, de forma a evitar o colapso, era plausível. Além disso, a própria relatividade geral estava em sua infância e sua validade ainda era questionada. A RG era matematicamente desafiadora e a sua comprovação observacional ainda era rasa [23].

Porém, mesmo após os mal-entendidos da teoria se dissolverem e a possibilidade do colapso gravitacional se tornar teoreticamente relevante, ainda houve uma forte resistência à ideia. Isso porque ela desafiava não apenas as observações da época, mas também a filosofia da ciência do começo do Século XX. Em particular, as visões empiristas da época são relevantes para a negação da existência de objetos colapsados. O empirismo consiste na visão que o conhecimento é produzido apenas pela experiência sensorial de um fenômeno. Com esta visão, uma região colapsada que se fecha para medidas externas parecia ser um absurdo.

O renomado astrofísico inglês Arthur S. Eddington foi uma das poucas pessoas no primeiro quarto do século XX que realmente entendiam a teoria de Einstein e suas consequências. Responsável pelas expedições no final da década de 1910 para observar o eclipse que comprovou as previsões de Einstein para a deflexão da luz pelo campo gravitacional do Sol, Eddington foi um grande entusiasta da nova teoria da relatividade geral. Ele, porém, era descrente da possibilidade de colapso gravitacional. Sobre o tema, ele comentou em 1926 que "É bem interessante observar o que a teoria da gravitação de Einstein diz sobre esse ponto. De acordo com ela, uma estrela de 250 milhões de quilômetros de raio não poderia ter uma densidade como a do sol. Primeiro porque a força gravitacional seria tão grande que a luz seria incapaz de escapar dela, os raios cairiam de volta assim como uma pedra cai na Terra. (...) a massa produziria tanta curvatura que o espaço-tempo se fecharia ao redor da estrela, nos deixando do lado de fora (isto é, em lugar nenhum)". [24, p. 6] Como a nota entre parênteses indica, ele considerava esta hipótese ilógica. Eddington acreditava que, "ao considerar um mundo cuja existência se dá à parte de medições e do que fazemos com elas, eu estava ultrapassando os limites do que chamamos de realidade física. Eu não vou desviar da visão de que uma ideia que pela sua própria natureza não pode ser medida não tem o direito a uma existência física" [25, p. 152]. Eddington foi particularmente assertivo contra Chandrasekhar [26] e sua proposta de que

havia um limite máximo para a massa de anãs brancas. Ele chamou atenção para o fato de que isso significava que estrelas supermassivas colapsariam sobre seu próprio peso e proferiu que "deve haver algo na natureza que previna isso de acontecer!" [27, p. 160]

Albert Einstein também repreendia a ideia, porém argumentando contra a ideia da existência de singularidades no espaço-tempo. Num artigo com o físico Natan Rosen publicado em 1935, ele justifica sua descrença dizendo que singularidades são tão arbitrárias que anulariam as leis da física [28, p. 73]. Einstein publicou um artigo poucos meses após a publicação de Oppenheimer e Snyder com a conclusão oposta: o colapso gravitacional – e portanto o aparecimento de singularidades na solução de Schwarzschild – era impossível [29]. Seu erro foi considerar apenas órbitas circulares de partículas ao redor do objeto e ignorar trajetórias instáveis e radiais.

Em face ao surgimento de evidências teóricas apontando para a ocorrência do colapso gravitacional, a comunidade astrofísica da época tentou responder à pergunta de como evitar o colapso gravitacional, ao invés de por que ele acontece. Essa resistência das autoridades na área se justifica pela filosofia predominante na época, em especial na Europa, o centro científico e de pensadores até então. Para entendermos a transição para a próxima fase, vamos apontar as mudanças filosóficas, sociais e políticas que se seguiram.

3 Fase II: Plausibilidade

3.1 A Transição

Na década de 1930, além das primeiras evidências teóricas indicando que o colapso gravitacional de estrelas superdensas era plausível, surgiu também um questionamento filosófico sobre o que é ciência. Em 1934, o filósofo Karl Popper publicou, originalmente em alemão, *A Lógica da Descoberta Científica*, um contraponto à visão filosófica da época. Esta obra ficou famosa por descrever o método científico que posteriormente se tornou padrão na ciência ocidental. Popper introduziu o conceito de falseabilidade, afirmando que uma ciência empírica não pode nunca ser demonstrada, apenas testada. A verificação se dá através de observação e experimentos e, de acordo com Popper, uma teoria científica deve ser falseável, ou seja, deve apresentar meios para que seja testada. O popperianismo, como ficou conhecido, não teve reconhecimento imediato, ganhando força apenas na década de 1950.[4] Porém, ele é um indício que a filosofia do primeiro quarto do século estava sendo ativamente questionada durante os anos 1930.

Outro fator relevante para entender essa transição entre a negação e a plausibilidade do conceito de buracos negros é de cunho sociológico. Na época, o centro filosófico e científico do mundo era a Europa. Liderados por Eddington, a comunidade astrofísica de Cambridge focou mais em teorias quânticas para tentar entender a estabilidade de estrelas. Enquanto isso, Albert Einstein tinha acabado de se mudar da Alemanha e se estabelecer em Princeton, nos Estados Unidos, iniciando o que no futuro seria uma forte escola em relatividade geral. Ambas as comunidades lidaram com novas descobertas teóricas que apontavam para o colapso gravitacional, mas rejeitaram a ideia. Enquanto isso, a Califórnia, bem afastada do centro científico da época, se estabelecia como uma forte comunidade em cosmologia, com as atividades no Observatório do Monte Wilson e o importante trabalho de Edwin Hubble [31]. Por causa disso, eles foram mais receptivos à relatividade geral e menos influenciados pela filosofia prevalente na Europa. Em particular, um dos maiores críticos das filosofias de Eddington e de Einstein [32, 33], Herbert Dingle, passou um ano na Califórnia, onde teve discussões frequentes com Richard Tolman, que, por sua vez, tinha conversas frutíferas com Oppenheimer.

Sobre a Contração Gravitacional Continuada, o artigo de Oppenheimer e Snyder, foi publicado na edição de primeiro de setembro de 1939 na revista *Physical Review*. Tragicamente, neste dia o exército nazista de Adolf Hitler invadiu a Polônia, dando início à Segunda Guerra Mundial. A guerra mudou permanentemente o cenário científico mundial. Entre 1939 e 1945, basicamente todas as pesquisas na física de largas escalas, isto é, astrofísica, astronomia, cosmologia e gravitação, cessaram. A atenção se voltou para áreas cujas aplicações eram mais imediatas, como física nuclear. Oppenheimer foi recrutado como chefe do projeto Manhattan, responsável pela bomba atômica americana. Ele nunca mais voltou a trabalhar em astrofísica [34].

[4] Em 1959, o livro ganhou uma versão em inglês [30].

3.2 O Renascimento da Relatividade Geral

O desenvolvimento de tecnologias nucleares foi corrompido num cenário de guerra e os bombardeios de Hiroshima e Nagasaki se tornaram uns dos ataques mais aterrorizantes da história mundial. O investimento militar americano em pesquisas físicas teve uma contribuição decisiva para a vitória dos aliados e o perigo iminente de uma guerra nuclear justificou a continuidade do financiamento destinado para a ciência nos Estados Unidos. Após o fim da guerra, a primeira contribuição significativa no estudo do Universo foi a formulação da hipótese da nucleossíntese dos elementos por Fred Hoyle em 1946 [35] e Ralph Alpher e George Gamow em 1948 [36]. Em 1939, o mecanismo de fusão nuclear foi desvendado [37] e só então foi possível compreender melhor o que se passava no interior das estrelas. Elas produzem energia através de processos de fusão. Hoyle sugeriu que os elementos mais pesados, como ouro e ferro, foram formados por este processo no interior de estrelas. Alpher e Gamow argumentaram que os elementos mais leves, como o hidrogênio e o hélio, foram formados nos primórdios do universo, no que chamamos hoje de sopa primordial. Esse foi o ponto de partida da Teoria do Big Bang e do Modelo Padrão da Cosmologia, uma das primeiras teorias a se basear em relatividade geral, que permanecia pouco valorizada. Mas isso mudou em meados da década de 1950, quando a injeção de dinheiro, o aumento do número de pesquisadores pós-doutorandos e a tentativa explícita de criar uma forte comunidade científica causaram uma nova onda de interesse pela relatividade geral [38].

O renascimento da relatividade geral inicialmente se refletiu no estudo aprofundado das soluções de *Massenpunktes*, que descrevem buracos negros. Entre 1958 e 1960, extensões analíticas da solução de Schwarzschild foram desvendadas por D. Finkelstein [39], C. Fronsdal [40], M.D. Kruskal [41] e Gy. Szekeres [42], expondo a complexidade topológica desta solução. Também iniciou-se uma discussão sobre o significado de uma singularidade no espaço-tempo [43]. Essa ideia já não era mais considerada tão absurda. Apesar do interesse dos relativistas no tema, os astrofísicos, por sua vez, demoraram um pouco mais para aceitar a ideia do colapso gravitacional.

O físico John Archibald Wheeler foi um dos pioneiros na pesquisa da fissão nuclear, com seu trabalho em coautoria com Niels Bohr em 1939 [44]. Em Princeton, no final da década de 1950, o interesse de Wheeler pela relatividade geral começou a crescer, mas ele ainda se questionava sobre o colapso gravitacional. Em 1958, na Conferência de Solvay daquele ano, Wheeler confrontou os resultados de Oppenheimer, afirmando que ainda poderiam existir mecanismos escondidos no interior das estrelas que preveniriam o colapso de corpos supermassivos [45]. Oppenheimer não se impressionou e argumentou que seria muito mais simples se Wheeler admitisse a possibilidade, ao invés de se apoiar em uma física desconhecida.

Com os resultados teóricos de seus colegas de Princeton, Finklestein e Kruskal, e com avanços tecnológicos de simulações computacionais, Wheeler gradualmente mudou seu posicionamento com relação ao colapso gravitacional, formando uma melhor imagem mental do fenômeno.[5] Mas o que sedimentou sua aceitação da existência dos objetos completamente gravitacionalmente colapsados foram as descobertas dos *pulsares* e a observação dos *quasares* na década de 1960. Gradualmente, Wheeler se tornou um dos maiores entusiastas sobre buracos negros, se não o maior. Ele ativamente instigou vários de seus alunos a pesquisarem sobre o assunto. Um deles, Kip Thorne, veio a se tornar um dos ganhadores do Nobel de Física décadas depois, em 2017, por sua contribuição na detecção das ondas gravitacionais geradas por um sistema binário de buracos negros.

3.3 As Primeiras Evidências Observacionais

Com a predição teórica de Oppenheimer no final dos anos 1930 e o crescimento da relatividade geral na década de 1950, a hipótese que objetos gravitacionalmente completamente colapsados existem se fortaleceu, mas ainda havia algumas lacunas que causavam dúvida. O modelo de colapso de Oppenheimer foi acusado de ser muito idealizado por considerar uma estrela com perfeita simetria esférica e, como Wheeler bem apontou em sua palestra na Conferência de Solvey, o interior das estrelas ainda poderia esconder mecanismos físicos ainda desconhecidos que con-

[5] A mudança de postura do Wheeler com respeito ao colapso gravitacional é parte do trabalho em andamento de Stefano Furlan, com quem tive o prazer de discutir o tema.

trabalancearíam as forças gravitacionais. Mas a descoberta e estudos de objetos superdensos no início da década de 1960, a possível existência de estrelas colapsadas se tornou uma curiosidade difícil de ignorar.

Batizados de faróis do Universo, pulsares são estrelas de nêutrons em rotação que emitem pulsos eletromagnéticos a um intervalo de tempo constante. Já os quasares são fontes extragalácticas de rádio quase-estelares, isto é, que se parecem com a de estrelas, mas que indicam uma densidade bem maior. Essas detecções são os primeiros indícios observacionais de que buracos negros existem, provando que há objetos bem mais densos do que anãs brancas.

Foi também no início da década de 1960 que o físico e filósofo Tomas Khun publicou sua obra *Estrutura das Revoluções Científicas* [46], sugerindo que tais revoluções acontecem através de mudanças de paradigmas na ciência, num ciclo recorrente que se inicia com observações anômalas, seguido da crise do modelo que acarreta numa mudança de paradigma, há então o aceite da nova proposta até que haja uma nova observação anômala, reiniciando o ciclo. É interessante observar a correlação entre as mudanças de posturas filosóficas e a evolução das pesquisas sobre objetos colapsados. Se antes a filosofia de Popper nasce no mesmo contexto em que surgem as primeiras evidências teóricas, a filosofia de Khun acontece em paralelo ao surgimento das primeiras evidências observacionais.

Surgiu então a pergunta: o que são esses objetos colapsados? Até então, eles não eram realmente bem entendidos.

Até o começo dos anos 1960, a descrição dos objetos completamente colapsados pela gravidade era derivada das soluções de *Massenpunktes* e a década de 1960 foi decisiva para o aperfeiçoamento e entendimento deste conceito. Como vimos, as soluções conhecidas eram as de Schwarzschild e Reissner-Nordstöm, para objetos massivos com e sem carga, respectivamente. Em 1963, o matemático neozelandês Roy Kerr descobriu a solução para uma *Massenpunktes* em rotação [47]. Esta ficou conhecida como *Solução de Kerr*. No caso do objeto massivo ter rotação e carga, ele é descrito pela *Solução de Kerr-Newman* [48, 49]. Surgiu então a conjectura de que tais objetos seriam completamente descritos por três componentes clássicas: massa, carga e momento angular. John Wheeler batizou esta conjectura como o *Teorema No-hair*, argumentando que um buraco negro não tem cabelo, ou seja, não possui outras características que os distinguem [50].

Ainda nesta década, alguns outros mistérios foram desvendados, como a questão do colapso gravitacional em casos em que há desvio de simetria esférica [51, 52] e sobre a ocorrência de singularidades após o colapso [51, 53], resultados que renderam o Nobel de Física a Roger Penrose décadas depois, em 2020. Em 1967, tais objetos foram batizados com o familiar nome que os conhecemos atualmente, quando Wheeler adotou a recomendação de um membro da plateia em uma de suas palestras e começou a usar o termo "buracos negros" para se referir aos objetos completamente gravitacionalmente colapsados. A membrana que delimita o buraco negro recebeu o nome de *horizonte de eventos* [54]. Os físicos soviéticos Yakov B. Zel'dovich e Igor Novikov foram instrumentais para a descoberta de novas peças-chave da teoria, como a formação de discos de acreção ao redor dos buracos negros [55] e outros mecanismos de formação de origem cosmológica [56], isto é, que não pelo colapso gravitacional de estrelas. Os buracos negros de origem cosmológica formados nos primórdios do universo são chamados de *buracos negros primordiais*.

Dentre as várias descobertas sobre a física de buracos negros, uma em especial levou as pesquisas sobre o tema para um novo patamar. Em 1969, Roger Penrose propôs um mecanismo de extração de energia de um buraco negro em rotação que ficou conhecido como o *Processo de Penrose* e que foi um passo necessário para a formulação da termodinâmica dos buracos negros na década seguinte. [57]

4 Fase III: Aceitação

4.1 Popularizando o Conceito

Buracos negros são objetos superdensos caracterizados pela sua massa, carga e momento angular, que apresentam um forte campo gravitacional e é delimitado por um horizonte de eventos que permite a entrada, mas não a saída de matéria. Com o conceito sedimentado e a crescente confiança de que alguns quasares são, de fato, buracos negros, a pesquisa sobre o assunto mudou de foco. Na primeira fase, o objetivo era encontrar

mecanismos que poderiam evitar o colapso gravitacional. Na segunda fase, a pergunta passou a ser o que são esses objetos e quais são suas propriedades. Nessa terceira fase, a questão principal era como podemos verificar que eles existem.

O contexto em que este questionamento acontece é simbólico. A Guerra Fria foi uma constante ameaça de guerra nuclear e empurrou uma disputa tecnológica sem precedentes entre os Estados Unidos e a União Soviética. Isto fica bem representado pela corrida espacial que se deu entre as duas potências, numa tentativa de explorar o espaço. A União Soviética foi responsável pela primeira viagem espacial tripulada por um ser humano em 1961, quando o cosmonauta Yuri Gagarin entrou em órbita ao redor da Terra a bordo da espaçonave Vostok 1. Em contrapartida, os Estados Unidos foram os primeiros a enviarem humanos para a Lua em 1969 com a Apollo 11. Neil Armstrong and Buzz Aldrin se tornaram as primeiras pessoas a pisarem em solo lunar. Com o interesse voltado para o céu, especulações sobre o espaço se intensificaram. Existe vida fora da Terra? Podemos explorar a energia das estrelas de forma mais eficiente? Para responder a essas perguntas, Freeman Dyson idealizou em 1960 uma construção para a extração de energia das estrelas [58], conhecida como *Esfera de Dyson*. Anos depois, Penrose fez uma sugestão similar para buracos negros.

Em 1969, Penrose apresentou uma palestra no congresso inaugural da Sociedade Europeia de Física, em Florença, Itália, em que ele fez uma revisão detalhada sobre o colapso gravitacional. Além de expor os principais resultados obtidos até então, Penrose também propôs um mecanismo para extrair energia rotacional de um buraco negro [59]. Da forma como ele idealizou inicialmente, o procedimento envolveria uma civilização avançada e uma estrutura refinada ao redor do buraco negro, similar à esfera de Dyson. Posteriormente, ele encontrou uma explicação mais simples usando balística para o processo, que hoje leva seu nome. Da forma como Penrose o idealizou, o mecanismo para extração dessa energia era complicado e nada prático, mas ele esperava que essa ideia pudesse ser desenvolvida e usada como um subterfúgio para encontrar um buraco negro no espaço.

Em 1971, Remo Ruffini e John Wheeler seguiram o exemplo de Penrose e fizeram uma revisão do conceito porém desta vez para uma audiência mais ampla. O artigo *Introdução aos Buracos Negros* foi publicado na revista popular *Physics Today* e é o primeiro escrito por físicos que carrega o termo buraco negro em seu título. Depois dessa publicação, esse nome se tornou popular e os buracos negros permearam o imaginário das pessoas.

4.2 A Termodinâmica dos Buracos Negros

O processo de Penrose consiste na aceleração de uma partícula em fuga da vizinhança de um buraco negro devido a rotação deste, retardando-o no processo. Em outras palavras, tal partícula "rouba" energia rotacional do buraco negro de Kerr para fugir para o infinito. Essa ideia gerou um avanço teórico interessante, que levou a paradoxos ainda hoje não resolvidos.

Em Princeton, por influência de seu orientador, os alunos de Wheeler estavam preocupados com as conhecidas leis de conservação na vizinhança dos buracos negros. Se uma estrela que colapsou e se tornou um buraco negro passa a ser descrita por apenas três medidas, massa, carga e momento angular, o que acontece com as outras medidas que caracterizavam a estrela, como número de bárions e entropia? Wheeler apresentou a questão para seu grupo de pesquisa em 1969 [60], na esperança de conectar buracos negros à termodinâmica. Essa conexão veio com a formulação do Processo de Penrose. Baseando-se neste, o físico grego Demetrios Christodoulou propôs que uma componente da massa do buraco negro seria irredutível [61]. Isso influenciou seu colega, Jacob Bekenstein, a sugerir que buracos negros seriam entidades com propriedades termodinâmicas, com uma entropia bem definida proporcional a essa massa irredutível [62].

Tal similaridade apontada por Bekenstein foi bem recebida pela comunidade científica da época e quatro leis da mecânica dos buracos negros foram formuladas em comparação às três leis da termodinâmica, mais a lei zero [63]. Mas a ideia de Bekenstein de que esta seria mais do que uma analogia e que buracos negros teriam de fato propriedades termodinâmicas foi duramente criticada. Um dos motivos dessa rejeição é que, se buracos negros tivessem realmente uma entropia bem definida, como afirmava Bekenstein, eles deveriam ter também uma temperatura bem definida, o que significa que eles deveriam irradiar.

Isso contradizia o fato de que nada pode escapar de um buraco negro. Um dos maiores críticos da ideia de Bekenstein foi Stephen Hawking, que já era reconhecido na época por seus trabalhos sobre singularidades no espaço-tempo.

Enquanto essa discussão acontecia no ocidente, os físicos soviéticos estavam olhando para o processo de Penrose de um ponto de vista diferenciado. Ao invés de partículas roubando energia e fugindo para o infinito, o Academicista[6] Yakob Zel'dovich usou a descrição ondulatória de partículas da teoria quântica e concluiu que o mecanismo de Penrose se tratava de amplificação de ondas [64]. Ele sugeriu que buracos negros em rotação deveriam, dessa forma, irradiar. Em 1973, Alexei Starobinsky, então pós-doutorando de Zel'dovich, apresentou este resultado a Hawking, que estava visitando Moscou pela primeira vez. Descrente, Hawking seguiu a sugestão dos colegas soviéticos e usou a teoria quântica de campos para analisar o problema da criação de partículas na vizinhança de buracos negros. Para surpresa de Hawking, ele descobriu que não apenas os de Kerr, mas todos os buracos negros irradiam. Mais ainda, os buracos negros eventualmente evaporam [65]. Hawking não ficou feliz ao perceber seu erro de julgamento, se declarando desapontado com os resultados. Mas, diante das evidências, admitiu que Bekenstein estava certo, afinal.

A radiação de Hawking acontece por causa da flutuação quântica do vácuo próximo ao horizonte de eventos do buraco negro. Hawking calculou o número de partículas que eram criadas e emitidas para o infinito nessa região e percebeu que era maior do que o número de partículas absorvidas pelo buraco negro. Esse descompasso é chamado de *radiação de Hawking* e ela determina a temperatura do buraco negro, a mesma esperada para um corpo negro.[7] Esse resultado era a evidência que faltava para a teoria da termodinâmica dos buracos negros ser amplamente aceita, perdendo o caráter de analogia. O uso de sistemas análogos para estudar um fenômeno físico é uma prática comum, mas apresenta limitações sobre o tipo de informações que podemos aprender com tal analogia. E então, ao identificar os buracos negros como corpos negros, o problema de ter que transferir o conhecimento de uma área da física para o outra foi resolvido.

[6]Do inglês *Academicist*, o maior ranking da Academia de Ciências Soviética.

[7]Um corpo negro é um objeto ideal que absorve toda a radiação eletromagnética incidente em sua superfície.

4.3 O Paradoxo da Informação

O trabalho de Bekenstein sobre a termodinâmica dos buracos negros foi revolucionário de mais de uma forma [66]. Até então, a intuição sobre entropia era intrinsecamente conectada ao calor, interpretado como grau de agitação de partículas. Bekenstein, no entanto, usou teoria da informação para explicar este conceito, uma teoria que até aquele momento tinha aplicação latente. Em 1950, L. Brillouin sugeriu uma conexão entre teoria da informação e termodinâmica, argumentando de forma estatística que o aumento da entropia está relacionado à diminuição da informação de um sistema [67]. Como ilustração, considere um gás sendo aquecido. A medida que a entropia do gás cresce, o movimento das partículas se torna mais caótico e menos informação temos sobre a disposição das moléculas. Brillouin define, então, entropia como o inverso de informação. Em outras palavras, informação é equivalente à *negentropia*, a entropia negativa.

Depois que Christodoulou indicou que há uma massa irredutível que cresce à medida que o buraco negro agrega mais matéria, Bekenstein sugeriu que tal estaria associada à perda de informação sobre o interior do buraco negro, por ser uma região a qual não temos acesso. Usando a definição de Brillouin, Bekenstein conclui que a massa irredutível é proporcional à entropia do buraco negro. Essa associação acabou impulsionando não apenas a física dos buracos negros, mas também um novo ramo de pesquisa, chamado teoria quântica da informação.

Nos anos de 1990, o físico americano Leonard Susskind apontou um paradoxo derivado da afirmação de Hawking de que buracos negros evaporam. Se não temos acesso ao interior do buraco negro (nada nunca escapa dele) e se ele eventualmente evapora e some, o que acontece com a informação que estava em seu interior? Um dos princípios básicos da física é a de que a informação não se perde, ela se transforma. A evaporação do buraco negro parece não obedecer a essa regra. Este paradoxo continua em aberto.

5 Fase IV: A Busca

A investigação dos quasares, como vimos, teve um pico na década de 1960. A primeira sugestão de que estes objetos quase-estelares fossem regiões colapsadas foi feita em 1964 [68], sendo o microquasar Cygnus X-1 o primeiro candidato a ser um buraco negro. Porém essa afirmação ainda era incerta. Quasares se encaixavam na descrição de buracos negros, mas não era possível descartar outras possibilidades. Em 1970, Stephen Hawking e Kip Thorne fizeram uma aposta amistosa e jocosa sobre essa identificação, apostando anos de assinatura de revistas sensacionalistas não relacionadas à ciência. Se Cygnus X-1 fosse de fato um buraco negro, Thorne venceria. A aposta foi considerada encerrada apenas em meados de 1990, quando os astrônomos assumiram que a probabilidade dele ser um buraco negro era muito alta. Hawking não se entristeceu ao assumir a derrota.

Quando Penrose apresentou o mecanismo de extração de energia de um buraco negro em rotação, ele também fez um apelo à comunidade astronômica: procurar um buraco negro no espaço. Apesar dos quasares serem bons candidatos, era preciso uma detecção precisa para sedimentar a teoria. Em 1970, Bruce Partridge e Remo Ruffini propuseram que um sistema binário de buracos negros produziria ondas gravitacionais distintas [69]. Foi apenas em 2015 que a equipe do LIGO conseguiu medir tais ondas, detectando assim de forma mais direta não um, mas dois buracos negros. Em 2019, depois de mais de 20 anos de pesquisa, o time do Telescópio *Event Horizon* produziu uma imagem de um buraco negro, mesclando dados astronômicos com técnicas avançadas de *machine learning* para capturar o arco de luz distorcida ao redor de um buraco negro (Figura 2).

Em retrospecto, essas detecções estão entre as maiores conquistas científicas da última década, mostrando mais uma vez a importância e a beleza da teoria e do estudo dos buracos negros.



Figura 2: Imagem do buraco negro no centro da galáxia Messier 87 (M87), uma galáxia elíptica a aproximadamente 55 milhões de anos-luz da Terra. Esse buraco negro possui uma massa cerca de 6,5 bilhões de vezes maior que a do nosso Sol. Crédito: Event Horizon Telescope Collaboration.

6 Conclusão

O conceito de buracos negros como o conhecemos hoje é uma construção teórica de mais de cem anos de pesquisa e observação, marcada por importantes questionamentos e revoluções que acompanharam a evolução científica do Século XX. Porém ideias similares foram consideradas e descartadas no Século XVIII e foram reconsideradas apenas após a formulação da relatividade geral.

A primeira reação à ideia foi descrença. A falta de evidências teóricas, observacionais e a falta de confiança na teoria de Einstein tornavam improvável a existência de objetos mais densos do que anãs brancas. A existência de buracos negros, apesar de contraintuitiva, se tornou plausível a partir de resultados teóricos obtidos na década de 1930, porém a comunidade científica só se convenceu dessa possibilidade depois do fim da Segunda Guerra Mundial, mais precisamente na década de 1960. A aceitação de que buracos negros existem de fato só veio após a década de 1970, enquanto a busca por um buraco negro no espaço se resolveu em definitivo apenas em 2015.

A nomenclatura acompanhou essa evolução teórica. No século XVIII, eles foram chamados de estrelas negras. Como solução das Equações de Einstein, eles eram chamados de *Massenpunktes*, ou massas pontuais. Em 1930, o termo colapso foi introduzido e esses objetos se tornaram estrelas colapsadas. Com maior entendimento sobre esses objetos, eles ganharam mais adjetivos e se tornaram objetos completamente gravitacionalmente colapsados. Os russos se referiam a eles por um breve período como estrelas congeladas. Até se tornarem buracos negros no final da década de 1960.

A descoberta dos buracos negros é uma história de sucesso para a ciência. Ela nos mostra o quão demorado o aprendizado pode ser, já que é preciso bastante cuidado ao fazer afirmações ex-

traordinárias e também para verificá-las. As ferramentas fundamentais para entender e aceitar a existência de buracos negros no espaço foram desenvolvidas há pouco mais de cem anos, com o surgimento da relatividade geral, da mecânica quântica e o avanço tecnológico sem precedentes dos últimos 70 anos. A ciência do Século XX nos possibilitou entender um dos objetos mais misteriosos do nosso universo e obter uma das imagens mais intrigantes deste novo milênio, a foto de um buraco negro.

Este artigo resume mais de cem anos de história e, por isso, não se propõe a ser um relato definitivo, mas sim uma prévia dos futuros trabalhos da autora no tema.

Sobre a autora

C.R. Almeida (cralmeida00@gmail.com) é Pesquisadora Internacional no Instituto para Estudos Avançados em Ciências Humanas, situado na cidade de Essen, Alemanha. Possui uma formação interdisciplinar, com mestrado em matemática, doutorado em física e treinamento pós-doutorado em história da ciência. Atualmente, está pesquisando sobre a história da descoberta teórica dos buracos negros.

Referências

[1] C. R. Almeida, *Stellar Equilibrium vs. Gravitational Collapse*, European Physical Journal H **45**, 25 (2020).

[2] C. R. Almeida, *A Pré-história dos Buracos Negros*, Revista Brasileira de Ensino de Física **42** (2020), epub 17-Ago-2020.

[3] J. Michell, *On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose*, Letter to Henry Cavendish, Esq. F.R.S. and A.S. Philos. Trans. Royal Society **LXXIV**, 35 (1783).

[4] P.-S. Laplace, *Exposition du Systême du Monde* (De l'Imprimerie du Cercle-Social, 1796).

[5] T. Young, *On the Theory of Light and Colours*, The Bakerian Lecture. Phil. Trans. R. Soc. **92**, 12 (1802).

[6] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, phy.-math. Klasse **42**, 189 (1916).

[7] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld einer Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit nach der Eisnteinschen Theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, phy.-math. Klasse **24**, 424 (1916).

[8] H. Reissner, *Über die Eigengravitation des Elektrischen Feldes nach der Einsteinschen Theorie*, Annalen der Physik **355**, 106 (1916).

[9] H. Weyl, *Zur Gravitationstheorie*, Annalen der Physik **359**, 117 (1917).

[10] G. Nordström, *On the Energy of the Gravitation Field in Einstein's Theory*, Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, Proceedings Series B Physical Sciences **20**, 1238 (1918).

[11] G. B. Jeffery, *The Field of an Electron on Einstein's Theory of Gravitation*, Proceedings of the Royal Society of London Series A **99**, 123 (1921).

[12] G. D. Birkhoff, *Relativity and Modern Physics* (Harvard University Press, 1923).

[13] G. Lemaître, *The Expanding Universe*, General Relativity and Gravitation **9** (5), 641 (1997), translated by M.A.H. MacCallum.

[14] A. S. Eddington, *Space Time and Gravitation* (Cambridge University Press, 1920).

[15] A. S. Eddington, *On the Relation Between the Masses and Luminosities of Stars*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **84**, 308 (1924).

[16] L. Bonolis, *Stellar Structure and Compact Objects Before 1940 : Towards Relativistic Astrophysics*, European Physical Journal H **42**, 311 (2017).

[17] S. Chandrasekhar, *The Highly Collapsed Configurations of Stellar Mass*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **91**, 456 (1931).

[18] L. Landau, *On the Theory of Stars*, Physikalische Zeitschrift Sowjetunion **1**, 285 (1932).

[19] R. C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology* (Dover Publications, 1934).

[20] J. R. Oppenheimer e R. Serber, *On the Stability of Stellar Neutron Cores*, Physical Review **54**, 540 (1938).

[21] J. R. Oppenheimer e G. Volkoff, *On Massive Neutron Cores*, Physical Review **55**, 374 (1939).

[22] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On Continued Gravitational Contraction*, Physical Review **56**, 455 (1939).

[23] J. Eisenstaedt, *Histoire et Singularités de la Solution de Schwarzschild (1915-1923)*, Archive for History of Exact Science **27**, 157 (1982).

[24] A. S. Eddington, *On the Internal Constitution of the Stars* (Cambridge University Press, 1926).

[25] A. S. Eddington, *The Nature of the Physical World* (Cambridge University Press, 1927).

[26] A. S. Eddington, *Relativistic Degeneracy*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **95**, 194 (1935).

[27] K. Thorne, *Black Holes & Time Warps: Einstein's outrageous legacy* (W.W. Norton & Company, 1994).

[28] A. Einstein e N. Rosen, *The Particle Problem in the General Theory of Relativity*, Physical Review **48**, 73 (1935).

[29] A. Einstein, *On a Stationary System with Spherical Symmetry Consisting of Many Gravitating Masses*, Annals of Mathematics **40** (4), 922 (1939).

[30] K. Popper, *The Logic of Scientific Discovery* (Hutchinson & Co., 1959).

[31] E. Hubble, *A Relation Between Distance and Radial Velocity Among Extra-Galactic Nebulae*, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **15**, 168 (1929).

[32] H. Dingle, *Modern Aristotelianism*, Nature 784–786 (1937).

[33] H. Dingle, *Through Science to Philosophy* (The Clarendon Press, 1937).

[34] K. Hufbauer, *J. Robert Oppenheimer's Path to Black Holes*, in *Reappreaising Oppenheimer: Centenial Studies and Reflections* (Office Papers in History of Science, Vol.21, 2005), 31–47.

[35] F. Hoyle, *The Synthesis of the Elements from Hydrogen*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **106**, 343 (1946).

[36] R. A. Alpher, H. Bethe e G. Gamow, *The Origin of Chemical Elements*, Physical Review **73**, 803 (1948).

[37] H. Bethe, *Energy Production in Stars*, Physical Review **55**, 434 (1939).

[38] A. S. Blum, R. Lalli e J. Renn, *The Renaissance of General Relativity : Hhow and Why it Happened*, Ann. Phys. **528** (5), 344 (2016).

[39] D. Finklestein, *Past-future Assymetry of the Gravitational Field of a Point Particle*, Physical Review **110**, 965 (1958).

[40] C. Fronsdal, *Completion and Embedding of the Schwarzschild Solution*, Physical Review **116**, 778 (1959).

[41] M. D. Kruskal, *Maximal Extension of Schwarzschild Metric*, Physical Review **119**, 1743 (1960).

[42] G. Szekeres, *On the Singularities of a Riemannian Manifold*, Publicationes Mathematicae Debrecen **7**, 285 (1960), reprinted on General Relativity and Gravitation, Vol. 34, No. 11, 2002.

[43] J. Earman, *The Penrose-Hawking Singularity Theorems: History and Implications* (1999), 235–267.

[44] N. Bohr e J. A. Wheeler, *The Mechanism of Nuclear Fission*, Physical Review **56**, 426 (1939).

[45] J. Adams, B. Harrison, L. Klauder, R. Mjolsness, M. Wakano, J. Wheeler e R. Willey, *Some Implications of General Relativity for the Structure and Evolution of the Universe*, in *Solvay Conference 1958* (R. Stoops, 1958), 97–148.

[46] T. Kuhn, *The Structure of Scientific Revolutions* (The Chicago University Press, 1962).

[47] R. Kerr, *Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics*, Physical Reviews Letters **11** (5), 237 (1963).

[48] E. Newman e A. Janis, *Note on Kerr Spinning-Particle Metric*, Journal of Mathematical Physics **6** (915), 915 (1965).

[49] E. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakash e R. Torrence, *Metric of a Rotating, Charged Mass*, Journal of Mathematical Physics **6** (915), 915 (1965).

[50] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation*, Gravitation (W. H. Freeman, 1973).

[51] R. Penrose, *Gravitational Collapse and Space-Time Singularities*, Physical Review Letters **14** (3), 57 (1965).

[52] W. Israel, *Gravitational Collapse and Causality*, Physical Review **153** (5), 1388 (1967).

[53] S. Hawking e R. Penrose, *The Singularities of Gravitational Collapse and Cosmology*, Proc. Roy. Soc. Lond. A (314), 529 (1970).

[54] W. Israel, *Event Horizons in Static Vacuum Space-Times*, Physical Review **164** (5), 1776 (1967).

[55] Y. B. Zel'dovich, *The Fate of a Star and the Evolution of Gravitational Energy upon Accretion*, Soviet Physics ; Doklady **9** (3), 195 (1964).

[56] Y. B. Zel'dovich e I. D. Novikov, *The Hypothesis of Cores Retarded During Expansion and the Hot Cosmological Model*, Soviet Astronomy – AJ **10** (4), 602 (1967).

[57] C. R. Almeida, *The Thermodynamic of Black Holes: from Penrose Process to Hawking Radiation* In Progress.

[58] F. J. Dyson, *Search for Artificial Stellar Sources of Infrared Radiation*, Science **131** (3414), 1667 (1960).

[59] R. Penrose, *Gravitational Collapse: the role of general relativity*, Rivista del Nuovo Cimento **1**, 252 (1969).

[60] J. A. Wheeler, *Relativity Notebook #16* (1969).

[61] D. Christodoulou, *Reversible and Irreversible Transformations in Black Hole Physics*, Physical Review Letters **25** (22), 1596 (1970).

[62] J. Bekenstein, *Black Holes and the Second Law*, Lett. Nuovo Cimento **4**, 737 (1972).

[63] J. Bardeen, B. Carter e S. Hawking, *The Four Laws of Black Hole Mechanics*, Commun. Math. Phys. **31**, 161.

[64] Y. Zel'dovich, *Generation of Waves by a Rotating Body*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **14**, 180 (1971).

[65] S. Hawking, *Particle Creation by Black Holes*, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975).

[66] I. Belfer, *Informing Physics: Jacob Bekenstein and the Informational Turn in Theoretical Physics*, Phys. Perspect **16**, 69 (2014).

[67] L. Brillouin, *Thermodynamics and Information Theory*, American Scientist **38** (4), 594 (1950).

[68] J. L. Greenstein e M. Schmidt, *The Quasi-estellar Radio Sources 3C 48 and 3C 273*, The Astrophysical Journal **140** (1), 1 (1964).

[69] B. Partridge e R. Ruffini, *Gravitational Waves and a Search for Associated Microwave Electromagnetic Radiation*, Award for Essays on Gravitation 1–11 (1970).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Big bang & energia escura: problemas atuais da cosmologia

Winfried Zimdahl

Universidade Federal do Espírito Santo

Resumo

Os dados observacionais atuais indicam que aproximadamente 95% do substrato cosmológico é invisível e só se manifesta através de sua ação gravitacional. A conclusão mais aceita, baseada na teoria da relatividade geral de Einstein, é que estes 95% formam um "setor escuro", de natureza não bariônica. Este setor é normalmente dividido em energia escura e matéria escura. Energia escura é uma componente exótica com uma pressão negativa que domina dinamicamente o Universo atual. Na teoria de Einstein uma pressão efetiva negativa é necessária para entender a expansão acelerada do Universo, detectada em 1998. Matéria escura, por outro lado, é matéria sem pressão, necessária para explicar a origem das estruturas cósmicas. A natureza da matéria escura e da energia escura é objeto de intensos estudos em todo o mundo, tanto do ponto de vista teórico, quanto observacional. Este artigo, baseado numa palestra para alunos do IFES Guarapari no mês de outubro de 2019, visa dar uma introdução geral nos problemas atuais da cosmologia.

Abstract

Current observational data indicate that approximately 95% of the cosmic substratum is invisible and manifests itself only via its gravitational interaction. The prevailing view, based on general relativity, is that these 95% are forming a "dark sector"of nonbaryonic origin. This sector is usually split into dark energy and dark matter. Dark energy is an exotic component with negative pressure that dominates the current Universe dynamics. In Einstein's theory, a negative pressure is necessary to understand the accelerated expansion of the Universe, detected in 1998. Dark matter, on the other hand, is pressureless matter, necessary to explain the origin of cosmic structures. The nature of dark matter and dark energy is a matter of worldwide investigation from both the theoretical and observational viewpoints. This article, based on a lecture for high school students at IFES Guarapari in October 2019, aims to give a general introduction to current problems in cosmology.

Palavras-chave: big bang, energia escura, matéria escura, cosmologia.
Keywords: big bang, dark energy, dark matter, cosmology.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33624

1 Introdução

Cosmólogos olham para o Universo como um sistema físico. No entanto, diferente de outros sistemas físicos, por definição, temos um único Universo.[1] Não tem nada "fora" do Universo. Não podemos isolar este sistema de outros objetos nem o preparar num laboratório.

O conjunto das observações sugere que o Universo de hoje é o resultado da evolução de um estado quente e denso primordial. A dinâmica do Universo em escalas largas é determinada pela gravitação. A teoria padrão da gravitação é a relatividade geral de Albert Einstein (1879 – 1955), de 1915. A gravitação é a mais fraca das quatro interações fundamentais que a física moderna conhece. Estas interações são:

- Interação forte,
- Interação fraca,
- Interação eletromagnética,
- Interação gravitacional.

As interações fortes e fracas são interações microscópicas. A interação forte, com um alcance

[1] Ignoramos aqui ideias especulativas sobre "multiversos", que foram desenvolvidas para abordar certas coincidências cósmicas. Uma revisão crítica deste conceito pode ser encontrado na referência [1].

Licença Creative Commons

menor que 10^{-15} m, é relevante nos núcleos atômicos (quarks, glúons). A interação fraca é responsável pela radioatividade e tem alcance menor que 10^{-17} m. As interações eletromagnéticas e gravitacionais são interações macroscópicas. Elas têm alcance muito grande, até o infinito. No eletromagnetismo temos cargas positivas e negativas, ou seja, temos atração e repulsão. A marcação das cargas com "+" e "−" foi introduzida por Georg Christoph Lichtenberg (1742 – 1792). Sistemas com cargas positivas e negativas podem mostrar neutralidade para fora por causa do efeito de blindagem. O equivalente da carga na gravitação é a massa. Como a massa é sempre positiva, só temos atração e não temos blindagem. Por isso, a gravitação é a interação dominante em distâncias grandes.

2 História

Um passo crucial para o entendimento da gravitação foi a lei de inércia de Galileio Galilei (1564 – 1642). Galilei estudou a queda livre e enfatizou o papel da matemática no estudo da natureza. Virou famosa a frase dele, que o livro da natureza (uma metáfora de Agostinho de Hipona) seja escrito na língua da matemática. Isso pode ser visto numa tradição que começou na Grécia antiga. Pitágoras de Samos (ca.570 a.C. – ca.495 a.C.) já tinha declarado: "tudo é número". Mais recentemente, o ganhador do Prêmio Nobel 1963, Eugene Wigner (1902 – 1995), escreveu: "The miracle of the appropriateness of the language of mathematics for the formulation of the laws of physics is a wonderful gift which we neither understand nor deserve"(O milagre da adequação da linguagem da matemática para a formulação das leis da física é um dom maravilhoso que não compreendemos nem merecemos).

Outro passo no entendimendo da gravitação resulta dos dados observacionais de Tycho Brahe (1546 – 1601), quem, em partícular, determinou as posições do planeta Marte. Tycho foi matemático imperial na corte de imperador Rudolf II em Praga. Com estes dados, Johannes Kepler (1571 – 1630) descobriu desvios do movimento circular do planeta Marte e estabeleceu as leis de Kepler: 1) Os planetas descrevem órbitas elípticas com o Sol num dos focos. 2) O raio vetor que liga um planeta ao Sol descreve áreas iguais em tempos iguais. 3) Os quadrados dos períodos de revolução se comportam como as terceiras potências dos eixos maiores.

A contribuição decisiva para estabelecer a mecânica clássica foi a obra "Philosophiae Naturalis Principia Mathematica", de 1687, em que Isaac Newton (1643 – 1717) derivou as leis de Kepler a partir da lei da força gravitacional $\mathbf{F}$ entre dois corpos com massas m_1 e m_2, separadas pela distância $\mathbf{r}$,

$$\mathbf{F} = G\frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r}, \tag{1}$$

onde $r = |\mathbf{r}|$ e G é a constante da gravitação de Newton.

A característica importante da lei de gravitação é sua validade universal. Ela dá uma descrição unificada de fenômenos aparentemente diferentes como uma maçã que cai de uma árvore, a Lua e seu movimento em torno da Terra, ou as trajetórias dos planetas em torno do Sol. Este aspecto de unificação no entendimento teórico é um elemento crucial na física até hoje, e abrange outras interações também. Um exemplo recente é a unificação das interações fracas e eletromagnéticas numa teoria eletro-fraca por Sheldon Glashow (nascido em 1932), Abdus Salam (1926 – 1996), e Steven Weinberg (nascido em 1933).

3 Distâncias no Universo

A estrela mais próxima à Terra é Alpha Centauri, que fica a uma distância de 4,28 anos-luz. Um ano-luz é a distância que a luz atravessa no vácuo durante o período de um ano e corresponde a $9,46 \times 10^{12}$ km. A Via Láctea, nossa galáxia, consiste em mais de 100 bilhões estrelas e tem um diâmetro de 100.000 anos-luz com um buraco negro no centro. Uma galáxia na nossa "vizinhança" cósmica é a Grande Nuvem de Magalhães (distante 163.000 anos-luz), descrita por Fernão de Magalhães, em 1519, mas antes já observada por Al Sufi, em 964, na Pérsia. Outra galáxia no chamado *grupo local*, de aproximadamente 30 membros, é a galáxia de Andrômeda, a uma distância de 2,5 milhões anos-luz. Estruturas ainda maiores são aglomerados de galáxias com cerca de mil membros. Um exemplo bem conhecido é o aglomerado de Coma na distância de 300 milhões anos-luz com um diâmetro de 20 milhões anos-luz. O Universo inteiro observado, finalmente, tem uma extensão de mais de três bilhões anos-luz.

4 Teoria de relatividade geral

Modelos cosmológicos históricos acreditaram numa extensão infinita do Universo. Ademais, foi considerado "natural" que o Universo fosse invariável, ou seja estático. No entanto, surgiram dúvidas já antes da época da cosmologia moderna. No ano 1826, Heinrich Wilhelm Olbers (1758 – 1826) perguntou: por quê o céu noturno é escuro? Em um Universo infinito e estático deveríamos ver uma estrela em cada direção! O céu deveria ser brilhante! Isso é conhecido como o paradoxo de Olbers. Mas demorou mais ou menos cem anos até os trabalhos de Alexander Friedmann (1888 – 1925), George Lemaître (1894 – 1966) e Edwin Hubble (1889 – 1953), que foram decisivos em estabelecer o conceito de um Universo em expansão. A base teórica para tal progresso foi a teoria da relatividade geral, formulada em 1915 por Albert Einstein. As famosas equações de Einstein são

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\,R\,g_{\alpha\beta} + \Lambda\,g_{\alpha\beta} = \frac{8\pi\,G}{c^4}\,T_{\alpha\beta}. \qquad (2)$$

No lado esquerdo aparecem quantidades geométricas (o tensor de Ricci $R_{\alpha\beta}$, o escalar de curvatura R, a métrica $g_{\alpha\beta}$ e a constante cosmológica Λ), no lado direito temos o tensor de energia-momento $T_{\alpha\beta}$ que caracteriza a matéria (o símbolo c é a velocidade de luz, os índices α e β identificam as 4 coordenadas do espaço-tempo). Ou seja, o conjunto das equações de Einstein representa uma relação entre a geometria do espaço-tempo e a matéria. Esta relação se manifesta numa curvatura do espaço-tempo. O espaço-tempo faz parte da dinâmica, algo fundamentalmente diferente da teoria newtoniana onde o espaço tem o papel de um contêiner fixo. As equações de Einstein são equações diferenciais parciais não lineares para a métrica $g_{\alpha\beta}$. A métrica determina o quadrado do elemento de comprimento ds^2, através de

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta, \qquad (3)$$

onde x^α, com $\alpha = 0, 1, 2, 3$, são as coordenadas do espaço-tempo ("0" para a coordenada temporal, $1, 2, 3$ para as coordenadas espaciais). Adotamos aqui a convenção de somatório de Einstein que implica somas sobre todos índices que apareçam repetidos (α e β na equação acima). O elemento de comprimento ds no espaço-tempo é composto de distâncias temporais e espaciais. No caso mais simples, sem a gravitação, no espaço-tempo de Minkowski (Hermann Minkowski, 1864 – 1909), este elemento ds_M^2 (índice M para Minkowski) é dado por

$$d\,s_M^2 = -c^2\,d\,t^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2, \qquad (4)$$

ou seja, as componentes da métrica são $g_{00} = -c^2$ e $g_{xx} = g_{yy} = g_{zz} = 1$. Mesmo que a relatividade geral seja bem diferente conceitualmente da gravitação newtoniana, esta última pode ser obtida da teoria de Einstein como um caso limite nas condições em que a velocidade da matéria é muito menor do que a velocidade de luz, e para gravitação fraca. No sistema solar, as diferenças observacionais entre os resultados das teorias de Einstein e de Newton são muito pequenas, quantitativamente. Por outro lado, existem problemas e fenômenos que só podem ser tratados dentro da teoria de relatividade. Entre eles destacam-se:

- Ondas gravitacionais,
- Buracos negros,
- Cosmologia (relativista).

Com respeito ao último item, a cosmologia, mesmo que exista uma cosmologia newtoniana (veja [2, 3]), as condições da aplicabilidade desta teoria só podem ser entendidas na base da relatividade geral.

5 Cosmologia relativista

5.1 O princípio cosmológico

Para aplicar o formalismo da relatividade geral ao estudo do Universo observado, certas especificações têm que ser feitas. Na maioria dos casos, os modelos cosmológicos são baseados no princípio cosmológico. Este princípio é uma suposição sobre simetrias do espaço-tempo. Ele diz que, em uma boa aproximação, nosso Universo é espacialmente homogêneo e isotrópico, ou seja, não tem uma posição preferencial e nem uma direção espacial preferencial. Com uma formulação matemática correspondente, este princípio leva à simplificações substanciais, primeiramente do lado esquerdo (parte geométrica) das equações de Einstein. Em particular, a métrica do espaço-tempo tem que ser a métrica de Robertson-Walker (Howard P. Robertson, 1903 –

1961, Arthur G. Walker, 1909 – 2001) com o elemento de comprimento quadrado

$$ds^2 = -c^2dt^2 + a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right)\right], \quad (5)$$

onde t é o tempo cósmico e r, θ e φ são coordenadas esféricas. O parâmetro k, que pode assumir os valores 0 ou ± 1, caracteriza a curvatura espacial. Ou seja, as componentes do tensor métrico podem ser escritas como $g_{00} = -c^2$, $g_{rr} = \frac{a^2}{1-k\,r^2}$, $g_{\theta\theta} = a^2r^2$ e $g_{\varphi\varphi} = a^2r^2\sin^2\theta$. A grandeza dinâmica de interesse principal é o fator de escala a, que depende do tempo cósmico t. Para descrever o lado direito das equações (2), um modelo para a matéria cosmológica é necessário. O modelo preferido é o modelo do fluido perfeito, caracterizado por uma densidade da energia ρc^2 e uma pressão p junto com uma equação de estado tipo $p = p(\rho)$. As equações de estado mais aplicadas são $p = \rho c^2/3$ (radiação) e $p \ll \rho c^2$ (matéria não relativística).

5.2 O fator de escala

Com a métrica (5) e com o modelo do fluido perfeito, as equações de Einstein podem ser reduzidas a duas equações diferenciais ordinárias para o fator de escala a, a equação de Friedmann

$$3\frac{\dot{a}^2}{a^2} \equiv 3H^2 = 8\pi G\rho - \frac{3kc^2}{a^2} + \Lambda c^2, \quad (6)$$

onde o ponto significa uma derivada com respeito ao tempo cósmico e H é a taxa de expansão de Hubble, e a equação,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -4\pi G\left(\rho + 3\frac{p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3}. \quad (7)$$

As soluções mais relevantes do sistema (6) e (7) (para um Universo espacialmente plano com $k = 0$) são $a \propto t^{1/2}$, o que corresponde à $\rho \propto a^{-4}$, para $p = \rho c^2/3$ (radiação) e $a \propto t^{2/3}$ com $\rho \propto a^{-3}$ para $p \ll \rho c^2$ (matéria não relativística).

A lei de expansão é atribuída usualmente a Edwin Hubble, 1929, más ela já havia aparecido dois anos antes num artigo pouco conhecido na época de Georges Lemaître. A expansão do Universo indica que havia um estado denso e quente no passado. O modelo padrão tradicional da cosmologia prevê uma fase primordial de dominância da radiação seguida de um período de dominância da matéria não relativística. A cosmologia atual acrescenta uma fase inflacionária antes do período de radiação e uma fase da energia escura (que inclui o tempo atual), após do período da matéria não relativística.

5.3 Radiação cósmica de fundo em micro-ondas

Obviamente, uma descrição baseada no princípio cosmológico exclusivamente, não pode ser realista. Sem dúvida observamos estruturas no Universo como galáxias e aglomerados de galáxias que claramente representam inomogeneidades na distribuição da matéria cósmica. O método de levar em conta inomogeneidades deste tipo consiste em estudar desvios da homogeneidade e da isotropia. O mecanismo principal para explicar as estruturas cósmicas é a aglomeração gravitacional de "inicialmente" pequenos desvios de homogeneidade e isotropia. "Inicialmente", neste contexto, pode ser entendido como na chamada época de recombinação durante qual aconteceu o desacoplamento de radiação e matéria bariônica. Antes deste desacoplamento havia um equilíbrio entre a radiação e a matéria bariônica por causa de interações entre estas componentes. Pequenas inomogeneidades na distribuição dos bárions causaram flutuações na radiação também. Desacoplamento significa que aquela interação virou ineficaz. A radiação se espalhou independentemente da matéria, mas ficou com as flutuações impressas. Desacoplamento também significa que o Universo virou transparente de maneira que podemos ver hoje esta radiação flutuante. Pequenas flutuações na temperatura num fundo homogêneo e isotrópico foram observadas pelo satélite COBE (Cosmic Background Explorer)[2] da NASA (National Aeronautics and Space Administration) no início dos anos 90 do século passado. Essa mesma radiação cósmica de fundo em micro-ondas já tinha sido detectada na ano 1964 por Arno Penzias (nascido em 1933) e Robert Wilson (nascido em 1936). A existência de uma radiação deste tipo foi prevista teoricamente em 1948, por Alpher (Ralph Alpher, 1921 – 2007) e Herman (Robert Herman, 1914 – 1997). Ela nos dá informação do tempo quando o Universo tinha aproximadamente 1/1000 da extensão atual. A temperatura na época era por volta de 3000 Kelvins (K). Ela diminuiu até hoje pelo fator 1000, o valor atual mais preciso é $T_0 = 2,75\text{K}$ (o índice 0 indica o

[2] science.nasa.gov/missions/cobe.

valor de hoje). É comum medir a expansão do Universo em termos do parâmetro de desvio para o vermelho z, definido por

$$z \equiv \frac{a_0}{a} - 1, \tag{8}$$

ou seja, $z = 0$ para os dias atuais ($a = a_0$) e $z \approx 1000$ para $a = a_0/1000$ (época de desacoplamento).

5.4 Estruturas cósmicas através de instabilidade gravitacional

As flutuações acompanhantes da matéria, pequenas na época de desacoplamento, crescem durante do período da dominância da matéria por causa de algo chamado de instabilidade gravitacional, um fenômeno descrito pela teoria de Einstein, aplicada aos desvios pequenos do fundo homogêneo e isotrópico de todas as variáveis da métrica e do fluido. Este crescimento implica regimes lineares e não-lineares no desvio de homogeneidade e isotropia e resulta nas estruturas cósmicas que observamos hoje, como galáxias e aglomerados de galáxias. Fontes principais do nosso conhecimento da distribuição da matéria cósmica são catálogos de galáxias como o 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS)[3] e o SDSS (Sloan Digital Sky Survey).[4] Um papel crescente no mapeamento das estruturas cósmicas faz uso de lentes gravitacionais fracas.[5]

5.5 Nucleossíntese primordial

Dentro dos primeiros três minutos da história do Universo se formam os elementos leves hidrogêneo e hélio e uma fração pequena de lítio, como foi previsto 1948 por Alpher, Bethe (Hans Bethe, 1906 – 2005) e Gamov (George Gamov, 1904 – 1968). Os elementos mais pesados aparecem só mais tarde como resultado de processos da fusão no interior das estrelas. A abundância dos elementos leves encontrados (aproximadamente 75 % hidrogêneo e 25% hélio) e a coincidência com os valores que a teoria fornece representam a evidência mais primordial para o modelo de "big bang".

[3] www.2dfgrs.net/.
[4] www.sdss.org/.
[5] www.cfhtlens.org/, hsc.mtk.nao.ac.jp/ssp/science/weak-lensing-cosmology/.

5.6 Evidências cosmológicas

A investigação da radiação cósmica do fundo junto com o estudo da distribuição da matéria no Universo têm sido fontes principais para estabelecer o modelo padrão atual do Universo. Este modelo é baseado nos fatos seguintes:

- A expansão do Universo,
- A abundância dos elementos leves,
- A radiação cósmica de fundo em micro-ondas (existência e propriedades),
- As estruturas cósmicas através de instabilidades gravitacionais.

5.7 O Universo inflacionário

Acreditamos que faz sentido extrapolar as leis conhecidas e testadas na vizinhança da Terra e no sistema solar até regiões de alta energia onde não existem provas diretas de validade. Um conceito adotado hoje por muitos pesquisadores é o conceito da inflação. A idéia básica, desenvolvida em 1981 por Alan Guth (nascido em 1947), quem cunhou tal nome, e Alexei Starobinsky (nascido em 1948) e Andrei Linde (nascido em 1948) já nos anos 70, é postular uma fase primordial com expansão exponencial, ou seja, uma expansão acelerada com um crescimento do fator de escala exponencialmente com o tempo cósmico, $a \propto \exp(Ht)$. Na base desta suposição se pode esclarecer vários propriedades do Universo observado que ficariam enigmáticas sem uma fase inflacionária. Entre eles destacam problemas como: por quê o nosso Universo aparece espacialmente plano? ("flatness problem"), e por quê regiões distantes, sem a possibilidade de contato causal entre elas durante o tempo da vida do Universo, parecem estar em equilíbrio? ("horizon problem"). Após o fim da época com expansão exponencial, o Universo, conforme este conceito, entra numa fase com expansão desacelerada segundo uma lei de potência. A transição entre estes regimes é chamado de reaquecimento (reheating). Existem muitos argumentos para a existência de uma fase inflacionária, mas não há evidência direta. As escalas energéticas envolvidas ultrapassam as energias acessíveis no laboratório por muitas ordens de magnitude. A incerteza sobre a natureza do substrato primordial gerou uma quantidade de

modelos inflacionárias diferentes. Diferentes modelos fazem previsões diferentes com respeito às consequências, e.g., para as propriedades detalhadas da radiação cósmica do fundo. Isso abre a possibilidade de discriminar entre eles de maneira indireta por causa de efeitos que são produzidos em escalas energéticas menores. É possível, em particular, descartar modelos não compatíveis com dados já existentes (veja, por exemplo, [4]).

5.8 Escalas de energia

É útil listar escalas características da energia durante a expansão cósmica. É comum na literatura cosmológica utilizar a unidade energética GeV, onde $1\,\mathrm{GeV} = 10^9\,\mathrm{eV} = 1{,}6022\times10^{-3}\,\mathrm{erg} = 1{,}6022\times10^{-10}\,\mathrm{kg\cdot m^2\cdot s^{-2}}$. As energias mais altas acessíveis no laboratório são $1{,}4\times10^4\,\mathrm{GeV}$, a energia máxima no LHC (Large Hadron Collider) no CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). A escala de Planck é de ordem de $10^{19}\,\mathrm{GeV}$ e fica completamente fora de alcance de qualquer experimento terrestre. Os limites extremos de validade de teorias estabelecidas são dados por comprimentos de ordem de comprimento de Planck (Max Planck, 1858 – 1947). Esta quantidade é construída a partir das três constantes fundamentais: constante de Newton $G = 6{,}67\times10^{-11}\,\mathrm{m^3\cdot kg^{-1}\cdot s^{-2}}$, velocidade da luz $c = 2{,}9979\cdot10^8\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$, e constante de Planck $\hbar = 6{,}626\times10^{-34}\,\mathrm{kg\cdot m^2\cdot s^{-1}}$. Então o comprimento de Planck, l_P, é

$$l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = 1{,}61\cdot10^{-35}\,\mathrm{m}. \tag{9}$$

O tempo correspondente de Planck é

$$t_P = \frac{l_P}{c} = 5{,}39\cdot10^{-44}\,\mathrm{s}. \tag{10}$$

Para comprimentos e tempos próximos desses valores de Planck espera-se que efeitos quânticos se tornem efetivos, o que requer uma estrutura teórica além da relatividade geral clássica. Isto toca no problema, por enquanto em aberto, da compatibilidade da teoria da gravitação e da teoria quântica em altas energias.

As escalas energéticas de épocas relevantes para a cosmologia e os tempos cosmológicos correspondentes são:

- Era de Planck: $10^{19}\,\mathrm{GeV}$, $10^{-43}\,\mathrm{s}$,
- Era de inflação: $10^{16}\,\mathrm{GeV}$, $10^{-35}\,\mathrm{s}$,
- Escala eletro-fraca: $10^2\,\mathrm{GeV}$, $10^{-13}\,\mathrm{s}$,
- Nucleossíntese: $1\,\mathrm{MeV}$, $1\,\mathrm{s}$,
- Desacoplamento da radiação: $1\,\mathrm{eV}$, 10^5 anos,
- Hoje: $10^{-2}\,\mathrm{eV}$, 2×10^{10} anos.

6 O Universo atual

6.1 A situação observacional

Como já foi dito, o conjunto dos dados observacionais atuais está sugerindo que a dinâmica do Universo em largas escalas é dominada por um setor escuro que consiste em energia escura e matéria escura. O conceito da energia escura foi introduzido para explicar a expansão acelerada do fator de escala, detectada em 1998 pelos projetos High-z Supernova Search Team e Supernova Cosmology Project [5]. As observações decisivas para obter esta conclusão foram medições de distância de luminosidade de objetos chamados de supernovae tipo Ia. As supernovae pareciam mais fracas (distância de luminosidade maior) do que se espera num modelo sem algo como a energia escura. Supernovae são objetos que parecem ser estrelas novas porque são resultados de uma explosão muito brilhante. Depois de umas semanas ou meses, a visibilidade delas cai e elas aparentemente desaparecem. Um exemplo famoso na Via Láctea é a supernova de Tycho, descoberta em 1572. Matematicamente, uma expansão acelerada é descrita por $\ddot{a} > 0$. Obviamente, as fases com $a \propto t^{1/2}$ (radiação) e $a \propto t^{2/3}$ (matéria não relativística), descritas anteriormente, depois da equação (7), têm $\ddot{a} < 0$. Como segue da equação (7), uma constante cosmológica $\Lambda > 0$, ou uma pressão negativa $p < -\rho c^2/3$, é necessária para obter $\ddot{a} > 0$ (assumindo uma densidade da energia sempre não negativa). O modelo padrão ΛCDM (veja o próximo item) usa a constante cosmológica, enquanto modelos alternativos postulam uma forma da matéria exótica dinâmica com pressão efetiva negativa para descrever uma expansão acelerada.

A outra parte do setor escuro, a matéria escura, é matéria sem pressão, necessária para explicar a origem das estruturas cósmicas. O conceito de uma matéria invisível que tem um efeito gravitacional foi introduzido já no ano 1933 por Fritz Zwicky (1898 – 1974). A evidência da existência

de matéria escura aumentou com os resultados de Vera Rubin (1928 – 2016) nos anos 60 do século passado. Ela mostrou que a matéria visível não é suficiente para explicar as curvas de rotação de galáxias espirais. A natureza microscópica da matéria escura ainda é desconhecida. Candidatos hipotéticos mais favoráveis são as partículas massivas de interação fraca (WIMPs: Weakly Interacting Massive Particles). Apesar de muitos esforços (um experimento conhecido é o XENON[6]), uma deteção direta de partículas da matéria escura não foi possível até agora.

6.2 O modelo padrão

Existe um modelo, o modelo ΛCDM (o Λ representa a constante cosmológica nas eqações (2), (6) e (7), CDM significa Cold Dark Matter (matéria escura fria)) que é muito bem sucedido na explicação de grande parte dos dados observacionais cosmológicos disponíveis, o que o elevou ao status de modelo cosmológico padrão. Do ponto de vista teórico, um problema maior já mencionado é a natureza ainda desconhecida da matéria escura, que requer partículas fora do modelo padrão das partículas elementares (áxions, neutralinos, etc.), que não foram ainda detectadas em aceleradores de partículas. Da mesma forma, a energia escura, representada pela constante cosmológica, é interpretada como uma manifestação do vácuo quântico. No entanto, existe uma discrepância de muitas dezenas de ordens de grandeza entre o valor estimado teoricamente e o valor observado.

Um outro problema que aflige o modelo ΛCDM é conhecido como sendo o da coincidência cósmica. A energia escura deste modelo tem uma densidade da energia constante, enquanto a densidade da matéria escura decresce, à medida que o Universo expande, com o inverso do cubo do fator de escala (veja-se a discussão após equação (7)). Apesar deste comportamento temporal bastante distinto, essas duas componentes exóticas possuem valores semelhantes a partir do desvio para o vermelho cosmológico $z \sim 1$: isto pode ser considerado como sendo o momento atual, no espaço dos z's. Dada a possibilidade de que as densidades da energia dessas componentes poderiam ser bem diferentes, isso pode gerar a impressão de que estamos vivendo numa época muito especial. Uma discussão detalhada deste problema pode ser encontrada na Ref. [6].

De todo modo, a natureza da matéria escura e da energia escura (o candidato mais natural é a constante cosmológica, cujo valor preciso ainda não é compreendido) é desconhecida e virou objeto de intensos estudos em todo o mundo, tanto do ponto de vista teórico quanto observacional.

Para resumos da situação teórica depois das observações de [5, 7, 8] veja, por exemplo, [9–13].

6.3 Abordagens alternativas

Os problemas abertos no entendimento do setor escuro provocaram abordagens alternativas tanto dentro como fora da teoria de Einstein.

6.3.1 Teorias escalares tensoriais

Existe uma linha de pesquisa que tenta atribuir os fenômenos descritos através de um setor escuro à geometria do Universo. Em vez de introduzir componentes materiais não conhecidas, como energia escura e/ou matéria escura, no tensor de energia-momento no lado direito das equações de Einstein, nestas abordagens é o lado esquerdo, descrevendo a geometria, que é modificado. Ou seja, a lei de gravitação de Einstein é alterada nas grandes escalas. As modificações mais investigadas são teorias escalares tensoriais nas quais um campo escalar entra na dinâmica gravitacional adicionalmente ao tensor métrico. O protótipo desta classe é a teoria de Jordan-Brans-Dicke (Pascual Jordan, 1902 – 1980, Carl H. Brans, nascido em 1935, Robert H. Dicke, 1916 – 1997).

6.3.2 Contrarreação cinemática

Outra linha de pesquisa generaliza o princípio cosmológico, mas fica dentro da teoria de Einstein. Aqui o fundo cosmológico aparece como o resultado de uma média espacial sobre as inomogeneidades. Como as equações de Einstein são não lineares, a média de tensor de Einstein (a combinação $R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} R\, g_{\alpha\beta}$ na equação (2)) não coincide com o tensor de Einstein da métrica média. Aparecem termos de uma contrarreação cinemática (*kinematical backreaction*) no equivalente das equações de Friedmann que modificam a dinâmica do fundo do modelo padrão [14]. Sob certas condições, os efeitos de contrarreação cinemática podem ser modelados como fluidos efetivos e campos escalares efetivos, possivelmente

[6] www.xenon1t.org/.

com pressão negativa o que é importante para descrever a expansão acelerada observada. Isso abre o caminho para estudar a dinâmica cosmológica com métodos já conhecidos, mas num contexto teórico mais avançado, que poderia fazer supérfluo a introdução da energia escura. Atualmente prevalece a opinião que uma contrareação deste tipo não é suficiente para substituir a energia escura.

6.4 Perspectivas

Um número de projetos recentes foi crucial em acumular dados para confrontar as observações, sobretudo de fundo de radiação cósmica em micro-ondas e da distribuiçao da matéria cósmica, com os modelos teóricos. Para o fundo de micro-ondas tem-se os projetos WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)[7], um satélite da NASA e PLANCK,[8] um satélite da ESA (European Space Agency), que forneceram informações abundantes que viraram referências padrões para qualquer estudo na área. No que se refere à distribuição da matéria no Universo, o nosso conhecimento atual vem dos catálogos de galáxias. O SDSS (Sloan Digital Sky Survey) está coletando espectros de mais de três milhões objetos astronômicos. Outro projeto atual é o DES (Dark Energy Survey),[9] dedicado especialmente ao problema de energia escura que já monitorou 300 milhões de galáxias. O projeto DESI (Dark Energy Spectroscopic Instrument)[10] visa medir posições e velocidades de 40 milhões galáxias. O telescópio espacial EUCLID,[11] com lançamento previsto para 2022, vai investigar a expansão do Universo até valores de desvio para o vermelho $z \approx 2$, o que é equivalente a olhar para trás no tempo por 10 bilhões anos.

Espera-se que todos esses e outros projetos, em andamento ou planejados, ajudem a esclarecer os problemas fundamentais ainda em aberto no momento:

- O que é a matéria escura?
- O que é a energia escura?
- A teoria de Einstein está correta?

[7] map.gsfc.nasa.gov/.
[8] www.cosmos.esa.int/web/planck.
[9] www.darkenergysurvey.org/.
[10] www.desi.lbl.gov/the-desi-survey/.
[11] sci.esa.int/web/euclid.

Sobre o autor

Winfried Zimdahl (winfried.zimdahl@gmail.com) é pesquisador do núcleo Cosmo-ufes e um dos fundadores do PPGCosmo. Doutorou-se pela Universidade de Rostock, Alemanha, em 1975, com uma tese sobre física estatística. Autor de quase cem artigos científicos, foi citado recentemente na lista dos pesquisadores mais influentes do mundo, elaborada pela Universidade de Stanford (EUA). Desenvolve pesquisas em cosmologia e gravitação, com especial ênfase nos estudos do setor escuro do Universo. Orientou mais de uma dezena de estudantes de mestrado e doutorado.

Referências

[1] G. F. R. Ellis, *The Domain of Cosmology and the Testing of Cosmological Theories*, in *The Philosophy of Cosmology*, editado por S. Saunders, J. Silk, J. D. Barrow e K. Chamcham (2018), 3.

[2] E. A. Milne, *A newtonian expanding universe*, The Quarterly Journal of Mathematics **os-5** (1), 64 (1934).

[3] W. H. McCrea e E. A. Milne, *Newtonian universes and the curvature of space*, The Quarterly Journal of Mathematics **os-5** (1), 73 (1934).

[4] J. Martin, C. Ringeval, R. Trotta e V. Vennin, *The best inflationary models after planck*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2014** (03), 039 (2014).

[5] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, Astro. J. **116** (3), 1009 (1998).

[6] H. E. S. Velten, R. F. vom Marttens e W. Zimdahl, *Aspects of the cosmological "coincidence problem"*, Eur. Phys. J. C **74** (11), 3160 (2014).

[7] N. A. Bahcall, *The cosmic triangle: Revealing the state of the universe*, Science **284** (5419), 1481 (1999).

[8] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber et al., *Measurements of* Ω *and* Λ *from 42 High-Redshift Supernovae*, Astrophys. J. **517** (2), 565 (1999).

[9] N. Straumann, *On the cosmological constant problems and the astronomical evidence for a homogeneous energy density with negative pressure*, arXiv: astro-ph/0203330 (2002).

[10] T. Padmanabhan, *Cosmological constant—the weight of the vacuum*, Physics Reports **380** (5-6), 235 (2003).

[11] E. J. Copeland, M. Sami e S. Tsujikawa, *Dynamics of dark energy*, International Journal of Modern Physics D **15** (11), 1753 (2006).

[12] T. Padmanabhan, *Dark energy and gravity*, General Relativity and Gravitation **40** (2-3), 529 (2007).

[13] R. Durrer e R. Maartens, *Dark energy and dark gravity: theory overview*, General Relativity and Gravitation **40** (2), 301 (2008).

[14] T. Buchert, *Toward physical cosmology: focus on inhomogeneous geometry and its non-perturbative effects*, Classical and Quantum Gravity **28** (16), 164007 (2011).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Viver juntos no Musa

Ennio Candotti

Museu da Amazônia

In memoriam de Feliciano Lana Kenhiporã, filho dos desenhos dos sonhos

Resumo
O Museu da Amazônia, o Musa, é um museu vivo, a céu aberto na Reserva Ducke, uma floresta primária na cidade de Manaus. Os ecossistemas, a fauna e a flora desta floresta, têm sido estudados há mais de cinquenta anos pelos pesquisadores do INPA. O Musa está empenhado em divulgar para o grande público os segredos desta floresta. Mostrar ao vivo, em seu habitat natural, as plantas, os pássaros, insetos, flores e polinizadores. É propósito do Musa em suas exposições valorizar os saberes das culturas indígenas que habitaram e ainda habitam as florestas amazônicas. No Musa são também cultivadas e divulgadas práticas agrícolas compatíveis com a presença da floresta, explorando assim modos antigos de compreender o mundo que propiciam o 'viver juntos' de culturas e saberes de humanos e não humanos.

Abstract
The Museu da Amazônia, the Musa, is a living, open-air museum in Reserva Ducke, a primary forest in the city of Manaus. The ecosystems, fauna and flora of this forest, have been studied for over fifty years by INPA researchers. Musa is committed to spreading the secrets of this forest to the general public. Show live, in their natural habitat, plants, birds, insects, flowers and pollinators. It is Musa's purpose in his exhibitions to value the knowledge of indigenous cultures that inhabited and still inhabit the Amazonian forests. At the Musa, agricultural practices that are compatible with the presence of the forest are also cultivated and disseminated, thus exploring ancient ways of understanding the world that provide the 'living together' of cultures and knowledge of humans and non-humans.

Palavras-chave: museu, ciência, mitos.
Keywords: museum, science, miths.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33783

1 Introdução

Ao conceber o Musa pensamos em um museu vivo 'ín situ', concreto, uma floresta de personagens, que tocam juntos com os instrumentos que a natureza lhes forneceu a música da vida, da reprodução, da seleção e da adaptação, da conservação e da mudança.

Pensamos também em um museu imaginário porque oferecemos ao viajante, visitante atento, trilhas e observatórios encantados, que o aproxima das personagens da floresta que buscam serem descobertas, vistas, para existirem no museu. "Personagens à procura de um autor". "Conhecer é descobrir o som de um novo instrumento". Foi assim que justificou, em 1630, Galileu Galilei ao padre Lucio Grassi, astrônomo do Vaticano, o fato que desconhecia a origem dos cometas, corpos estranhos que apareciam no céu. Contou a ele um mito, uma história de um passado imaginário, sobre as misteriosas origens da música, para explicar que ele estava consciente que não sabia a origem de determinados fenômenos (a origem dos cometas) e que seus conhecimentos eram limitados, mas acreditava que ao manter viva a curiosidade ela sempre nos conduz a novas descobertas nas ciências como na música [1]:

> Era uma vez, em um lugar distante - escreve - vivia um homem fascinado pela natureza, com uma extraordinária curiosidade e uma mente muito penetrante. Para passar o tempo criava pássaros, cujo canto muito apreciava... Uma noite este homem ouviu um delicado som perto de sua casa e não conseguindo identificá-lo com outra coisa a não ser o canto de um pássaro, saiu à sua captura. Quando chegou na estrada

> encontrou um jovem pastor que assoprava em um bastão oco enquanto movia seus dedos sobre a madeira, obtendo dela uma variedade de notas semelhantes às dos pássaros... Intrigado, mas movido pela sua natural curiosidade, deu ao pastor um bezerro em troca desta flauta e voltou à solidão. Entendendo porém que se não tivesse tido a chance de encontrar o jovem nunca teria sabido da existência de um novo método de formar notas e suaves cantos, decidiu viajar a lugares distantes na esperança de encontrar uma nova aventura. Logo no dia seguinte aconteceu-lhe passar por uma pequena casa na qual ele ouviu tons semelhantes e, para verificar se eram de flauta ou de pássaro, entrou nela. Lá ele encontrou um menino que segurava um arco na sua mão direita com que riscava algumas fibras esticadas sobre uma peça de madeira oca. A mão esquerda segurava o instrumento e os dedos do menino moviam-se de tal modo que extraiam dele diferentes notas, também melodiosas sem a necessidade de assoprar. Vocês que participam das reflexões deste homem e de sua curiosidade podem julgar a sua surpresa... Assim ele percebeu que outros modos de produzir sons seriam possíveis... Descobriu que os mosquitos produzem sons batendo as asas, as cigarras... Quando este homem acreditava que havia visto tudo, ele percebeu que seus conhecimentos eram menos seguros, assim que quando lhe perguntavam como os sons haviam sido criados, ele respondia tolerantemente que apesar de conhecer algumas maneiras, tinha certeza que muitas outras existiam, que não eram somente desconhecidas mas inimagináveis.

2 Vivendo na diversidade

O mote do projeto Musa é encantar para descobrir os personagens da floresta e com eles "viver juntos", humanos e não humanos, a aventura do conhecimento.

Nos ambientes propícios à vida que esse planeta nos oferece, como as florestas, estão registrados em marcas decifráveis, milhões de anos de história natural.

Estudá-la, estudar as florestas, sua fauna e flora, sua história, revelar seus segredos tem sido a missão das culturas humanas desde tempos remotos, por necessidade ou apenas curiosidade.

A destruição das "bibliotecas" que reuniam ou reúnem esses estudos, assim como a devastação dos ambientes naturais, também tem sido um traço, lamentável mas recorrente, da persistente miséria humana.

Os ambientes naturais (particularmente da Amazônia) encontram-se hoje seriamente ameaçados de devastação irreversível. Os movimentos sociais, as inciativas populares, as ações de Governo, para conhecer e conservar não têm sido capazes de conter a crescente onda de destruição.

Ampliar o apoio social, oferecendo informações que valorizem a floresta (amazônica) na cultura e no imaginário popular é imperativo! É o desafio posto ao Musa.

Os museus, jardins botânicos, centros de ciências são instituições criadas para popularizar o valor dos ecossistemas naturais, divulgar a ciência e a história humana, geológica e natural, revelar a presença de culturas, passadas e presentes, nos ambientes em que vivemos.

Os museus tradicionais conduzem os visitantes por trilhas da história, reconstruídas em ambientes que reúnem e classificam, organizam segundo critérios determinados, objetos e peças, exemplares, artefatos, fósseis, fragmentos, imagens, recortes e modelos interpretativos dos fenômenos naturais.

O objetivo desses museus é oferecer elementos explicativos, imagens, pontos de vista, que permitam julgar o valor, reconstruir mentalmente a história natural, geológica e humana passada e situar-se na presente.

Nos museus vivos, as visitas às coleções ordenadas e organizadas segundo critérios estabelecidos são substituídas pela observação ao vivo das interações entre insetos e plantas, predador e presa, sol e folha, etc. A ocorrência destas interações não pode ser programada, mas o visitante pode ser convidado a localizá-las nos sítios onde ocorrem com frequência.

Um museu a céu aberto, deve portanto mapear os sítios onde determinados eventos biológicos ocorrem e preparar a observação, por vezes com o apoio de equipamentos amplificadores. Exemplo: o inseto pousando na flor visto com lupa ou câmera com lente macro, ou em câmera lenta a observação do nascimento de uma borboleta (Figura 1).

3 O imaginário e o concreto

Educar o olhar do visitante, requer também que se mostrem diferentes formas de olhar e descrever fenômenos semelhantes. Por exemplo mostrar o que supomos que os bichos veem ou ofere-

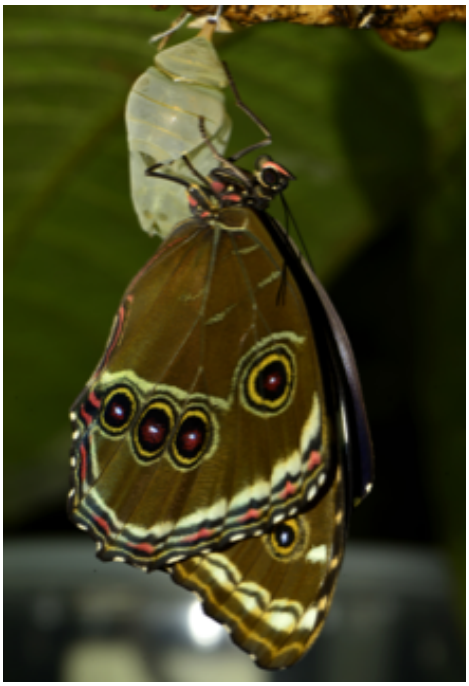


Figura 1: O nascimento de uma borboleta. Foto: Vanessa Gama.



Figura 2: Bicho folha: que segredos esconde a "queimadura"na ponta da folha? Foto Vanessa Gama.



Figura 3: A cobra canoa, a canoa da transformação. Aquarela de Feliciano Lana.

cer ao visitante a descrição da floresta feita por observadores de culturas diferentes (Figura 2).

As culturas indígenas (na Amazônia, como em outras partes) são ricas em histórias de origem, mitos e descrições que chamam atenção para diferentes critérios e classificações de plantas ou animais.

Sabemos que o pensamento mítico responde a uma lógica semelhante à do científico, mas os sinais, os protocolos de classificação, as metáforas e os significados com que opera são distintos daqueles da ciência moderna.

Entender o pensamento mítico é dever de quem quer educar e refletir sobre os modos como a humanidade se relacionou, e se relaciona com a natureza, e também os caminhos percorridos pela civilização para chegar - com sucesso - até os dias de hoje.

De fato o recurso, como o de Galileu, a mitos e metáforas é recorrente na história da civilização. Eles permitem justificar, ou simplesmente discorrer sobre, o que não se conhece ou se tem dificuldade em imaginar.

Os mitos identificam o seres humanos como parte da natureza e com outros seres, animais por exemplo, com os quais eles dialogam ou dialogaram em tempos passados.

Se trata de modos de pensar o mundo que buscam ordenar, catalogar, estabelecer conexões entre fatos e formas, mas que incluem também em seu universo os odores, sabores e a afetividade humana, características qualitativas, sensíveis [2].

Os mitos humanizam os fatos da natureza, reconhecendo neles, ou atribuindo-lhes, competências para regular o comportamento dos indivíduos, as relações de parentesco e as próprias normas de organização social e reprodução da comunidade. Comportamentos estes que muitas vezes são relacionados com uma ordem mais geral da natureza e do universo.

Um mito de origem. Na exposição montada no Musa: “Peixe e Gente”, dedicada às praticas de pesca e à fabricação das armadilhas no Alto Rio Negro, apresentamos e ilustramos o mito da Origem do mundo e as Casas de Transformação assim como foi contada por Feliciano Lana artista e conhecedor das histórias Desana [3].

> Do Lago de Leite origem da alma e da vida a Gente da Transformação veio com a Cobra-Canoa, a Canoa da Transformação. O Deus da transformação vinha nomeando cada Casa de Transformação onde vinham se transformando. Em cada Casa havia um obstáculo.
>
> Nessas Casas, que o primeiro homem conheceu, aprenderam comportamentos, benzimentos, rumos a seguir. Conheceram a Casa do Tõko, as Casas de Tristeza e as Casas de Flautas Sagradas. Em cada Casa havia um obstáculo.
>
> Além dos povos em transformação existiram

os seres que ficaram no mundo sem se transformar, que provocam várias doenças, doenças de Gente Peixe, Gente Árvore, Gente Sapo, das quais temos que nos proteger. A Gente de Transformação conheceu e aprendeu as rezas de proteção das doenças e maldades.

Viajavam na Canoa da Transformação deslocando-se numa grande viagem como é lembrado nas cerimônias e nos benzimentos na cerimônias de cura durante as festas e em outros momentos [Figura 3].

A Gente da Transformação a partir do Lago de Leite começou a percorrer as Casas de Transformação procurando lugares para viver. Vinha dentro da Cobra. Hoje podemos dizer que vinha de Canoa. Chegava nos lugares e purificava-os, transformando-os em Casas de Leite. Malocas onde preparavam a terra para dançar. Onde começaram a dançar.

Havia Casas de Tristeza, de Gente-Peixe, que não queria que a Gente da Transformação aparecesse nessas terras. Por isso não encostaram nessas Casas, passaram direto.

Em Diawi (Casa de Rio), já no rio Uaupés, todos os grupos conseguiram suas flautas sagradas. Nesta Casa de Transformação começaram as cerimônias de iniciação e cerimônias de debacuri de frutas. Diawi é o centro de tudo, onde apareceu o caapi (cipó de onde é feita bebida cerimonial) onde a primeira mulher deu a luz. O sangue do parto escorreu num igarapé chamado Igarapé de Sangue.

Com as flautas Sagradas, a Gente da Transformação adquiriu maior poder de proteção, por isso Diawi marca o início de nova fase, não mais das Casas de Transformação como as outras, mas já das Casas de Transformação de Flautas Sagradas.

Já com suas flautas sagradas e adornos de dança, adquiridos em Diawi, a Gente da Transformação começa a se diferenciar como povos separados, cada qual com sua língua Em Ipanoré, no mesmo rio Uaupés, emergiram nessa terra no Barco da Transformação. Daí cada povo segue seu rumo, alguns seguem pelo rio Uaupés, outros entram no Tiquié ou Papuri e vão habitando essa região.

Os mitos, na tradição indígena e nos argumentos galileanos, revelam modos de pensar o mundo, descrever e explicar. Reconstruir com metáforas o que observamos na natureza: os instrumentos musicais de Galileu, guiados pelo canto dos pássaros, ou as da cobra canoa, transporte ancestral de peixes e gentes. O canto dos pássaros, que nos encanta, é o elemento unificador da sensibilidade e da razão, que nos permite justificar descobertas (dos cometas que Grassi questionava) através de um mito. A descoberta de instrumentos novos que produzem sons harmoniosos é o exemplo de Galileu. As Casas de Leite, as "malocas onde preparavam a terra para dançar", no mito indígena, tinham o propósito de narrar a criação do bem, superando os 'obstáculos', se protegendo e evitando o mal das Casas da Tristeza.

Extrair sons harmoniosos dos instrumentos musicais será objeto de aprendizado, e com eles Galileu nos conta que se construirá o conhecimento da natureza. Como nas flautas "o livro da natureza está aberto diante de nossos olhos... ele vem escrito em linguagem matemática e os caracteres são triângulos, círculos..." dirá Galileu [4]. Pescar, construir armadilhas para capturar os peixes por seu lado exigirá obedecer a rituais que celebrem e preservem os princípios morais e os segredos da transformação revelada por Deus durante a viagem no lago de Leite.

As metáforas do mito da cobra canoa e as da origem comum dos peixes e gentes, sugerem também que durante a fabricação e o trançado das armadilhas de peixes o artífice deve obedecer rigorosas normas de comportamento: não se pode comer alimentos apimentados, gritar com as crianças, manter relações sexuais. Se o artesão que trançar a armadilha transgredir estas normas, os peixes se recusarão a entrar nelas, não se deixarão pescar e não participarão do 'banquete' das gentes. Há tabus no diálogo entre gentes e peixes no pescar que rememoram a origem comum. Fazer as armadilhas e obedecer aos rituais é parte da construção do conhecimento, como também ouvir os pássaros. O museu vivo quer explorar os caminhos do concreto que os mitos apontam e alimentam na imaginação.

4 Os trabalhos manuais

Não só a ciência do concreto, dos mitos, e outros capítulos da história dos saberes e fazeres humanos, devem estar presentes nos museus de ciências, de antropologia e de história natural; mas também, como vimos, as habilidades manuais e aquelas associadas à percepção dos sentidos, rica fonte de inspiração para conhecer, de modo abstrato ou concreto, a natureza [5].

Aprender a domesticar sabores, odores, sons, texturas e cores é um desafio sempre presente na formação do cidadão, na educação. Seria tarefa



Figura 4: O transporte da mandioca em roça da região de Santa Isabel do Rio Negro. Foto: Juan Soler



Figura 5: Agricultora indígena de Santa Isabel do Rio Negro, cesto cargueiro e mandioca aguardando transporte. Nesta região há mais de 150 variedades de mandioca, fruto de cruzamentos e cuidados voltados a preservar diferentes épocas e tempos de maturação, no seu cultivo. Foto: Juan Soler

própria dos museus na floresta despertar mitos e mostrar conexões reveladoras dos segredos, que a natureza e as gentes guardam em sua história? Marcas que somente encontramos nas representações ao vivo dos "atores que procuram um autor" nas trilhas da floresta [6].

O saber fazer, tocar, dançar, plantar e cozinhar, permitem desvendar no concreto dimensões da natureza e dos sentimentos humanos. Saberes sensíveis, são considerados domínio de tradições orais, receitas e cognições informais, transmitidas de geração em geração (Figuras 4 e 5).

É Levi Strauss que nos alerta para a cumplicidade com que tratam a natureza, o agricultor tradicional e o artesão. Suas visões de mundo e seus modos de tratar os objetos e obstáculos à sobrevivência postos pelo mundo concreto. "Menos distante do pensamento científico do que imaginamos" [5], segundo o mestre, uma vez que ambos, trabalho manual e trabalho intelectual devem à história e ao aprendizado com seus antepassados as habilidades, transmitidas de geração em geração, nos trabalhos abstratos e concretos.

O conhecimento tradicional concreto e o pensamento cientifico abstrato, em culturas diferentes, se aproximam quando os pensamos como um esforço comum da humanidade em entender a diversidade dos fenômenos do mundo, dos modos de ser e se expressar dos seres humanos e dos não humanos, nos ambientes que as marcas da história da natureza nos desafiam a decifrar. Recuperar o valor dos mitos, do pensamento concreto, da reconstrução das roças, das classificações sensoriais, da olaria e do trançado, dos trabalhos manuais, possivelmente, abrirá no Musa novos caminhos para descobrir novos sons e harmonias. E também encontrar consonâncias e significados morais mais profundos no viver juntos, humanos e não humanos na floresta amazônica.



Figura 6: Bicho folha: "o que vê um inseto?" Foto: Vanessa Gama.

Como Galileu, queremos descobrir sons, violinos e flautas, companheiros de música neste caminhar 'juntos', para convencer a todos que nas florestas está escrita uma história de milhões de anos, que é também nossa. A sua devastação deve ser evitada. As cinzas não guardam a memória (Figura 6).

Nota do autor

Feliciano Lana nasceu na aldeia São João Batista, no rio Tiquié, em 3 de janeiro de 1937 e faleceu em 12 de maio de 2020, em São Gabriel da Cachoeira, vítima da Covid 19.

Sobre o autor

Ennio Candotti (ecandotti@sbpcnet.org.br) nasceu na Itália em 1942, emigrou com a família para o Brasil em 1952, naturalizando-se brasileiro em 1983. Formou-se em física entre 1960 e 1973 nas Universidades de São Paulo, Pisa, München, Nápoles e Milão. Professor de física na UFRJ,

entre 1974 e 1996, na UFES, entre 1996 e 2008, e entre 2011 e 2017 na UEA e UFAM. Foi presidente da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC) de 1989 a 1993 e de 2003 a 2007. Desde 2009 é diretor do Museu da Amazônica de História Natural, Paleontologia, Arqueologia e Etnografia (Musa), que se localiza em Manuas.

Referências

[1] G. Galilei, *Discoveries and opinions of Galileo*, editado por S. Drake (Doubleday & Company, New York, 1957), pp. 256-258, apud *Music and science in the age of Galileo*, editado por V. Coelho (Kluwer, Dordrecht, 1992).

[2] C. Levi-Strauss, *Raça e Historia* (Ed. Abril, São Paulo, 1977).

[3] Museu da Amazônia, *Peixe e Gente* (Manaus, 2013). Catálogo de exposição organizado por A. Calbazar e E. Candotti.

[4] G. Galilei, *O ensaiador* (Abril, São Paulo, 1973), p. 119.

[5] C. Levi Strauss, *O pensamento Selvagem* (Papirus, Campinas, 1989).

[6] L. H. van Velthen e E. Candotti, *Marcas na Amazônia: coleções, exposições e museus*, in *Museu Goeldi: 150 anos de ciência na Amazônia*, editado por A. V. Galúcio e A. L. Prudente (Museu Paraense Emílio Goeldi, Belém, 2019), p. 294.

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

O paradigma da luz cansada revisitado

Domingos Soares

Universidade Federal de Minas Gerais

Resumo
Discuto alguns aspectos do chamado "paradigma da luz cansada", o qual representa uma das possíveis explicações para a dependência do desvio espectral para o vermelho de uma fonte cósmica distante com a sua distância até o observador. A mais popular representação fenomenológica do paradigma é apresentada em algum detalhe. Além disso, sendo o processo físico responsável pelo hipotético fenômeno ainda desconhecido, apresento também uma sugestão para a sua descoberta.

Abstract
I discuss some features of the so-called "tired-light paradigm", which constitutes one of the possible explanations for the dependence of the spectral redshift of a distant cosmic source with its distance to the observer. The most popular phenomenological representation of the paradigm is presented in some detail. Furthermore, since the physical process responsible for the hypothetical phenomenon is still unknown, I suggest also guidelines for its discovery.

Palavras-chave: cosmologia, desvio para o vermelho, luz cansada.
Keywords: cosmology, redshift, tired light.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.32086

1 Introdução

Em 1929, no volume 15 dos Anais da Academia Nacional de Ciências dos Estados Unidos, foram publicados dois artigos cujos resultados reverberam até aos dias de hoje.

No primeiro, na página 168, Edwin Hubble (1889-1953) apresenta a relação que ficou conhecida como a "lei de Hubble", i.e, a relação linear entre velocidades e distâncias de galáxias distantes [1]. Este trabalho é uma fonte profícua de discussões (e.g., [2]).

Na página 773, aparece o segundo, um artigo do astrônomo Fritz Zwicky (1898-1974). Búlgaro de nascimento, cidadão suíço e radicado nos Estados Unidos de 1925 até sua morte, Zwicky era conhecido por ser uma personalidade forte e controversa. E no trabalho em questão, já no início, ele cita o artigo de Hubble e apresenta uma alternativa às ideias de expansão do universo que já se levantavam como explicação para a lei de Hubble. Ele inventa a hipótese que ficou conhecida como o "paradigma da luz cansada".

Em seu artigo, Hubble obtém, na realidade, uma relação entre desvios para o vermelho z e distâncias. Provisoriamente, Hubble converte os desvios para o vermelho em velocidades utilizando a expressão matemática do efeito Doppler $v = cz$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. Zwicky, apropriadamente, raciocina em termos de desvios para o vermelho e não velocidades. Ele propõe a hipótese de que a luz ao "viajar" da fonte distante (uma galáxia, por exemplo) progressivamente perde energia. Ou seja, a luz se "cansa". A luz é caracterizada por uma frequência ν e por um comprimento de onda $\lambda = c/\nu$. O seu quantum de energia, o fóton, possui energia $E = h\nu$, sendo h a constante de Planck. Se a energia diminui pela fadiga da viagem, isto significa uma diminuição em ν e, consequentemente, um aumento em seu comprimento de onda λ pois λ é inversamente proporcional a ν. Portanto, quanto maior a distância da fonte maior será o aumento de λ, em outras palavras, maior o desvio para o vermelho. Lembremos que, no espectro visível, que vai do violeta ao vermelho, o violeta possui o menor comprimento de onda e o vermelho o maior. Daí a nomenclatura "desvio para o vermelho" para se

Licença Creative Commons

referir a um aumento de comprimento de onda, seja na faixa do visível ou não.

Zwicky vai além de propor a hipótese — o paradigma — e propõe também um mecanismo físico para a fadiga da luz em sua viagem. O mecanismo que ele sugere é, em suas palavras, *"uma espécie de análogo gravitacional do efeito Compton"* (*"a sort of gravitational analogue of the Compton effect"*), [3, p.773]. Ele supõe que o fóton perde energia devido ao arrasto gravitacional (atrito dinâmico) durante sua viagem da fonte ao observador, arrasto este causado pela matéria existente ao longo da trajetória. O mecanismo de Zwicky possui atualmente apenas interesse histórico.

Um detalhe fundamental na busca para o mecanismo físico do paradigma é a necessidade de que o mecanismo proposto não cause o espalhamento da luz. Em geral, o espalhamento da luz é seletivo, i.e., dependente do comprimento de onda e neste caso as imagens de fontes extensas distantes seriam "borradas", como se estivessem fora de foco, o que não é observado (e.g., [4, p.312]).

O importante na contribuição de Zwicky é a ideia por trás do paradigma. A luz perde energia (por um processo físico ainda desconhecido) durante a sua trajetória desde a fonte distante até o observador. O desvio para o vermelho será portanto tanto maior quanto maior for a distância até a fonte de luz e assim esta possibilidade seria uma alternativa para se explicar a lei de Hubble. Consequentemente, o modelo de um universo em expansão poderia ser dispensado, o que seria conveniente, já que este modelo encontra-se em sérias dificuldades para se estabelecer (ver, por exemplo, [5]).

Apresento, na próxima seção, uma expressão matemática bastante popular para o paradigma da luz cansada. Deve-se ressaltar que discutirei apenas a expressão matemática e não o possível mecanismo responsável por ela. Na seção 3, discuto o roteiro proposto por Soares [1] para a descoberta deste mecanismo. Na última seção faço algumas considerações adicionais.

2 Uma descrição instrumental da luz cansada

Antes de discutir a luz cansada, apresentarei duas descrições alternativas para a dependência do desvio para o vermelho z com a distância r, as quais servirão para demarcar o posicionamento da luz cansada no espaço dos parâmetros relevantes z e r.

A primeira delas é a relação observacional conhecida como lei de Hubble. A figura 1 de [6] mostra a relação linear velocidade–distância para as *nebulosas extragalácticas* (hoje denominadas *galáxias*). Esta relação é expressa matematicamente como $v = H_\circ r$, onde v é a velocidade associada à galáxia (por meio de $v = cz$), r é a sua distância e $H_\circ$ é a chamada constante de Hubble. Na verdade, o que Hubble mede é o desvio para o vermelho z. A transformação $v = cz$ supõe implicitamente a adoção do efeito Doppler para explicar a origem dos desvios para o vermelho. Hubble tem plena consciência disto, como ele afirma, dois anos depois, em outro local [7, p.73]:

> The quantities actually observed in the present investigation are redshifts and apparent magnitudes. (...) The fact that **the redshifts are expressed on a scale of velocities is incidental**; for the present purpose they might as well be expressed as $\mathrm{d}\lambda/\lambda$.

(O negrito é meu; note que $\mathrm{d}\lambda/\lambda$ é a própria definição do desvio para o vermelho z. Incidentalmente, o artigo de Hubble e Humason de 1931 possui o título *The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae*, enquanto que o artigo de Hubble de 1929 [6] intitula-se *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae*, ou seja, ambos tratam do mesmo problema; o artigo com Humason constitui-se numa versão mais detalhada além de conter novas observações, estendendo a faixa de distâncias.)

A relação $v = H_\circ r$ mais a "interpretação incidental" $v = cz$ (cf. [7] citado acima) leva à seguinte expressão para a função $z(r)$:

$$z = \frac{\mathrm{H}_\circ}{c} r \quad . \tag{1}$$

A segunda é uma relação teórica originada de uma das soluções da Teoria da Relatividade Geral, a saber, as soluções de Friedmann [8, seç. 4.2]. O Modelo Padrão da Cosmologia (MPC) é baseado nestas soluções (ver detalhes em [9]). Existem três modelos clássicos de Friedmann, dependendo da densidade de matéria do modelo de universo. Se a densidade do universo for igual à densidade crítica de Friedmann temos o modelo crítico, o qual possui geometria espacial euclidiana. Este modelo é, dos três, aquele que possui a descrição matemática mais simples (ver, por

exemplo, a Eq. (2) de [9]). A função $z(r)$ para o modelo de Friedmann crítico é dada por ([10, Eq. (3.16)], [11, Eq. (A8)]),

$$z = \left(1 - \frac{\mathrm{H}_\circ}{2c} r\right)^{-2} - 1 \quad , \tag{2}$$

onde r é a distância comóvel até a fonte. Esta expressão reduz-se à Eq. (1) para $H_\circ r/2c \ll 1$ ($r \ll 8$ Gpc, para $H_\circ = 72$ km/s Mpc^{-1}, cf. [12]), com o auxílio da expansão em série de potências do binômio de Newton $(1+x)^n = 1 + nx/1! + n(n-1)x^2/2! + \ldots$, tomando-se apenas os dois primeiros termos.

Para obtenção da função $z(r)$ para a luz cansada, frente ao desconhecimento de seu mecanismo físico, podemos utilizar uma definição instrumental do paradigma. A mais popular é (item 6, Apêndice A de [11], [13, Eq. (2)] com $dt = dr/c$),

$$\frac{dE}{E} = -\frac{\mathrm{H}_\circ}{c}\, dr, \tag{3}$$

a qual nos diz que, em termos infinitesimais, a diminuição relativa da energia da radiação é proporcional à distância percorrida. Esta equação deve ser integrada para se obter a energia $E_\circ$ do fóton observado, o qual foi emitido, com energia E, pela fonte localizada em $r = 0$,

$$\int_E^{E_\circ} \frac{dE}{E} = -\frac{\mathrm{H}_\circ}{c} \int_0^r dr, \tag{4}$$

$$\ln \frac{E_\circ}{E} = -\frac{\mathrm{H}_\circ}{c} r. \tag{5}$$

Expressando a energia em termos do comprimento de onda da radiação λ e com a definição de desvio para vermelho z, chegamos à expressão matemática de $z(r)$ correspondente à descrição instrumental dada pela Eq. (3),

$$E = \mathrm{h}\nu = \mathrm{h}\frac{c}{\lambda}, \tag{6}$$

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_\circ - \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_\circ}{\lambda} - 1, \tag{7}$$

$$z = e^{\frac{\mathrm{H}_\circ}{c} r} - 1, \tag{8}$$

a qual, novamente, reduz-se à Eq. (1) para $H_\circ r/c \ll 1$ ($r \ll 4$ Gpc), com o auxílio da expansão em série da função exponencial $\mathrm{e}^x = 1 + x/1! + x^2/2! + \ldots$, tomando-se apenas os dois primeiros termos. A Eq. (8) é a mesma Eq. (A24) de [11].

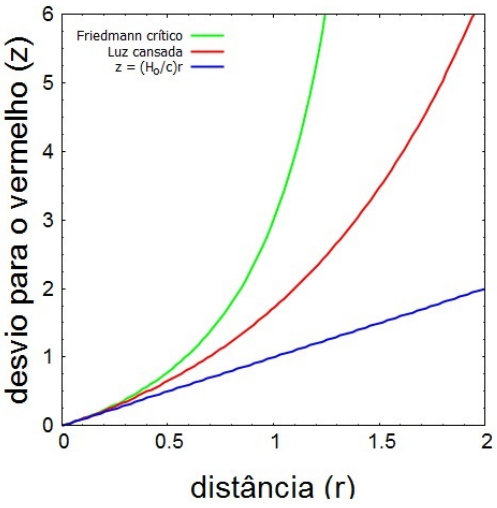


Figura 1: A função $z(r)$ para os modelos representados pelas Eqs. (1), (2) e (8). O modelo "Friedmann crítico" (ou plano; ver [9]) é também conhecido como modelo de "Einstein-de Sitter". Todos convergem para uma função linear para $r \ll 1$. A escala do eixo das abscissas r está em unidades de $\mathrm{c/H}_\circ = 4,2$ Gpc.

A Figura 1 mostra as três funções $z(r)$ dadas pelas Eqs. (1), (2) e (8). Os eixos coordenados estão em escalas arbitrárias. Vale a pena ressaltar que o modelo de luz cansada situa-se exatamente entre a lei de Hubble e o modelo de expansão do espaço. Resta agora uma importante questão. Qual é o mecanismo ou processo físico responsável pela luz cansada? Encontrar tal mecanismo significa também encontrar o mecanismo físico responsável pela lei de Hubble [Eq. (1)]. Por este motivo Soares [1] denominou este mecanismo de *efeito Hubble* e apresentou um programa heurístico para a sua descoberta, como descrito na próxima seção.

3 Um mecanismo físico para a luz cansada

As observações de Hubble são consistentes com a idéia da expansão do universo, mas não são necessariamente uma prova dela. O próprio Hubble estava ciente disto [2] e procurou durante toda a sua vida a resposta correta para a questão apresentada pela sua descoberta: o que causa os desvios para o vermelho?

Buscaremos, por conseguinte, um mecanismo físico — o *efeito Hubble* — válido para o paradigma da luz cansada. De modo geral, como vimos acima, o paradigma da luz cansada estabelece que a luz perde energia — o seu comprimento de onda aumenta —, quando a luz "viaja"da fonte

para o observador.

Que mecanismo físico poderia ser este?

Neste ponto, é interessante relembrar o que aconteceu no passado, em uma situação semelhante, quando Einstein apresentou uma interpretação heurística do *efeito fotoelétrico*. Pode-se fazer aqui um contraponto bastante útil para o caminho da descoberta do mecanismo responsável pelo efeito Hubble.

O modelo heurístico de Einstein partiu das seguintes evidências experimentais (ver discussão em [14, p. 36]):

(a) o efeito não depende da intensidade da fonte de radiação;

(b) a radiação de corpo negro, para pequenos comprimentos de onda, é descrita pelo limite de Wien;

(c) a radiação de corpo negro, para grandes comprimentos de onda, é descrita pela distribuição de Rayleigh-Jeans.

Os ítens (b) e (c) foram incorporados na explicação de Planck para a radiação do corpo negro, e que introduziu na física os *quanta* de energia. Esta concepção levou Einstein à idéia de que a luz consiste em quanta de energia, e daí à explicação do efeito fotoelétrico [14, p. 217]. No entanto, para a formulação de seu modelo para o efeito fotoelétrico, em 1905, Einstein não utilizou a lei de distribuição completa, para a radiação de corpo negro, obtida por Planck em 1900 (cf. [14, p. 37]).

Um programa heurístico para o efeito Hubble deve, de forma semelhante, contemplar as seguintes evidências observacionais:

(a) o efeito depende do fluxo da fonte de radiação de acordo com a lei de Hubble, dada pela Eq. (2);

(b) o desvio para o vermelho não depende — ou depende muito pouco — do comprimento de onda da radiação;

(c) o efeito é quantizado ([15], [16] e referências citadas).

(d) o efeito não causa o espalhamento da luz que é, em geral, seletivo, i.e., dependente do comprimento de onda. Caso contrário, as imagens de fontes extensas distantes seriam "borradas", como se estivessem fora de foco, o que não é observado (cf. [4, p. 312]).

Não se observa, em geral, grandes discrepâncias quando se mede o desvio para o vermelho de uma fonte distante, relativamente ao comprimento de onda utilizado (e.g., [17] e [18], onde se estudam desvios em comprimentos de onda no visível e em rádio). O fato de z ser independente de λ é uma característica, tanto do MPC — z é uma consequência da expansão do espaço —, quanto da hipótese do efeito Doppler — $z = v/c$. Não se deve descartar, no entanto, a possibilidade de que exista uma pequena dependência de z com λ, o que seria uma feição interessante do putativo efeito Hubble.

Tem-se, portanto, um programa que certamente abriria o caminho para uma teoria física satisfatória para o paradigma da luz cansada, em outras palavras, para a descoberta do efeito Hubble. O mecanismo físico que satisfizer estas imposições observacionais poderá ou não ser compatível com a descrição instrumental representada pela Eq. (3) já que ela é apenas uma hipótese de trabalho.

4 Considerações finais

A ideia da luz cansada surgiu para servir de alternativa à explicação dos desvios para o vermelho como sendo originários da expansão do espaço — que, a propósito, é matematicamente indistinguível do efeito Doppler para pequenos desvios para o vermelho [19]. Mas no final das contas, a expansão do espaço pode até mesmo ser considerada como um dos processos físicos aceitáveis para a explicação da "fadiga" da luz ao viajar da fonte para o observador na Terra. O cosmólogo britânico Edward Harrison (1919-2007) [4, p. 315] cita, neste contexto, a afirmação do astrofísico francês Evry Schatzman (1920-2010), *"Para qualquer um que não aceita a expansão do universo, o desvio para o vermelho das linhas espectrais permanece como um fenômeno físico importante mas completamente inexplicável."*, e comenta:

> Notemos que os desvios para o vermelho da luz cansada e os desvios para o vermelho da expansão têm muito em comum. Diferentemente do efeito Doppler, ambos consistem de um paulatino deslocamento em direção à extremidade vermelha do espectro à medida que a luz atravessa vastas regiões do espaço. Pode-se mesmo com justiça chamar o desvio para o vermelho da expansão uma teoria de luz cansada. Os raios de luz são progressivamente roubados de energia e

> tornam-se fatigados pela expansão do universo. Ironicamente todas as dificuldades da teoria da luz cansada são afastadas pela mudança de seu nome e pela atribuição da fadiga à expansão: temos fadiga mas não espalhamento; (. . .)

Formalmente, nada impede, por exemplo, que o modelo de Friedmann crítico [Eq. (2)] seja adotado como o mecanismo físico para a luz cansada. E se este for o caso, como mencionado no final da seção anterior, ele não precisa obedecer exatamente à descrição instrumental expressa pela Eq. (3). E é exatamente o que ocorreria, como ilustra a figura 1. De qualquer forma, este não é o processo físico procurado, porque o que se pretende é uma alternativa aos modelos de expansão, devido à inadequação dos mesmos (cf. [5]).

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. André K.T. Assis pela importante lembrança da possibilidade de que o desvio para o vermelho possa ter alguma dependência com λ. Agradeço ao parecerista anônimo, cujos comentários contribuíram para maior clareza na apresentação deste trabalho.

Sobre o autor

Domingos Soares (dsoares@fisica.ufmg.br) possui graduação em Física (Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, 1976), mestrado em Astrofísica (UFMG, 1982) e doutorado em Astrofísica (Instituto Astronômico Kapteyn, Universidade de Groningen, Holanda, 1989). Realizou estágio de pós-doutoramento no Departamento de Astronomia, Universidade Cornell, Ithaca, NY, Estados Unidos (1997). É professor e astrofísico aposentado (Departamento de Física, UFMG). Tem experiência em astrofísica extragaláctica, galáxias binárias, grupos de galáxias e aspectos históricos e conceituais da cosmologia. Seus trabalhos recentes e passados estão listados em www.fisica.ufmg.br/dsoares.

Referências

[1] D. Soares, *O efeito Hubble*, in *Tópicos em cosmologia relativista*, disponível em www.researchgate.net/publication/338842995 (acesso em dez. 2020).

[2] A.K.T. Assis, M.C.D. Neves e D.S.L. Soares, *A cosmologia de Hubble: de um universo finito em expansão a um universo infinito no espaço e no tempo*, in *Evoluções e revoluções: o mundo em transição*, editado por M.C.D. Neves e J.A.P. Silva (Editora Massoni e LCV Edições, Maringá, 2008), 199.

[3] F. Zwicky, *On the red shift of spectral lines through interstellar space*, Proceedings of the National Academy of Sciences **15**(10), 773 (1929).

[4] E. Harrison, *Cosmology – The science of the Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).

[5] D. Soares, *Uma pedra no caminho da teoria da relatividade geral*, in *Tópicos em cosmologia relativista*, disponível em www.researchgate.net/publication/338842995 (acesso em dez. 2020).

[6] E.P. Hubble, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, Proceedings of the National Academy of Sciences **15**(3), 168 (1929).

[7] E.P. Hubble e M.L. Humason, *The velocity-distance relation among extra-galactic nebulae*, Astrophys. J. **74**, 43 (1931).

[8] D. Soares, *Os fundamentos físico-matemáticos da cosmologia relativista*, Rev. Bras. Ens. Fís. **35**, n. 3, 3302 (2013).

[9] A. Viglioni e D. Soares, *Observações sobre as soluções clássicas da equação de Friedmann*, Rev. Bras. Ens. Fís. **33**, n. 4, 4702 (2011).

[10] R. E. de Souza, *Introdução à Cosmologia* (EDUSP, São Paulo, 2004).

[11] M. López-Corredoira, *Alcock-Paczynski cosmological test*, Astrophys. J. **781**(2), 96 (2014).

[12] D. Soares, *A idade do universo, a constante de Hubble e a expansão acelerada*, in *Tópicos em cosmologia relativista*, disponível em www.researchgate.net/publication/338842995 (acesso em dez. 2020).

[13] A.K.T. Assis e M.C.D. Neves, *O desvio para o vermelho revisitado*, in *Ciência, filosofia e política: uma homenagem a Fernando Bunchaft*, editado por O. Freire Jr. e S. Carneiro (EDUFBA, Salvador, 2013).

[14] J. Stachel (org.) *Einstein's miraculous years: five papers that changed the face of physics* (Princeton University Press, Princeton, 1998).

[15] W. G. Tifft, *Redshift periodicities, the galaxy-quasar connection*, Astrophysics and Space Science **285**, 429 (2003).

[16] H. Arp, *O Universo vermelho: desvios para o vermelho, cosmologia e ciência acadêmica* (Editora Perspectiva, São Paulo, 2001).

[17] A. Sandage, *Optical redshifts for 719 bright galaxies*, Astronomical Journal **83**, 904 (1978).

[18] H. J. Rood, *Gravitational mechanics of systems of galaxies. I - Corrections for errors in redshifts*, Astrophysical Journal Suppl. Ser. **49**, 111 (1982).

[19] D. Soares, *Universo relativista: expansão no espaço ou do espaço?*, in *Tópicos em cosmologia relativista*, disponível em www.researchgate.net/publication/338842995 (acesso em dez. 2020).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Estudo espectroscópico no óptico de galáxias ultra-luminosas no infravermelho com emissão de megamaser de hidroxila IRAS 15587+1609

Lara Gatto[1,2] e Dinalva A. Sales[1]

[1]*Universidade Federal do Rio Grande, FURG*
[2]*Universidade Federal do Rio Grande do Sul, UFRGS*

Resumo
A emissão do megamaser de OH (OHM) é uma característica importante, não muito explorada, de 20% das galáxias ultra-luminosas no infravermelho ([U]LIRGs). A presença dessa emissão pode ser um claro sinal não apenas de atividade nuclear térmica provinda de estrelas, mas também de uma energia não térmica provinda de um disco de gás circundando um buraco negro supermassivo (BNS). Galáxias que possuem a emissão de OHM (OHMGs) podem ser indicadoras do momento imediatamente antes da ativação do BNS. Entretanto, as OHMGs são pouco estudadas na literatura e este trabalho apresenta uma análise sobre a morfologia, classificação da fonte de ionização e a cinemática do gás ionizado da OHMG IRAS 15587+1609, usando dados espectroscópicos no óptico obtidos pelo telescópio Gemini Sul e imagem na banda i do telescópio Hubble. Foi possível inferir através dos dados espectroscópicos e fotométricos que a IRAS 15587+1609 é um sistema interatuante composto por dois núcleos, separados a uma distância de $0,2878$ Mpc. Além disso, a detecção de linhas de absorção tênues de K(3956,79 Å), H(3973,16 Å), H_Δ(4104,57 Å) e H_σ(4343,26 Å) nos espectros dos dois núcleos indica que o sistema IRAS 15587+1609 pode ser composto por duas galáxias *starburst*.

Abstract
The emission of the OH magamaser (OHM) is an important feature of 20% of the ultra-luminous Infrared Galaxies ([U]LIRGs) that are not much explored. The presence of this emission may be a clear sign not only of thermal nuclear activity from stars, but also from non-thermal energy from a gas disk surrounding a supermassive black hole (SMBH). Galaxies that have the OHM emission (OHMGs) can be indicators of the moment immediately before the SMBH activation. However, OHMGs are little studied in the literature and this work presents an analysis of the morphology, classification of the ionization source and the kinematics of the ionized gas of the OHMG IRAS 15587+1609 using optical spectroscopic data obtained by the Gemini South telescope and image in the i band, from the Hubble telescope. It was possible to infer through spectroscopic and photometric data that IRAS 15587+1609 is an interacting system composed of two cores, separated at a distance of 0,2878 Mpc. In addition, the identification of tenuous absorption lines of K(3956,79 Å), H(3973,16 Å), H_Δ(4104,57 Å) and H_σ(4343,26 Å) in the spectra of both cores, shows a strong indication that the IRAS 15587+1609 system may be composed by two starburst galaxies.

Palavras-chave: galáxias: interação, galáxias: OHMG, galáxia individual: IRAS 15587+1609, espectroscopia.
Keywords: galaxies: interactions, galaxies: OHMG, individual galaxy: IRAS 15587+1609, spectroscopy.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.32000

1 Introdução

Uma galáxia é um sistema constituído por estrelas, gás, poeira, e matéria escura ligados pela força gravitacional. Elas podem apresentar formas, cores e tamanhos diferentes. Edwin Hubble classificou-as em termos de sua morfologia, dividindo as galáxias em espirais, espirais barradas, elípticas, lenticulares ou irregulares (ver Figura 1) [1]. As galáxias também podem apresentar propriedades diferentes dependendo do comprimento de onda observado. Assim utilizando dados espectroscópico e a fotométrico podemos classificá-las em *starburst* (alta taxa de formação

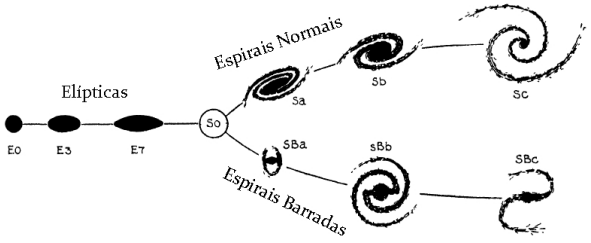


Figura 1: Esquema de Hubble para a classificação de galáxias em elípticas, espirais e espirais barradas. Fonte: brazilastronomy.wordpress.com/classificacao-morfologica-de-galaxias/.

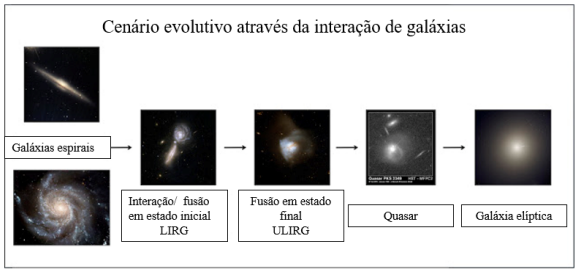


Figura 2: Diagrama ilustrando o cenário de fusão de duas galáxias espirais, ricas em gás, formando uma LIRG, que evolui para uma ULIRG, depois para um quasar e, eventualmente, para uma galáxia elíptica. Fonte: www.candels-collaboration.blogspot.com/2012/07/luminous-infrared-galaxies.html.

estrelar), Luminosas no Infravermelho (onde sua luminosidade é mais intensa no infravermelho), Galáxias Ativas, e entre outras.

Neste artigo estudaremos as galáxias luminosas no infravermelho (LIRGs, do inglês luminous infrared galaxies) e as ultra luminosas no infravermelho (ULIRGs, do inglês ultra luminous infrared galaxies) que recebem esses nomes por apresentarem uma luminosidade que ultrapassa 10^{11} $L_{\odot}$ e 10^{12} $L_{\odot}$ no infravermelho, respectivamente. Descobertas com o lançamento do satélite IRAS (Infra-Red Astronomy Satellite) em janeiro de 1983, esta classe de galáxia tem a propriedade que a luminosidade emitida no infravermelho é praticamente igual a luminosidade bolométrica (luminosidade espectral integrada), e a quantidade total de energia emitida por essas galáxias é comparável aos quasares (QSOs) [2] que são os objetos mais energéticos já observados. Os QSOs com z $>$ 5 possuem luminosidades entre 10^{13} a 10^{15} luminosidades solares.

Observações indicam que a maioria das LIRGs e ULIRGs são encontradas em processo de interação ou fusão, e suas regiões nucleares abrigam grandes massas de gás e poeira. Interações e fusões de galáxias são um fenômeno importante no cenário evolutivo de galáxias ao longo do Universo, pois estes acontecimentos provocam mudanças físicas e morfológicas, como por exemplo, núcleos dinamicamente desacoplados, caudas de marés, aumento significativo da taxa de formação estelar. Além disso, a fusão de um sistema composto com galáxias pode modificar a morfologia de seus constituintes transformando galáxias espirais ricas em gás em elípticas.

De acordo com a literatura, a fonte de energia por trás da emissão do infravermelho (IR) nas LIRGs é uma combinação de uma grande população de estrelas jovem e quentes (um starburst) e/ou um buraco negro supermassivo (BNS), onde a taxa de acreção da matéria é muito alta, ou seja, temos neste caso, uma galáxia com núcleo ativo (AGN). Isto foi sustentado pela percepção de que os sistemas mais luminosos tendiam a estar nos estágios de fusão mais avançados como mostra a Figura 2. Embora a distinção entre os dois, inicialmente (e até agora) tenha se mostrado difícil, acredita-se que pelo menos no universo local, as ULIRGs são alimentadas por uma violenta taxa de formação estelar (starburst), mas frequentemente com uma contribuição significativa de AGNs [3].

Em outras palavras, de acordo com a literatura, as LIRGs e ULIRGs representam um papel fundamental no processo de evolução de galáxias, em que processos de interação gravitacional entre sistemas desencadeiam a ativação do núcleo da galáxia, por meio do aumento da poeira sendo levado ao núcleo, surgindo assim um AGN [4–7]. Este grande acúmulo de gás e poeira no núcleo galáctico resulta em regiões de alta densidade ($n(H_2) = 10^{3-4}$ cm^{-3}), ou seja, o ambiente perfeito para ocorrer a emissão de megamasers de OH, nas regiões espectrais em 1665 e 1667 MHz. Alguns autores especulam que uma das componentes da emissão do megamaser pode estar associada com fluxos de perda de massa com baixa densidade, mas com altas velocidades [8, 9]. Estas galáxias [U]LIRGs que possuem emissão de megamaser de OH são chamadas de galáxias megamasers de OH (OHGMs). Apenas 20% da [U]LIRGs possuem este tipo de emissão.

Um maser significa *microwave amplification by stimulated emission of radiation* (em português, amplificação de microondas por emissão estimulada de radiação). O princípio físico fundamen-

tal que descreve o maser é o conceito de emissão estimulada. Na emissão estimulada um fóton com comprimento de onda λ_i é absorvido por um átomo já em seu estado excitado, consequência de uma absorção anterior, em seguida, este mesmo átomo emite rapidamente dois fótons com o mesmo comprimento de onda λ_f para retornar ao seu estado fundamental. É importante lembrar que a emissão estimulada não é isotrópica, mas se faz na direção do campo radiativo presente, o que leva ao efeito maser. Quando um maser possui uma ordem de grandeza de Mega (10^6), em um sistema de unidades dado, damos o nome de megamaser.

De acordo com Darling [10] as linhas de HCN e CO fornecem uma nova visão sobre o fenômeno do megamaser de OH, sugerindo um *gatilho* de gás denso para os OHMs. Com o trabalho de Darling foram identificados três propriedades físicas que diferenciam OHMGs de outras galáxias starbursts, são as seguintes propriedades: (i) OHMGs tem as maiores taxas de densidades médias de gases moleculares alcançando, na sua maioria, uma densidade molecular de $\bar{n}(H_2) = 10^3 - 10^4$ cm^{-3} com nuvens que emitem a linha de OH com densidade de $\approx H_2 > 10^4$ cm^{-3}; (ii) OHMGs possuem uma população distinta na parte não-linear da relação IR-CO; (iii) galáxias hospedeiras de OHM possuem frações de gás molecular excepcionalmente altas, em torno de $L_{HCN}/L_{CO} > 0,07$, como mostra a Figura 3, e (iv) compreendem aproximadamente metade dessa população incomum [10].

As OHMGs parecem estar em um estágio crítico da evolução das [U]LIRGs, onde um disco de gás circum-nuclear foi formado recentemente e que poderia estar relacionado com a fonte de alimentação de um AGN, ou seja, as OHMGs poderiam indicadoras da fase final de evolução que sinaliza o momento imediatamente antes do surgimento do AGN; ou o maser de OH pode estar relacionado a regiões de grande formação estelar (starburst). Para determinar a fonte de ionização do gás através de observações ópticas são utilizados diagramas de diagnóstico baseados nas intensidades relativas de linhas espectrais de [OIII] λ5007/ H_β, [NII] λ6583/ H_α, [SII] λ6716, conhecidos como diagramas BPT [11, 12].

As OHMG são pouco estudadas na literatura e os estudos disponíveis utilizaram dados de baixa resolução espacial e espectral. Portanto, este

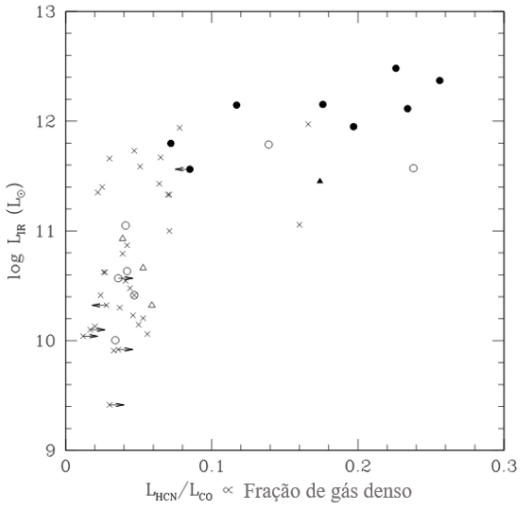


Figura 3: Diagrama da luminosidade no infravermelho (L_{IR}) versus a razão das luminosidades das linhas de HCN e CO (L_{HCN}/L_{CO}) de uma amostra de [U]LIRGS. Os círculos pretos preenchidos representam galáxias com emissão de OHM; triângulos preenchido representam galáxias com emissão de maser de OH na ordem kilo de magnitude; círculos vazios representam objetos com absorção de OH; triângulos vazios representam objetos com absorção de OH com magnitude na ordem de kilo; e × representam objetos que não possuem emissão de OH. Fonte: Ref. [10].

trabalho tem como principal objetivo instruir o aluno nos primeiros passos na astronomia observacional, estudar as OHMG, compreender o processo de observação e redução dos dados espectroscópicos obtidos por um telescópio, analisar os espectros e derivar as propriedades da OHMG IRAS 15587+1609. Além disto, objetivamos investigar o mecanismo de excitação das OHMGs, derivando a contribuição do AGN e do starburst através de diagramas de diagnósticos.

1.1 Caracterização da IRAS 15587+1609

A imagem na banda i do telescópio espacial Hubble (HST) foi observada pela *Advanced Camera for Surveys* (ACS) como parte do projeto ID 11604 (PI: D. J. Axon/ A. Robinson). Essa imagem mostra, pela primeira vez, que OHMG IRAS 15587+1609 é um sistema interatuante composto por duas galáxias. A partir deste ponto do texto começaremos a denotar o nome IRAS 15587+1609 por IRAS 15. A Figura 5 obtida pelo telescópio Hubble na banda i mostra a IRAS 15 e seu universo local, assim é possível concluir que essa galáxia parece fazer parte de um grupo ou de um aglomerado de galáxias.

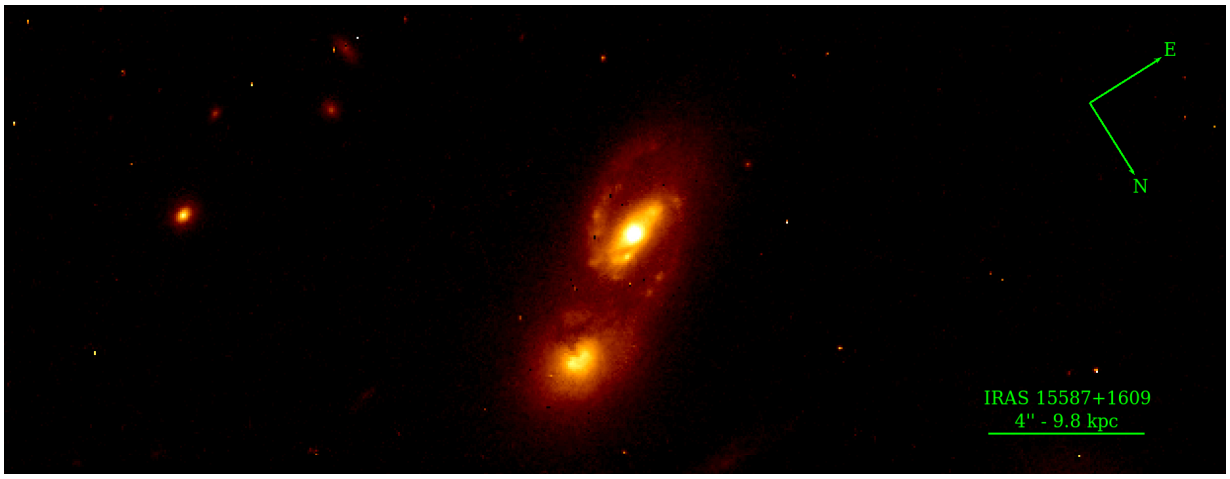


Figura 4: Imagem na banda i do sistema interatuante IRAS 15 observado pelo telescópio Hubble. A sudoeste temos a IRAS 15A, e a noroeste IRAS 15B.

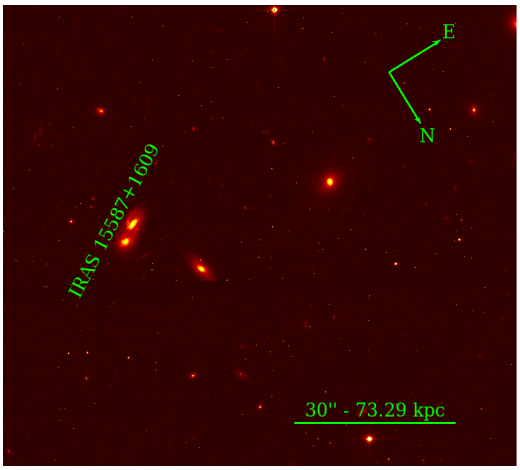


Figura 5: Imagem da IRAS 15587+1609 observado pelo telescópio Hubble na banda i.

Classificada como uma LIRG com uma luminosidade igual a log ($L_{IR}/L_{\odot}$)= 11,57 e um maser de OH com luminosidade de log ($L_{OH}/L_{\odot}$) = 3,23, a IRAS 15 é um objeto pouco estudado na literatura, e seu redshift é igual a 0.13718 [13]. Na Figura 4 visualizamos os detalhes da galáxia interactuante IRAS 15 e suas componentes, onde, o núcleo mais intenso denominado de IRAS 15A está situado na direção sudoeste e o núcleo menos intenso denominado de IRAS 15B está situado na direção noroeste.

2 *Observação e redução dos dados*

Neste trabalho foram utilizados dados espectroscópicos obtidos pelo telescópio Gemini Sul (G-S) localizado na Cordilheira dos Andes, Chile. Os telescópios Gemini operam no IR e no visível e possuem espelhos principais com 8,1 metros de diâmetro e apenas 10 cm de espessura. Os telescópios Gemini foram construído e são operados por um consórcio de 7 países, sendo eles os Estados Unidos, Reino Unido, Canadá, Chile, Austrália, Brasil e Argentina.

Para este projeto foram utilizados dados espectroscópicos de fenda larga. (longslit) com 1" (arcsec) de largura na região espectral do visível obtido através do projeto GS-2013B-Q-90 (PI: Dinalva A. Sales) intitulado "The gas kinematics and optical classification of OH megamaser galaxies".

As observações de IRAS 15 ocorreram em dois dias, em cada noite de observação foi utilizado um comprimento de onda central: um centrado em 485nm (azul) e outro centrado em 579nm (vermelho) cobrindo todo o espectro eletromagnético visível. A Tabela 1 mostra os detalhes das noites de observação da IRAS 15.

Tabela 1: Detalhes das noites de observação da IRAS 15

Data da observação	Comprimento de onda (Å)
05/08/2013	4850
15/03/2014	5790

A Figura 6 mostra uma imagem na banda i*i* observado pelo HST da galáxia IRAS 15. Sobreposta a essa imagem foi colocada a posição da fenda de 1" do GMOS, onde obtivemos os dados espectroscópicos no óptico.

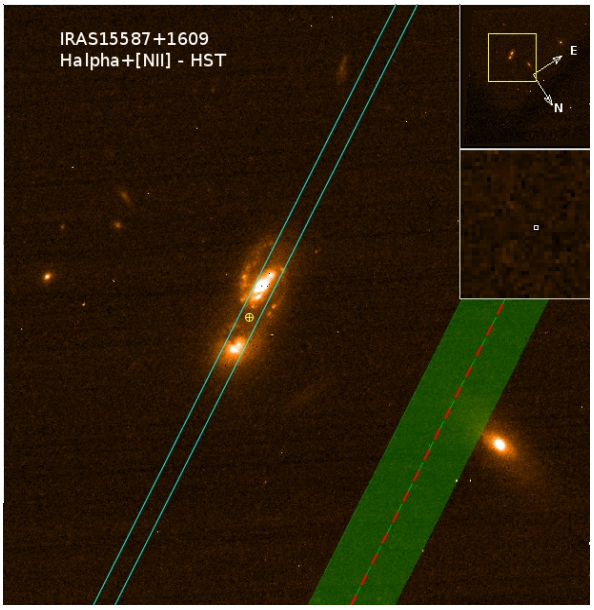


Figura 6: Imagem da banda i obtida pelo HST da IRAS 15 e, sobreposta a ela, a ilustração da fenda longa com largura de 1", utilizada para a observação dos dados espectroscópico do G-S.

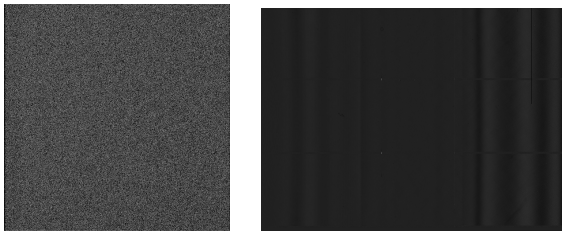


Figura 7: *À esquerda:* imagem do bias, nela vemos pontos que representam o ruído do CCD. *À direita:* imagem do flat, nela vemos faixas mais claras, onde o CCD é mais sensível. Imagens obtidas pelo telescópio G-S

2.1 Tratamento dos Dados Espectroscópicos

O processo de redução dos dados espectroscópicos é de suma importância para remover aberrações nas imagens, como erros de leitura dos píxeis do CCD da câmera, raios cósmicos, linhas do céu e também para calibrar os espectros em comprimento de onda e fluxo. Este processo foi realizado utilizando o programa IRAF, junto com os pacotes desenvolvidos para a redução dos dados dos telescópios Gemini, específicos para o instrumento GMOS (Gemini Multi-Object Spectrographs).

O processo de redução dos dados neste trabalho segue o padrão utilizado para redução de dados de fenda larga. A descrição das tarefas podem ser encontradas em GEMINI.GMOS dentro do IRAF.

Nesta etapa tratamos dados de espectroscopia de fenda larga da galáxia utilizando as correções para os erros de leitura e não uniformidade do detetor CCD, além de espectros do Cu-Ar para calibração em comprimentos de onda.Os passos para obter o espectro unidimensional da IRAS 15 são os seguintes:

- Preparar os dados GMOS brutos para as reduções colocando a informação nos cabeçalhos e associando a máscara (MDF-mask definition file), que define a fenda usada (neste projeto todo é 1"0'). A tarefa utilizada é gprepare.
- Processar e combinar as imagens de compensação (bias) com a tarefa gbias. O bias é a variação do valor de cada pixel obtido através da exposição do CCD ao completo escuro perante o menor tempo de exposição possível. O exemplo de uma imagem com bias é apresentado no painel esquerdo da Figura 7.
- Derivar a imagem de campo uniforme (flat) dos espectros GMOS, com base nas exposições da lâmpada GCAL, com gsflat. O flat é a resposta do CCD perante uma exposição a uma luz uniforme da lâmpada GCAL, ele mostra a variação do brilho e é utilizado para corrigir a sensibilidade do SSD. O painel direito da Figura 7 é um exemplo de uma imagem de flat.
- Subtrair o overscan e bias, dividindo pelo flat. Isto implica em encontrar e corrigir raios cósmicos, cortar as bordas, e multiplicar pelo ganho, tudo com a tarefa gsreduce. Essa tarefa é aplicada nos dados da galáxia, nas lâmpadas de CuAr, e nos dados da estrela padrão utilizada para calibrar o fluxo.
- Determinar uma calibração aproximada dos comprimentos de onda do espectro da lâmpada de CuAr , baseada na informação do header das imagens com a tarefa gsappwave.
- Estabelecer uma calibração em comprimento de onda para espectros GMOS com a tarefa gswavelenght. Essa tarefa cria uma função que transforma cada pixel em seu comprimento de onda, usando um espectro de uma lâmpada de CuAr (Figura 8) que já é conhecido e tabeladas todas as linhas de emissão.

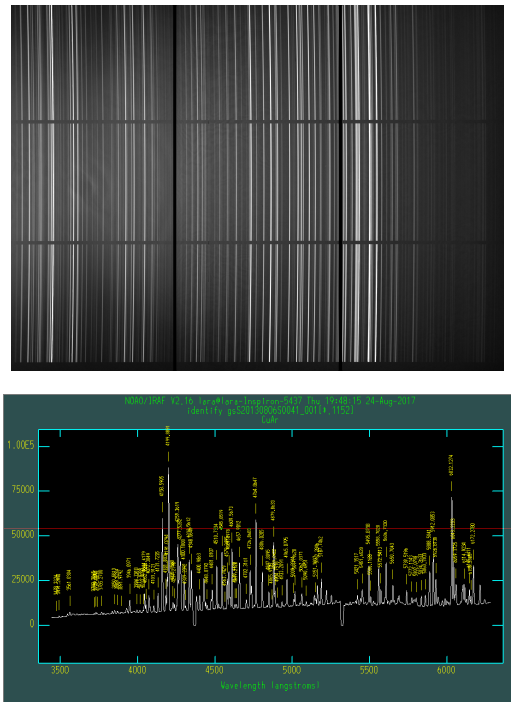


Figura 8: *Topo:* imagem 2-D do espectro do CuAR. *Abaixo:* imagem 1-D do CuAr com suas linhas identificadas.

- Calibrar o espectro da galáxia em comprimento de onda usando gstransform.
- Combinar as imagens. Após este passo temos o resultado da Figura 9.
- Subtrair do céu os espectros GMOS usando gsskysub.
- Extrair o espectro 1-D através do 2-D com a tarefa gsextract. Nesta etapa escolhemos as aberturas para extrair os espectros. A Figura 10 mostra as aberturas escolhidas, no pico de maior intensidade temos representada a abertura utilizada para a extração do espectro do núcleo mais brilhante da IRAS 15, denominado de IRAS 15A, por outro lado, no pico de menor intensidade temos representada a abertura utilizada para a extração do espectro do núcleo menos brilhante, denominado de IRAS 15B.

Neste trabalho não foi realizada a calibração em fluxo dos espectros da galáxia IRAS 15. Portanto, foram extraídos dois espectros para cada núcleo da galáxia, um centralizado na faixa do azul (4850 Å) e outro do vermelho (5790 Å) do espectro eletromagnético, cobrindo toda a faixa espectral do visível.

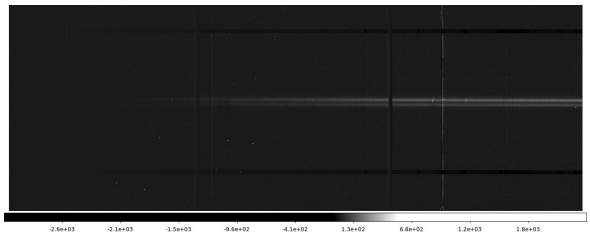


Figura 9: Imagem bidimensional do espectro da galáxia IRAS15.

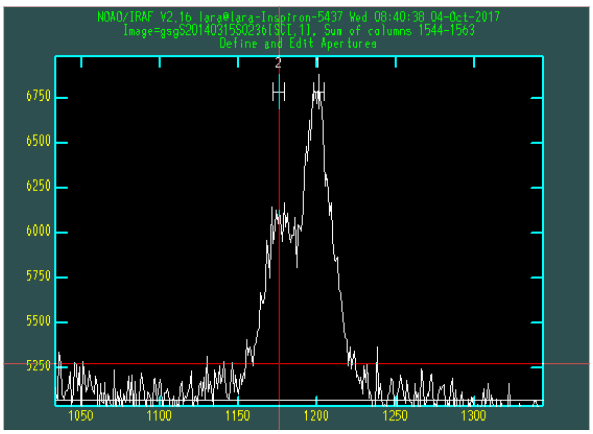


Figura 10: Perfil da emissão da IRAS 15 ao longo da fenda. Os picos de emissão correspondem aos núcleos da IRAS 15A a direita e IRAS15B a esquerda.

3 Resultados e discussões

A Figura 11 mostra os espectros unidimensionais da IRAS 15A obtidos pelo G-S do núcleo mais brilhante situado sudeste que pode ser visto na Figura 6. A Figura 12 nos mostra os espectros unidimensionais referentes a IRAS 15B, o núcleo menos brilhante situado a noroeste (Figura 6).

Nos espectros aqui apresentados a correção do desvio para o vermelho devido ao efeito doppler foi realizada utilizando a tarefa *dopcor* do IRAF empregando o redshift de 0,13718. Os espectros apresentados neste trabalho não foram calibrados em fluxo, assim neste caso apresentamos aqui espectros unidimensionais com fluxo em unidade arbitrária no eixo y e comprimento de onda em Angstroms (Å) no eixo x.

Investigando o espectro centrado na região espectral do azul da IRAS 15A, identificamos quatro linhas de emissão e quatro de absorção. As linhas de emissão presentes são [OII] (3729,87 Å), HeI(3889 Å),H_β (4862,68 Å) e [OIII] (4932,6 e 5007 Å), enquanto as linhas de absorção são K (3938,08 Å), H (3972,61 Å), Mgb (5170 Å) e [Fe II](5260 Å). A análise do espectro na região ver-

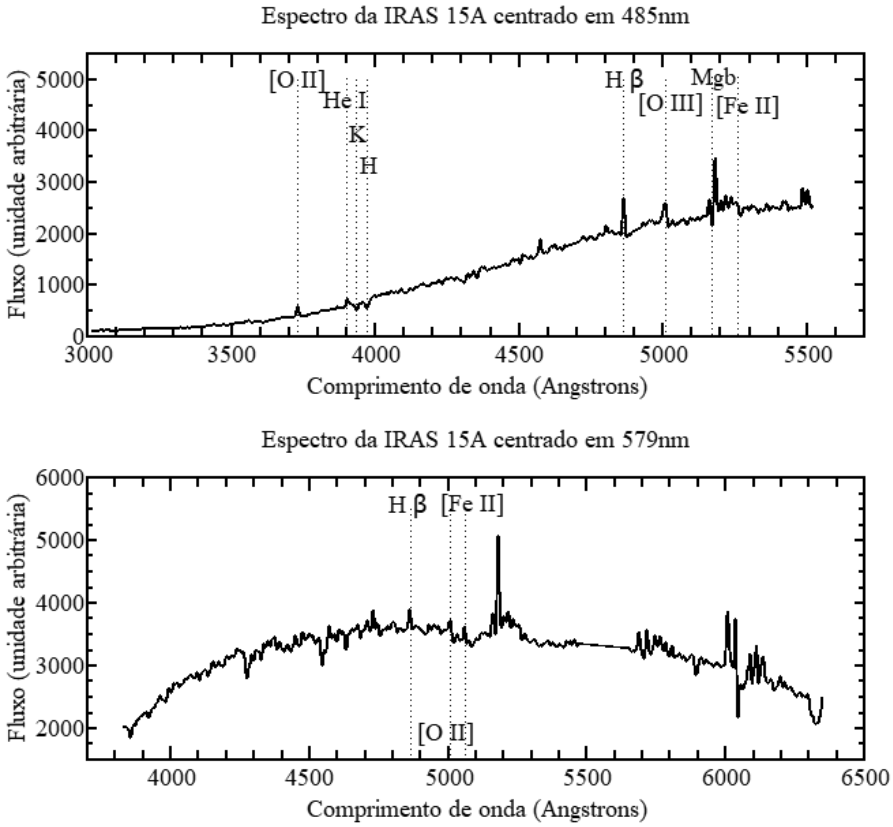


Figura 11: Espectro unidimensional da IRAS 15A observado pelo G-S. No topo temos o espectro referente a faixa espectral do azul, centrado em 485nm, onde identificamos as linhas de emissão de [OII] (3729,87 Å), HeI(3889 Å),H_β (4862,68 Å) e [OIII] (4932,6 e 5007 Å), e as linhas de absorção de K (3938,08 Å), H (3972,61 Å), Mgb (5170 Å) e [Fe II](5260 Å). Abaixo temos o espectro referente a faixa espectral do vermelho, centrado em 579nm, onde foram identificadas as linhas de emissão de H_β (4862,68 Å), [OIII] (5007 Å) e [FeII](5060 Å).

melha indica a presença das linhas de emissão H_β (4862,68 Å), [OIII] (5007 Å) e [FeII] (5060 Å). Neste espectro a região das linhas de H_α e [NII], que são importantes para a construção de um diagrama de diagnóstico, estão ausentes.

No caso do espectro do núcleo IRAS 15B centrado em 485nm foram identificadas as linhas de emissão de [OII] (3729,87 Å), HeI(3889 Å) e [OIII] (5007 Å), enquanto as linhas de absorção presentes são K (3956,79 Å), H (3973,16 Å), H_Δ (4104,57 Å), H_γ (4343,26 Å), H_β (4862,68 Å), Mgb (5170 Å) e [Fe II](5260 Å). Porém, o espectro centrado em 579nm somente apresentou a linha de emissão do [OIII] (5007 Å).

Como nos espectros da IRAS 15 não foi identificada a linha de H_α importante para a construção do diagrama de diagnóstico, não conseguimos identificar o mecanismo de ionização (radiativo ou colisional) provindos do disco de acreção do SMBH de AGNs.

Com as informações obtidas através dos espectros podemos calcular a velocidade de recessão do sistema interatuante IRAS 15, ou seja, a velocidade com que a galáxia distante se afasta de nós devido à expansão do Universo e que pode ser escrita como,

$$V(z) = H_0 c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} = c \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_V + \Omega_m (1+z')^3}}, \quad (1)$$

onde c é a velocidade da luz e H_0 é a constante de Hubble.

Utilizando o valor do desvio para o vermelho da IRAS 15, $z = 0.13718$, da equação acima obtemos que o valor da velocidade de recessão é igual a 41140 km/s. Para $z < 1$ os valores da equação 1 se aproximam da seguinte equação, escrita em termos do comprimento de onda observado (λ_{ob}) e o de laboratório (λ_0),

$$v = c \frac{(\frac{\lambda_{ob}}{\lambda_0})^2 - 1}{(\frac{\lambda_{ob}}{\lambda_0})^2 + 1}. \quad (2)$$

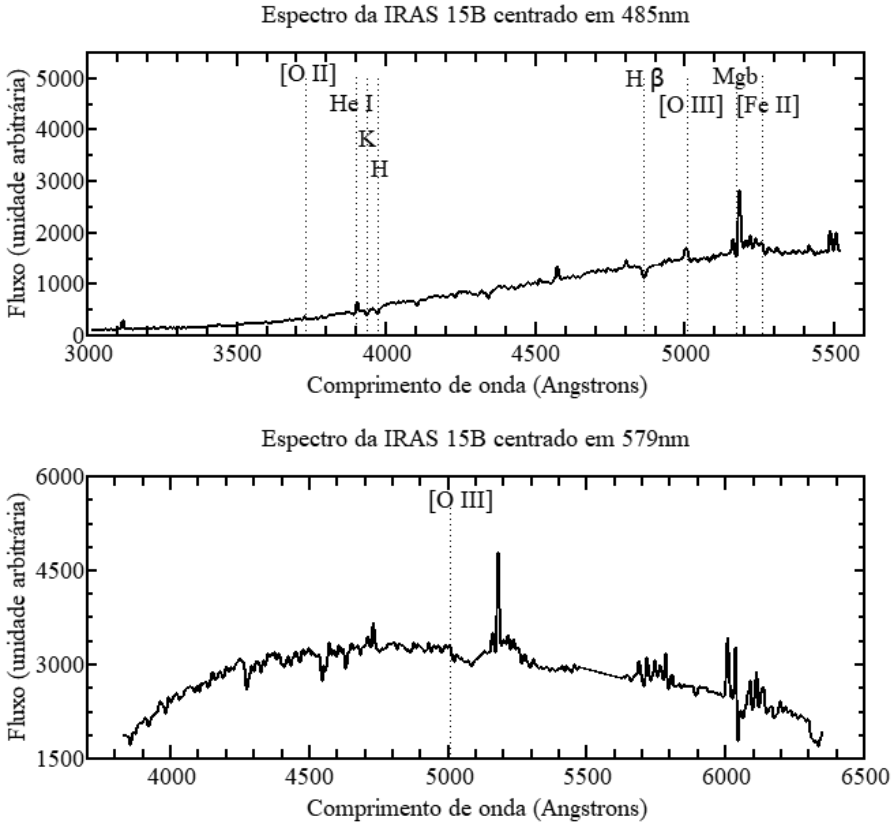


Figura 12: Espectro unidimensional da IRAS 15B. No topo temos o espectro referente a faixa espectral do azul, centrado em 485nm, onde foram identificadas as emissão de [OII] (3729,87 Å), HeI(3889 Å) e [OIII] (4932,6 e 5007 Å), e as linhas de absorção de K (3938,08 Å), H (3972,61 Å), H_β (4862,68 Å), Mgb (5170 Å) e [Fe II](5260 Å). Abaixo temos o espectro referente a faixa espectral do vermelho, centrado em 579nm, onde possui a linha de emissão de OIII] (5007 Å).

Utilizando a linha de emissão H_β presente no espectro da IRAS 15A não calibrado em redshift centralizada em 5531,45 Å, sendo que a emissão do H_β em laboratório é em 4862,68, temos que a velocidade de recessão da IRAS 15A (v_A) é igual a

$$v_A = 38398,35\,\mathrm{km/s}. \quad (3)$$

No caso da IRAS 15B, utilizamos a linha e absorção de H_β centralizada em 5531,83 Å, assim a velocidade de recessão do IRAS 15B (v_B) é igual a

$$v_B = 38418,79\,\mathrm{km/s}. \quad (4)$$

A diferença entre as velocidades dos dois núcleos é igual a

$$v = v_A - v_B = 20,4405\,\mathrm{km/s}. \quad (5)$$

Através da Lei de Hubble sabemos que,

$$v = H_0 d, \quad (6)$$

onde $H_0 = 71\,\mathrm{km/s \cdot Mpc}$ e d é a distância da galáxia até nós, podemos encontrar a distância entre os núcleos do sistema interatuante IRAS 15. Desprezando a componente tangencial, essa distância, denominada de D, é igual a

$$D = 0,2878\,\mathrm{Mpc} = 287,8\,\mathrm{Kpc} \quad (7)$$

4 Conclusões

Através deste trabalho concluímos que o sistema interatuante IRAS 15587+1609 possui duas galáxias em processo de interação, denominadas neste artigo de IRAS 15A e IRAS 15B.

Mediante os espectros obtidos pelo GMOS/Gemini, concluímos que a faixa espectral do vermelho onde se localiza as linhas de H_α e [NII] importantes para a construção do diagrama de diagnóstico estão ausentes. No entanto, a faixa espectral do azul apresenta algumas linhas de emissão e absorção claras. Por meio da linha de H_β identificada no espectro da IRAS 15A e IRAS 15B foi possível derivar as velocidades de recessão das duas componentes da IRAS 15. São elas, $v_A = 38398,35\,\mathrm{km/s}$ e $v_B = 38418,79\,\mathrm{km/s}$. Utilizando a Lei de

Hubble e a diferença de velocidades dos dois núcleos determinada neste trabalho foi, no limite das aproximações feitas, possível quantificar a distância relativa entre os dois núcleos, que é igual a 0,2827 Mpc.

Através da identificação de linhas de absorção tênues de K (3956,79 Å), H (3973,16 Å) e H_Δ (4104,57 Å) nos espectros aponta forte indício que o sistema IRAS 15587+1609 é composto por duas galáxias starburst. Este resultado corrobora o cenário evolutivo de galáxia proposto por Lonsdale [3] segundo o qual galáxias interatuantes no começo do processo de colisão (como indica a imagem obtida na banda *i* pelo telescópio Hubble e a distancia que as separam) apresentam aumento da taxa de formação estelar sem, entretanto, que haja interação o suficiente para alimentar o buraco negro.

Agradecimentos

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001. D. A. Sales agradece a CNPq e a FAPERGS.

Sobre as autoras

Lara Maria Gatto (laragatto01@gmail.com) é doutoranda em Física na Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Mestre em Física pela Universidade Federal do Rio Grande e Bacharela em Física pela mesma instituição. Possui foco de suas pesquisas na área de astrofísica, atuando principalmente em pesquisas de galáxias megamasers de OH e AGNs.

Dinalva Aires de Sales (dinalvaires@gmail.com) é Graduada em Matemática pela Universidade do Vale do Paraíba (2005), Mestre em Física e Astronomia pela Universidade do Vale do Paraíba (2007) e Doutora em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2012). Foi NASA Postdoctoral Fellow no Rochester Institute of Technology (2012/2013) e pós-doutoranda da DOCFIX-FAPERGS/CAPES na Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2013/2016). Tem experiência na área de Astrofísica, atuando principalmente nos seguintes temas: núcleo ativo de galáxia, galáxia em interação, moléculas complexas, espectroscopia e imageamento. Atualmente é professora adjunta do Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF) da Universidade Federal do Rio Grande (IMEF-FURG) e Coordenadora do Programa de Pós-Graduação em Física (PPG-Física) do IMEF-FURG.

Referências

[1] E. P. Hubble, *Extragalactic nebulae.*, ApJ. **64**, 321 (1926).

[2] B. T. Soifer, D. B. Sanders, B. F. Madore, G. Neugebauer, G. E. Danielson, J. H. Elias, C. J. Lonsdale e W. L. Rice, *The IRAS Bright Galaxy Sample. II. The Sample and Luminosity Function*, ApJ. **320**, 238 (1987).

[3] C. J. Lonsdale, D. Farrah e H. E. Smith, *Ultraluminous infrared galaxies*, in *Astrophysics Update 2*, editado por J. W. Mason (Springer, Berlin, 2006), 285.

[4] D. B. Sanders, B. T. Soifer, J. H. Elias, B. F. Madore, K. Matthews, G. Neugebauer e N. Z. Scoville, *Ultraluminous Infrared Galaxies and the Origin of Quasars*, ApJ. **325**, 74 (1988).

[5] D. A. Sales, A. Robinson, D. J. Axon, J. Gallimore, P. Kharb, R. L. Curran, C. O'Dea, S. Baum, M. Elitzur e R. Mittal, *An Embedded Active Nucleus in the OH Megamaser Galaxy IRAS 16399-0937*, ApJ. **799** (1), 25 (2015).

[6] C. Hekatelyne, R. A. Riffel, D. Sales, A. Robinson, J. Gallimore, T. Storchi-Bergmann, P. Kharb, C. O'Dea e S. Baum, *Gemini IFU, VLA, and HST observations of the OH megamaser galaxy IRAS F23199+0123: the hidden monster and its outflow*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **474** (4), 5319 (2017).

[7] D. A. Sales, A. Robinson, R. A. Riffel, T. Storchi-Bergmann, J. F. Gallimore, P. Kharb, S. Baum, C. O'Dea, C. Hekatelyne e F. Ferrari, *Gemini IFU, VLA, and HST observations of the OH megamaser galaxy IRAS 17526+3253*⋆, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **486** (3), 3350 (2019).

[8] W. A. Baan, A. D. Haschick e C. Henkel, *Molecular Outflows in Powerful OH Megamasers*, ApJ. **346**, 680 (1989).

[9] C. J. Lonsdale, P. J. Diamond, C. J. Lonsdale e H. E. Smith, *Imaging of the ARP 220 OH Megamasers with VLBI*, in *IAU Colloq. 164: Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*, editado por J. A. Zensus, G. B. Taylor e J. M. Wrobel (1998), vol. 144 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 227.

[10] J. Darling, *A Dense Gas Trigger for OH Megamasers*, Astrophys. J. Lett. **669**, L9 (2007).

[11] J. A. Baldwin, M. M. Phillips e R. Terlevich, *Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects.*, Pasp. **93**, 5 (1981).

[12] S. Veilleux e D. E. Osterbrock, *Spectral Classification of Emission-Line Galaxies*, ApJS. **63**, 295 (1987).

[13] J. Darling e R. Giovanelli, *Optical spectral classification of major mergers: OH megamaser hosts versus nonmasing (ultra) luminous infrared galaxies*, The Astronomical Journal **132** (6), 2596 (2006).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Fundo estocástico de ondas gravitacionais

João Paulo G. do Nascimento[1] e Fábio Cabral Carvalho[2]

[1]*Sec. do Estado da Educação, da Cultura, do Esporte e do Lazer, Rio Grande do Norte*
[2]*Universidade do Estado do Rio Grande do Norte*

Resumo
Ondas gravitacionais são previsões teóricas da relatividade geral de Einstein, as quais são formadas quando o tecido do espaço-tempo é deformado. Em outubro de 2017 o observatório LIGO (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory) conseguiu detectar diretamente ondas gravitacionais geradas pela fusão de duas estrelas de nêutrons. Essa descoberta se mostrou de grande importância para a astronomia moderna pelo fato dessas ondas trazerem consigo informações das fontes que as geraram. No presente artigo, estudamos o fundo estocástico de ondas gravitacionais gerado devido a fusão de estrelas de nêutrons, usando diferentes modelos cosmológicos. Para isso utilizamos duas parametrizações dependentes do tempo na equação de estado $\omega(z)$, com o objetivo de verificar quais seriam as consequências finais no fundo estocástico gerado por essas ondas, em comparação ao que o modelo padrão da cosmologia prevê.

Abstract
Gravitational waves are theoretical predictions of Einstein's general relativity, which are formed when the fabric of space-time is deformed. In October 2017 the LIGO observatory (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory) was able to directly detect gravitational waves generated by the fusion of two neutron stars. This discovery proved to be of great importance for for the modern astronomy because these waves bring information of the sources that generated them. In this paper we studied the stochastic background of gravitational waves generated due the fusion of neutron stars, using different cosmological models. We used two time dependent parametrizations in the state equation $\omega(z)$, in order to verify what would be the final consequences in the stochastic background generated by these waves, compared to what the standard model of cosmology predicts.

Palavras-chave: ondas gravitacionais, estrela de nêutrons, modelos cosmológicos.
Keywords: gravitational waves, neutron stars, cosmological models.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.32668

1 Introdução

As ondas gravitacionais (OGs), previstas pela relatividade geral (RG) há mais de 100 anos, são pertubações da geometria do espaço-tempo que transportam energia e se propagam a uma velocidade igual a da luz. Existem dois tipos de OGs, as de origem astrofísica e as de origem cosmológica. As OGs astrofísicas são causadas pelo movimento acelerado de objetos compactos como buracos negros (BN), estrelas de nêutrons (EN), fusão de buracos negros (BNBN) ou de estrelas de nêutrons (ENEN), dentre outros objetos astrofísicos. As OGs cosmológicas são aquelas que se originaram no Universo primordial, quando a matéria era opaca a radiação eletromagnética. Essas relíquias do Universo podem servir como um excelente mensageiro, permitindo a obtenção de informações sobre essa época de forma análoga ao modo como a radiação cósmica de fundo em micro-ondas oferece dados relacionados às condições quando o Universo tinha 380 mil anos.

A detecção dessas ondas é de grande importância e interesse para a comunidade científica, pois carrega informações preciosas sobre as fontes que as geraram, tais como populações e processos de origem astrofísica, e também sobre os processos que ocorreram quando o Universo ainda era muito jovem [1]. O problema está na dificuldade de detecção, pelo fato de tais ondas terem amplitude da ordem de 10^{-21} [2], e também porque as OGs interagem com a matéria muito fracamente.

Apesar das dificuldades técnicas, muito se tem

Licença Creative Commons

feito para tentar encontrar sinais dessas ondas, incluindo a construção de vários detectores, dentre os quais podemos citar aqueles que utilizam interferometria à laser. Talvez os mais conhecidos sejam o Virgo e o LIGO. Entre os detectores citados, LIGO foi o primeiro a obter sucesso. Inicialmente com a detecção em setembro de 2015, gerada pela coalescência de dois BNs com massas de $36^{+5}_{-4}\,M_\odot$ e $29^{+4}_{-4}\,M_\odot$, à uma distância de luminosidade de 410^{+160}_{-180} Mpc. Esta descoberta foi divulgada em fevereiro de 2016 e tornou-se uma das maiores descobertas científicas dos últimos tempos [3]. Depois vieram outras observações em conjunto com o Virgo, incluindo a detecção GW170817 [4], causada pela fusão de duas estrelas de nêutrons, e a mais recente até o momento em que esse artigo foi escrito, chamada de GW190521 [5], que foi a OG cuja fonte foi a mais massiva observada até o momento, causada pela fusão de BNs.

As fontes de OGs possuem características específicas que as definem e que podem ser esquematizadas segundo sua classificação. Tais características se refletem nos aspectos das próprias OGs. Nesse artigo trabalharemos com as fonte de fundos estocásticos que, diferentemente de outras fontes, são formados não por um único evento, mas por várias fontes individuais, que se unem para formar o fundo estocástico.

Para caracterizar o espectro de OGs é preciso recorrer a parâmetros astrofísicos e cosmológicos, dessa forma se torna necessário escolhermos um modelo que descreva como o Universo onde tais ondas se propagarão, comporta-se. O nosso objetivo aqui é utilizar além do modelo padrão, um modelo cosmológico parametrizado no cálculo do fundo estocástico de OGs gerada pela fusão de ENs. Para isto falaremos sobre o fundo estocástico gerado pela fusão de ENs, veremos as propriedades espectrais que caracterizam esse fundo, tais como as astrofísicas e cosmológicas, também vamos propor utilizar duas parametrizações na equação de estado $\omega(z)$.

2 Parâmetros cosmológicos

Faremos aqui uma breve discussão sobre alguns conceitos relevantes da cosmologia moderna que serão usados no decorrer do artigo.

2.1 O conteúdo do Universo

A matéria em escalas cosmológicas se comporta como um fluido perfeito, cujas componentes se movem ao longo de geodésicas do tipo tempo que não se interceptam a não ser em um ponto no passado.

Dessa forma, podemos assumir o Universo composto por um fluido com densidade e pressão. Sendo o tensor energia-momento, no qual as quantidades u^α e u^β são as quadrivelocidades do fluido no referencial comóvel, dado por

$$T^{\alpha\beta} = (\rho + p)u^\alpha u^\beta - pg^{\alpha\beta}, \tag{1}$$

onde ρ e p são a densidade e a pressão, respectivamente. Utilizando a lei de conservação,

$$T^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0, \tag{2}$$

podemos encontrar a equação

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

Através do *postulado de Weyl* podemos definir equações de estado, dentro da aproximação de que o Universo é composto por um fluido perfeito. Definimos, então

$$p = \omega\rho, \tag{4}$$

onde ω é adimensional e tem um valor para cada tipo de fluido perfeito. Fazendo a substituição na equação de conservação e realizando a integração, temos

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(1+\omega)}. \tag{5}$$

O valor $\omega = 0$ corresponde ao Universo dominado por matéria sem pressão. Por outro lado, se tivermos $\omega = 1/3$, obteremos o Universo dominado por radiação ou matéria relativística, e para $\omega = -1$ tem-se o Universo dominado por uma constante cosmológica.

A densidade de energia do Universo tem contribuições de diferentes conteúdos. Sendo o Universo plano, ou seja $k = 0$, temos

$$\rho = \rho_{m,0}a^{-3} + \rho_\Lambda, \tag{6}$$

onde $\rho_{m,0}$ corresponde a densidade de matéria na presente época. Atualmente se sabe que a contribuição da densidade de radiação é desprezível quando o fundo estocástico de OGs foi gerado, de modo que nesse trabalho consideramos essa

componente como sendo nula. Aqui, adotamos $a_0 = 1$.

No caso em que ω não for constante, mas sim uma função $\omega = \omega(z)$, vemos que a densidade, diferente da Eq. (5), será dada por

$$\rho_{\omega(z)} = \rho_{\omega(z),0} e^{3f(z)}, \tag{7}$$

onde $f(z) = \int \frac{dz}{(1+z)}(1+\omega(z))$, e agora a densidade de energia total do Universo pode ser escrita como

$$\rho = \rho_{m,0} a^{-3} + \rho_{\omega(z),0} e^{3f(z)}. \tag{8}$$

Podemos ver que, se $\omega = -1$ na Eq. (8), nós voltamos ao caso descrito em (6).

A Eq. (7) pode ser utilizada devido ao fato da energia escura ser de natureza ainda desconhecida. A constante cosmológica surge como uma solução simples e prática para explicar a energia escura, mas traz divergências em seu valor de mais de 100 ordens de grandeza entre o valor observado e o valor previsto pelos modelos [6]. Assim, é aceitável considerar que na equação da energia escura ω tenha dependência com o *redshift* com o intuito de encontrar uma explicação razoável para a aceleração do Universo.

2.2 Densidade crítica

Um parâmetro de bastante importância na cosmologia é a *densidade crítica do Universo*, que nos mostra qual deve ser a densidade do Universo se o mesmo tiver sua seção espacial plana. Podemos ver isso nas equações de Friedmann, em que $\Lambda = \rho_\Lambda 8\pi G$ [7], sendo a densidade total do Universo $\rho = \rho_m + \rho_\Lambda$, com $k = 0$, temos a densidade crítica,

$$\rho_{cri} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \tag{9}$$

Se a densidade do Universo for maior que a densidade crítica, então teremos o Universo fechado. Mas se a densidade for menor, teremos o Universo aberto.

2.3 Parâmetro de densidade

Podemos agora definir o *parâmetro de densidade do Universo*, que mede a densidade total do Universo em termos da densidade crítica,

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho}{\rho_{cri}}. \tag{10}$$

O Universo é plano se $\Omega_{tot} = 1$, fechado se $\Omega_{tot} > 1$ e aberto se $\Omega_{tot} < 1$. O parâmetro de densidade total tem contribuições de cada tipo de conteúdo do Universo em comparação com a densidade crítica.

Sendo o Universo é plano, temos

$$\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_\Lambda = \frac{\rho_m}{\rho_{cri}} + \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{cri}}. \tag{11}$$

2.4 Parâmetro de Hubble

Agora podemos reescrever o parâmetro de Hubble para Universo plano, utilizando as Eqs. (5) e (10). Dessa forma, obtemos

$$H^2 = H_0^2[\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \tag{12}$$

onde

$$H = \frac{H_0}{E(\Omega, z)}, \tag{13}$$

e

$$E(\Omega, z) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}, \tag{14}$$

em que H_0, $\Omega_{m,0}$ e Ω_Λ são os valores atuais da constante de Hubble, parâmetro de densidade de matéria e parâmetro de densidade da constante cosmológica, respectivamente. Para o caso de ω não ser constante, vamos ter a seguinte relação,

$$H = \frac{H_0}{F(\Omega, f, z)}, \tag{15}$$

no qual

$$F(\Omega, f, z) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{\omega(z),0} e^{3f(z)}}}. \tag{16}$$

2.5 Tempo e redshift

A relação entre o tempo e o *redshift* pode ser obtida a partir da derivada em relação ao tempo da equação $1 + z = a_0/a$. Para a presente época temos $a_0 = 1$, e assim,

$$\frac{dz}{dt} = -(1+z)H(t). \tag{17}$$

Utilizando a Eq. (13) e integrando, obtemos

$$\int dt = -\frac{1}{H_0} \int \frac{E(\Omega, z)}{(1+z)} dz. \tag{18}$$

Se definirmos o tempo zero como correspondente a um dado *redshift*, então o tempo em que a luz foi emitida que nos alcança com o *redshift* z é dado por [7]

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{E(\Omega, z')}{(1+z')} dz'. \tag{19}$$

2.6 Distâncias cosmológicas

Vamos calcular a distância comóvel para um objeto astrofísico com coordenadas (ϕ, θ, r) que emite um sinal luminoso ou uma OG em nossa direção onde $ds = 0$. Considerando ϕ, θ fixos, o que implica $d\phi = d\theta = 0$, temos a seguinte relação,

$$dr = -\frac{dt}{a} = -(1+z)dt. \tag{20}$$

Usando a Eq. (17), podemos escrever

$$dt = -\frac{1}{H_0}\frac{E(\Omega, z)}{(1+z)}dz, \tag{21}$$

o que implica em

$$dr = \frac{E(\Omega, z)}{H_0}dz. \tag{22}$$

Considerando que estejamos na origem e o objeto emitiu o sinal no passado correspondente a um *redshift* z a uma distância r, obtemos

$$r(z) = \frac{1}{H_0}\int_0^z E(\Omega, z)dz. \tag{23}$$

Este resultado nos fala que, para conhecer a relação entre coordenadas de dois objetos, é preciso que se tenha um modelo cosmológico explicito no qual se possa conhecer a natureza de $E(\Omega, z)$.

Outro parâmetro importante para as medidas de distâncias cosmológicas é o fluxo na superfície de uma fonte esférica de raio R dado por [8]

$$F(R) = \frac{L}{4\pi R^2}, \tag{24}$$

onde $L = \frac{energia}{tempo}$ é a luminosidade absoluta.

Para o fluxo que é detectado na Terra, é preciso levar em conta os efeitos cosmológicos da expansão, visto que a emissão ocorreu no passado correspondente a um *redshift* z, onde esse sinal atravessa uma esfera de raio $a(t)r$ que é a distância comóvel, até chegar ao detector terrestre. Dessa forma podemos escrever o fluxo observado no detector como

$$F = \frac{L}{4\pi(1+z)^2 r^2} = \frac{L}{4\pi d_L^2}. \tag{25}$$

onde d_L^2 é chamada de *distância de luminosidade*,

$$d_L = (1+z)r. \tag{26}$$

A vantagem em utilizar a equação acima é que podemos continuar usando uma expressão para o fluxo com o inverso do quadrado da distância [9].

3 Propriedades espectrais

O espectro estocástico de OGs é caracterizado pelo parâmetro de densidade de energia gravitacional, dada por [10]

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{1}{\rho_{cr}}\frac{d\rho_{og}}{d(\ln(\nu_{obs}))}, \tag{27}$$

onde ρ_{og} é a densidade de energia gravitacional, ν_{obs} a frequência observada e $\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ a densidade crítica. Se tivermos um fundo estocástico de fontes astrofísicas, podemos reescrever a equação acima da seguinte forma [11],

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{1}{c^3\rho_{cr}}\nu_{obs}F_{obs}(\nu_{obs}), \tag{28}$$

onde F_{obs} é o fluxo de energia na frequência observada ν_{obs} sobre os eventos, podendo ser escrito como,

$$F_{obs} = \int f_{obs}(\nu_{obs}, z)dR = \int f_{obs}(\nu_{obs}, z)\frac{dR}{dz}dz, \tag{29}$$

sendo dR a taxa diferencial de geração de OGs. O parâmetro f_{obs} é o fluxo médio de energia por unidade de frequência, por unidade de área, emitido por uma única fonte, dado por

$$f_{obs}(\nu_{obs}, z) = \frac{1}{4\pi d_L^2}\frac{dE_{og}}{d\nu}(1+z)^2. \tag{30}$$

Aqui $d_L = r(z)(1+z)$ é a distância de luminosidade, $\nu = \nu_{obs}(1+z)$ é a frequência no referencial da fonte e o termo $dE_{og}/d\nu$ é o espectro de energia emitido.

A taxa diferencial de geração de OGs por *redshift* depende da taxa de formação por volume comóvel das fontes astrofísicas que irão gerar essas ondas. Essa taxa é dada por [12],

$$\frac{dR}{dz} = \lambda\frac{R_*(z)}{(1+z)}\frac{dV}{dz}, \tag{31}$$

onde dV/dz é o elemento de volume comóvel que dependerá do modelo cosmológico adotado, $R_*(z)$ é a taxa de formação estelar das fontes que podem ser de ENs, BNs, entre outros corpos astrofísicos. Para ENs, a taxa de formação estelar é dado por [12]

$$R_*(z) = h\frac{0,017 + 0,13z}{1 + (z/3,3)^{5,3}}\mathrm{M}_\odot \cdot \mathrm{yr}^{-1} \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}, \tag{32}$$

sendo $M_\odot$ a massa do sol, e $h = 0,7$ o valor da *constante de Hubble*. Vale ressaltar que a taxa

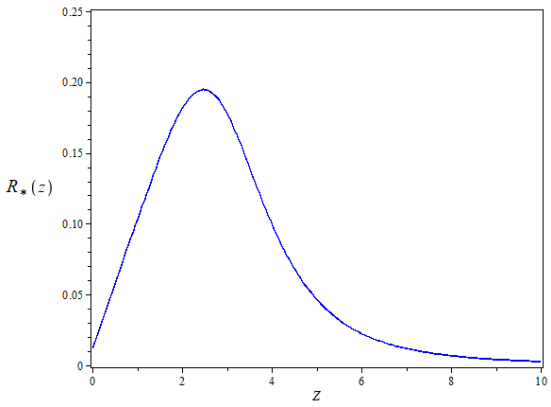


Figura 1: Taxa de formação estelar [13].

de formação acima é válida para *redshifts* de até $z \approx 6$. Em [13] é possível encontrar outras funções para *redshifts* maiores ou menores que 6. Escolhemos a função acima por considerar $z = 6$ já muito alto para os nossos objetivos. O gráfico da taxa de formação em função do *redshift* é dado pela Figura 1.

O parâmetro λ na Eq. (31) é a fração de massa que é convertida em fontes de OGs dado pelo produto $\lambda = \beta_{EN} f_b \lambda_{EN}$, onde β_{EN} é a fração de sistemas binários que, após o segundo evento de supernova de suas estrelas, continuam sendo sistemas binários; f_b fornece a fração de sistemas binários maciços formados em toda a população de estrelas, e λ_{EN} é a fração em massa de progenitores de ENs dada por

$$\lambda_{EN} = \int_{8M_\odot}^{40M_\odot} \zeta(m) dm = 9 \times 10^{-3} M_\odot^{-1}, \quad (33)$$

onde $\zeta(m) = 0.17 m^{-2.35}$ é a função de massa inicial de Salpeter [14].

Voltando ao parâmetro de densidade na Eq. (28), podemos substituir o fluxo de energia e obter a seguinte expressão,

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{\lambda \nu_{obs}}{4\pi c^3 \rho_{cr}} \int \frac{R_*(z)}{r^2(1+z)} \frac{dE_{og}}{d\nu} \frac{dV}{dz}. \quad (34)$$

A equação acima mostra que o parâmetro de densidade dependerá principalmente de quatro fatores: do espectro de energia $dE_{og}/d\nu$, que por sua vez depende de quais fontes estarão gerando o fundo estocástico; de dV/dz e r que dependem da cosmologia, e do *redshift* z.

O espectro de energia na aproximação de quadrupolo para um sistema binário com massas m_1 e m_2 em órbita circular é dado por [15]

$$\frac{dE_{og}}{d\nu} = K \nu^{-1/3}, \quad (35)$$

onde

$$K = \frac{(G\pi)^{2/3}}{3} m_c^{5/3}. \quad (36)$$

Aqui m_c é chamada massa *chirp*, definida como

$$m_c \equiv \frac{(m_1.m_2)^{3/5}}{(m_1+m_2)^{1/5}}. \quad (37)$$

Um outro parâmetro importante para o cálculo do fundo estocástico é o *ciclo de trabalho*, definido como a razão entre a duração típica de um único evento que gera as OGs, e o intervalo de tempo médio entre vário eventos sucessivos [15],

$$D(z) = \int \bar{\tau}(1+z) \frac{dR}{dz} dz, \quad (38)$$

sendo $\bar{\tau}$ a duração média de um único evento, dado por [16],

$$\bar{\tau}(z) = \frac{5c^5}{256\pi^{8/3} G^{5/3}} [(1+z)m_c]^{-5/3} f_L^{-8/3}, \quad (39)$$

onde f_L é a frequência mais baixa do detector.

Um fundo estocástico de OGs de fontes astrofísicas é produzido se o intervalo de tempo médio entre a ocorrência dos eventos, for menor que o tempo médio de um único evento, assim o ciclo de trabalho deve ser $D > 1$, caso contrário com $D \leq 1$ não se teria um fundo, mas sim eventos amplamente espaçados dependendo de D, que poderiam ser resolvidos individualmente.

4 *Coalescência de estrelas de nêutrons binárias*

Já vimos na seção anterior as propriedades espectrais que caracterizam um fundo estocástico. Para fusão de ENs temos que assumir na Eq. (37) que $m_1 = m_2 = 1,4 M_\odot$. Como a fusão ocorre muito depois da formação das estrelas maciças, a taxa de formação estelar na Eq. (32) deve ser substituída pela taxa de coalescência por volume comóvel por unidade de tempo [12],

$$R_c(z) = \int_{\tau_0}^{t_{max}} \frac{1+z}{1+z_f} R_*(z_f) P(t_d) dt_d, \quad (40)$$

onde t_d é tempo de atraso entre a formação e a coalescência do sistema binário, z_f é o *redshift* de formação, τ_0 é o tempo médio que o sistema binário leva para evoluir para um sistema de duas ENs. Dessa forma, τ_0 é o tempo mínimo para que o sistema entre em coalescência, que para ENs

tem o valor de $\tau_0 = 20\,\mathrm{Myr}$ [17]. O fator $(1+z)/(1+z_f)$ converte a taxa do tempo de formação para o tempo de coalescência devido ao efeito de expansão cosmológica [18], o limite superior t_{max} é o tempo máximo de coalescência que é dado pelo tempo de Hubble [19], [20]. $P(t_d)$ é a distribuição de probabilidade por unidade de tempo, que é descrita da seguinte forma [17],

$$P(t_d) = \frac{B}{t_d}. \tag{41}$$

onde B é uma constante de normalização, $B \approx 8.7 \times 10^{-2}$ [21].

Vamos agora reescrever a Eq. (34) substituindo a taxa de formação estelar pela taxa de coalescência,

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{\lambda \nu_{obs}}{4\pi c^3 \rho_{cr}} \times \int_0^{z_{sup}} \frac{R_c(z)}{r^2(1+z)} \frac{dE_{og}}{d\nu} \frac{dV}{dz}. \tag{42}$$

O limite superior da integral depende tanto da frequência máxima de emissão no referencial da fonte, quanto do *redshift* máximo ($z_{max} \approx 6$) do modelo da taxa de formação estelar [12], dado por

$$z_{sup} = \begin{cases} z_{max}, & \text{se } \nu_{obs} < \dfrac{\nu_{max}}{1+z_{max}} \\ \dfrac{\nu_{max}}{\nu_{obs}} - 1, & \text{caso contrário} \end{cases} \tag{43}$$

em que ν_{max} é a frequência máxima limitada pela última órbita estável do sistema [22],

$$\nu_{max} = 1{,}5 \left(\frac{M}{2{,}9 M_\odot}\right)^{-1} kHz, \tag{44}$$

onde $M = m_1 + m_2$ é a massa total do sistema.

Consequentemente, a forma do espectro de OGs para qualquer fundo astrofísico é caracterizado por um corte na frequência máxima de emissão e tem um máximo em uma frequência que depende da densidade de energia espectral e da forma de distribuição do *redshift*, ou seja, da taxa de formação estelar [12].

4.1 Parâmetro de densidade e o modelo cosmológico

Devido à expansão do Universo, é conveniente falar de dois volumes diferentes: volume físico e volume comóvel. O elemento infinitesimal de volume físico, em um tempo fixo t, pode ser escrito como

$$d\upsilon = a^3(t) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi, \tag{45}$$

onde o fator de escala está elevado ao cubo devido a expansão nas três dimensões. Considerando apenas fontes distribuídas uniformemente no céu, podemos integrar a equação acima sobre todos os ângulos e obter

$$d\upsilon = 4\pi a^3(t) r^2 dr. \tag{46}$$

O elemento de volume comóvel é definido como sendo $dV \equiv a^{-3} d\upsilon$. Usando (46), encontra-se

$$\frac{dV}{dr} = 4\pi r^2. \tag{47}$$

Pela regra da cadeia [23], temos

$$\frac{dV}{dz}\frac{dz}{dr} = 4\pi r^2. \tag{48}$$

No Seção 2.6 obtivemos a Eq. (22) a partir da cosmologia, podemos agora fazer uma substituição na equação acima e obter

$$\frac{dV}{dz} = \frac{4\pi r^2 c}{H_0} E(\Omega, z). \tag{49}$$

Substituindo as Eqs. (49) e (35) em (42), obtemos

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{\lambda K \nu_{obs}^{2/3}}{c^2 \rho_{cr} H_0} \int_0^{z_{sup}} \frac{E(\Omega, z) R_c(z)}{(1+z)^{4/3}} dz. \tag{50}$$

A equação acima foi obtida considerando o modelo cosmológico ΛCDM, que está incorporado na função $E(\Omega, z)$ dado pela Eq. (14). Podemos usar os mesmos procedimentos utilizados para chegar ao parâmetro de densidade de OGs para o modelo cosmológico ω-CDM,

$$\Omega_{og}(\nu_{obs}) = \frac{\lambda K \nu_{obs}^{2/3}}{c^2 \rho_{cr} H_0} \int_0^{z_{sup}} \frac{F(\Omega, f, z) R_c(z)}{(1+z)^{4/3}} dz, \tag{51}$$

onde $F(\Omega, f, z)$ é dado por (16). É importante lembrar que $f = f(z) = \int \frac{dz}{(1+z)}(1+\omega(z))$ e, se $\omega = constante$, a Eq. (51) se torna a (50).

4.2 Parametrização I

Vamos usar duas parametrizações para $\omega(z)$ e calcular $f(z)$ a fim de encontrar qual é a forma de $F(\Omega, f, z)$. A primeira parametrização, dada em [24], é descrita por

$$\omega(z) = \omega_0 + \omega_1 \frac{z}{1+z}, \tag{52}$$

onde ω_0 e ω_1 são constantes fixadas pelas observações. Podemos agora calcular a função $f(z)$,

$$f(z) = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')}\left(1+\omega_0+\omega_1\frac{z'}{1+z'}\right), \quad (53)$$

o que resulta em três integrais,

$$f(z) = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')} + \omega_0\int_0^z \frac{dz'}{(1+z')} + \omega_1\int_0^z \frac{z'dz'}{(1+z')^2}. \quad (54)$$

As duas primeiras integrais podem ser resolvidas mediante o uso da fórmula $\int_b^a \frac{dx}{x} = \ln(a)-\ln(b)$ e, para a terceira integral, recorremos a uma substituição de variável $u = 1+z'$, para poder resolvê-la. Dessa forma encontramos

$$f(z) = \ln(1+z)(1+\omega_0+\omega_1) - \omega_1\frac{z}{1+z}. \quad (55)$$

Vamos substituir esse resultado na exponencial da Eq. (16),

$$e^{3f(z)} = e^{\ln(1+z)3(1+\omega_0+\omega_1)}e^{-\frac{3\omega_1 z}{1+z}}. \quad (56)$$

Podemos reescrever (56) como

$$e^{3f(z)} = (1+z)^{3(1+\omega_0+\omega_1)}e^{-\frac{3\omega_1 z}{1+z}}. \quad (57)$$

Substituindo esse resultado na Eq. (16), encontramos

$$F(\Omega,z) = \left[\Omega_{m,0}(1+z)^3 + (1-\Omega_{m,0})\times (1+z)^{3(1+\omega_0+\omega_1)}e^{-\frac{3\omega_1 z}{1+z}}\right]^{-1/2}, \quad (58)$$

onde utilizamos $\Omega_{m,0}+\Omega_{\omega(z),0} = 1$. Perceba que se $\omega_0 = -1$ e $\omega_1 = 0$, voltamos à função $E(\Omega,z)$.

4.3 Parametrização II

Utilizaremos agora outra parametrização linear, dada em [25],

$$\omega(z) = 3\omega_1 - 2\omega_0 + \frac{3(\omega_0-\omega_1)}{1+z}, \quad (59)$$

onde ω_0 e ω_1 são constantes. Vamos agora calcular $f(z)$ usando essa parametrização,

$$f(z) = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')}\left(1+3\omega_1-2\omega_0+\frac{3(\omega_0-\omega_1)}{1+z'}\right), \quad (60)$$

o que nos dá três integrais para resolver,

$$f(z) = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')} + 3(\omega_0-\omega_1)\int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^2} + 3\omega_1\int_0^z \frac{dz'}{(1+z')} - 2\omega_0\int_0^z \frac{dz'}{(1+z')}. \quad (61)$$

Resolvendo as integrais encontramos o seguinte resultado,

$$f(z) = \ln(1+z)(1-2\omega_0+3\omega_1) + \frac{3(\omega_0-\omega_1)z}{1+z}. \quad (62)$$

Substituindo esse resultado na exponencial da Eq. (16), temos

$$e^{3f(z)} = e^{3(\ln(1+z)(1-2\omega_0+3\omega_1)+\frac{3(\omega_0-\omega_1)z}{1+z})}, \quad (63)$$

a qual podemos reescrever da seguinte forma,

$$e^{3f(z)} = (1+z)^{3(1-2\omega_0+3\omega_1)}e^{\frac{9(\omega_0-\omega_1)z}{1+z}}. \quad (64)$$

Substituindo a equação acima em (16), obtemos a seguinte expressão,

$$F'(\Omega,z) = \left[\Omega_{m,0}(1+z)^3 + (1-\Omega_{m,0})\times (1+z)^{3(1-2\omega_0+3\omega_1)}e^{\frac{9(\omega_0-\omega_1)z}{1+z}}\right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (65)$$

Se $\omega_0 = \omega_1 = -1$, teremos de volta a função $E(\Omega,z)$.

5 Resultados e discussões

Como visto na Seção 3, a energia escura possui natureza ainda desconhecida pela ciência, dessa forma é aceitável considerar que na sua equação de estado o parâmetro adimensional ω tenha uma dependência temporal que pode ser determinada por diferentes parametrizações encontradas na literatura. No presente artigo utilizamos duas dessas parametrizações, as quais são dadas pelas Eqs. (52) e (59), para obter o parâmetro de densidade de OGs para coalescência de ENs dado pela Eq. (51).

Consideramos neste artigo, tanto para o modelo ΛCDM como também para as parametrizações ω-CDM, os seguintes valores para os parâmetros cosmológicos ou astrofísicos envolvidos: $\Omega_{m,0} = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$, de modo que $\Omega_{m,0} + \Omega_\Lambda = 1$. Usamos para a fração de massa λ

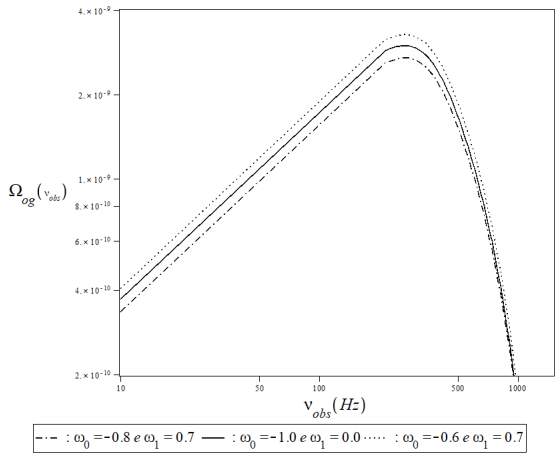


Figura 2: Primeiro resultado para a parametrização I.

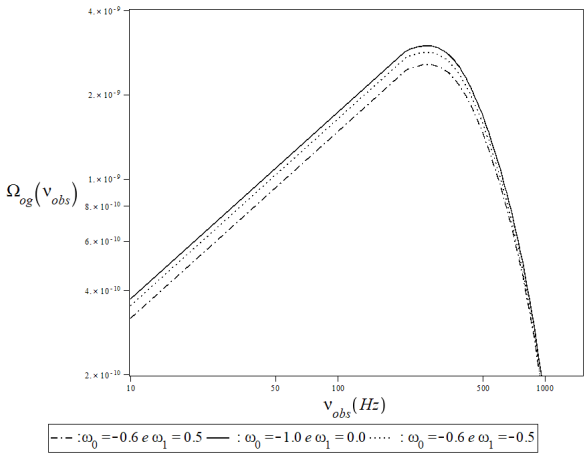


Figura 3: Segundo resultado para a parametrização I.

convertida em fontes de OGs: $\beta_{EN} = 0.024$ e $f_b = 0.136$, o que resultou em $\lambda \approx 3 \times 10^{-5} M_{\odot}^{-1}$ [26]. A Eq. (44) nos dá a frequência máxima $\nu_{max} = 1500\,\mathrm{Hz}$ para a fusão de ENs. Para a frequência mínima usamos $\nu_{min} = 10\,\mathrm{Hz}$ para melhor analisar o espectro gravitacional. Utilizamos também: o valor usual da velocidade da luz $c = 3 \times 10^8\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, $H_0 = 72\,\mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}$ [27], $\rho_{cr} = 10^{-26}\,\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$, $B = 8,7 \times 10^{-2}$ [21]. A constante K é dada pela Eq. (36) e tem valor igual à $K = 5,2 \times 10^{43}\,\mathrm{J \cdot Hz^{-2/3}}$. Sabendo os valores de todas essas constantes, é possível calcular o valor numérico do termo $\frac{\lambda K B}{c^2 \rho_{cr} H_0}$, lembrando que as unidades $[M_{\odot} \cdot \mathrm{yr^{-1}} \cdot \mathrm{Mpc^{-3}}]$ da taxa de coalescência também devem ser levadas em consideração. Dessa forma $\frac{\lambda K B}{c^2 \rho_{cr} H_0} \approx 2,8 \times 10^{-10}\,\mathrm{s^{2/3}}$.

5.1 Resultados para a parametrização I

Para a primeira parametrização, dada pela Eq. (52), analisamos os diferentes casos atribuindo valores positivos e negativos para as constantes ω_0 e ω_1, sempre comparando com o modelo ΛCDM em que $\omega_0 = -1$ e $\omega_1 = 0$. Obtivemos os resultados descritos a seguir. No gráfico da Figura 2 utilizamos valores de ω_0 e ω_1 iguais à $(-0.8, 0.7)$ e $(-0.6, 0.7)$, respectivamente. Foi possível perceber que, para $\omega_0 = -0.8$ e $\omega_1 = 0.7$ o parâmetro de densidade de OGs tem uma valor máximo abaixo do descrito pelo modelo ΛCDM, e para $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = 0.7$ esse valor ficou acima. No entanto para ambos os casos o fundo máximo ficou entre 2×10^{-9} e 4×10^{-9}.

Para o segundo resultado, representado pela Figura 3, os valores usados das constantes ω_0 e ω_1 na parametrização I, foram: $(-0.6, 0.5)$ e $(-0.6, -0.5)$, respectivamente. Para esses dois casos, o espectro de OGs ficou abaixo do previsto pelo modelo cosmológico ΛCDM, no entanto a diferença entre ambos os casos foi pequena, principalmente para $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = -0.5$. Da mesma forma que o resultado do gráfico da Figura 2, a amplitude máxima do parâmetro de densidade para as três curvas ficou entre 2×10^{-9} e 4×10^{-9}. Este resultado mostra que o espectro de OGs não sofreu muita influência do modelo ω-CDM em comparação ao modelo padrão.

Analisemos agora o terceiro e último resultado para a parametrização I. Aqui utilizamos os seguintes valores de ω_0 e ω_1: $(-0.8, 0.8)$ e $(-0.6, 0.8)$. Neste resultado observamos uma diferença relativamente grande do parâmetro de densidade para as constantes $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = 0.8$ se comparado ao modelo padrão da cosmologia, tal como podemos observar na Figura 4. Para essa curva o valor máximo de fundo estocástico é $\Omega_{og} = 1,16 \times 10^{-9}$ a uma frequência observada de valor $\nu_{obs} = 307,81\,\mathrm{Hz}$, abaixo do descrito para o ΛCDM, cujo valor é $\Omega_{og} \approx 3.00 \times 10^{-9}$ a uma frequência $\nu_{obs} = 272.00\,\mathrm{Hz}$. Dessa forma o espectro sofreu influência do modelo ω-CDM tanto em relação a amplitude máxima, como em relação a frequência que gerou tal amplitude.

5.2 Resultados para a parametrização II

Na segunda parametrização, a qual está descrita na Eq. (59), da mesma maneira que foi realizado usando a parametrização anterior, analisamos as diferentes previsões para o parâmetro de densidade de OGs atribuindo valores positivos e negativos para as constantes ω_0 e ω_1, sempre

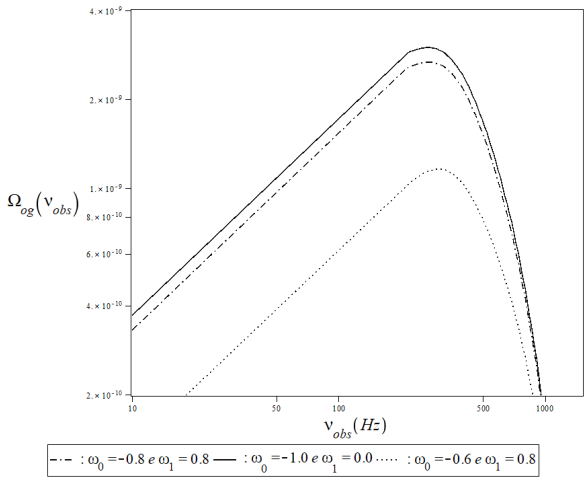


Figura 4: Terceiro resultado para a parametrização I.

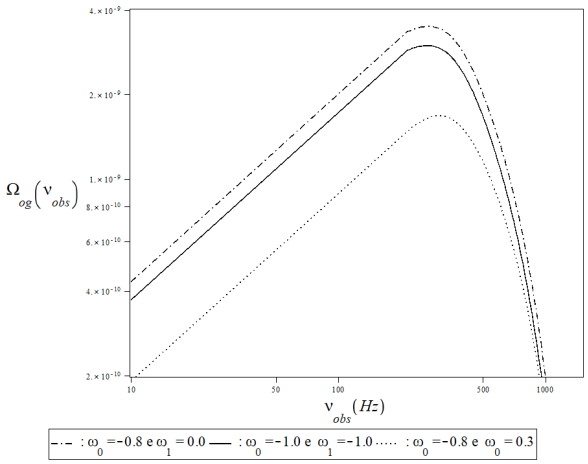


Figura 5: Primeiro resultado para a parametrização II.

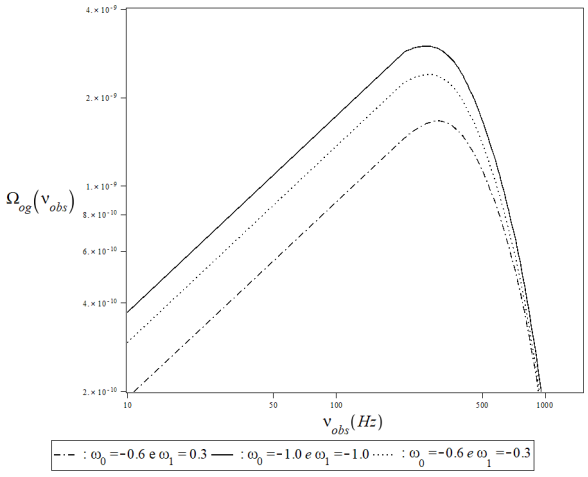


Figura 6: Segundo resultado para a parametrização II.

comparando com o modelo ΛCDM. Não obstante para esta análise, o modelo cosmológico parametrizado se torna o modelo padrão com os valores $\omega_0 = -1$ e $\omega_1 = -1$. Para essa parametrização o fundo estocástico sofreu mais influência do que a parametrização anterior, como pode ser observado logo a seguir.

Atribuímos primeiramente os determinados valores para ω_0 e ω_1, respectivamente, à equação (51) do espectro gravitacional: $(-0.8, 0.0)$ e $(-0.8, 0.3)$. Obtivemos um fundo maior e outro menor em relação ao previsto pelo modelo padrão (Figura 5). O fundo estocástico para $\omega_0 = -0.8$ e $\omega_1 = 0.0$ ficou um pouco acima, mas com a mesma frequência de máxima amplitude $\nu_{obs} = 272.00\,\text{Hz}$. Porém se tivermos os valores $\omega_0 = -0.8$ e $\omega_1 = 0.3$, o parâmetro de densidade tem um valor de $\Omega_{og} = 1.16 \times 10^{-9}$, a uma frequência de $\nu_{obs} = 307.02Hz$, praticamente os mesmos valores que encontramos em uma das curvas da Figura 4.

Para o segundo resultado descrito no gráfico da Figura 6, observamos as duas curvas parametrizadas abaixo do espectro padrão, tais curvas foram para os valores de ω_0 e ω_1, respectivamente, $(-0.6, 0.3)$ e $(-0.6, -0.3)$. O parâmetro de densidade máximo com os valores $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = 0.3$ foi de $\Omega_{og} = 1.16 \times 10^{-9}$, a uma frequência $\nu_{obs} = 308.30\,\text{Hz}$, valor próximo ao que vimos no gráfico da Figura 5 para $\omega_0 = -0.8$ e $\omega_1 = 0.3$. Já para $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = -0.3$, obtivemos $\Omega_{og} = 2.40 \times 10^{-9}$, a uma frequência $\nu_{obs} = 283.40\,\text{Hz}$.

Consideremos agora o último resultado para a parametrização II. Para esse gráfico fizemos uso dos seguintes valores para ω_0 e ω_1: $(-0.6, 0.7)$ e $(-0.6, -0.7)$ (Figura 7). Observamos que, para $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = 0.7$ a curva do espectro gravitacional se mostrou abaixo do esperado pela cosmologia padrão, da mesma forma que sua frequência no Ω_{og} máximo, à exemplo dos resultados anteriores que também ficaram abaixo do ΛCDM, se mostrou maior em relação às outras curvas. Já para o resultado que tem $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = -0.7$, encontramos um parâmetro de densidade quase igual ao previsto pelo modelo padrão.

Podemos colocar esses resultados de forma tabelada, que nos permite observar melhor a influência de cada uma das parametrizações no espectro gravitacional de acordo com os diferentes valores das contantes ω_0 e ω_1, em comparação ao que é esperado se usarmos a cosmologia padrão. Nas Tabelas 1 e 2, mostramos o parâmetro de densidade máximo de OGs para os valores atribuídos as constantes das parametrizações I e II,

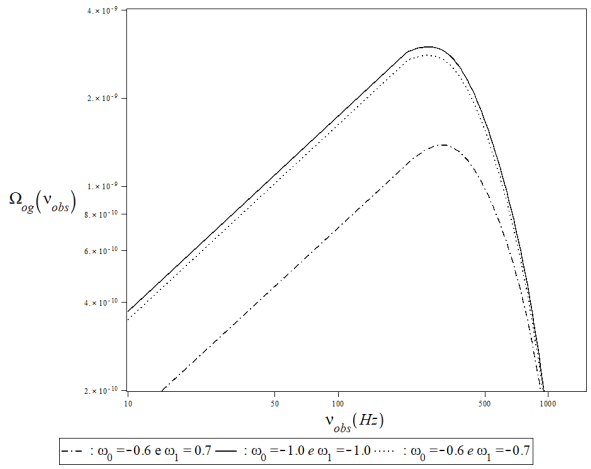


Figura 7: Terceiro resultado para a parametrização II.

com suas respectivas frequências.

Os resultados anteriormente obtidos podem ser considerados razoáveis, visto que todos os parâmetros de densidade calculados estão na mesma ordem de grandeza dos obtidos na literatura, ou seja 10^{-9}.

Tabela 1: Características do fundo estocástico para a parametrização I.

ω_0, ω_1	ν_{obs}	$\Omega_{og_{max}}$
$-1.0, 0.0$	$272.00Hz$	3.00×10^{-9}
$-0.8, 0.7$	$272.00Hz$	2.70×10^{-9}
$-0.6, 0.7$	$272.00Hz$	3.27×10^{-9}
$-0.6, 0.5$	$274.65Hz$	2.56×10^{-9}
$-0.6, -0.5$	$272.00Hz$	2.82×10^{-9}
$-0.8, 0.8$	$272.00Hz$	2.67×10^{-9}
$-0.6, 0.8$	$307.81Hz$	1.16×10^{-9}

Tabela 2: Características do fundo estocástico para a parametrização II.

ω_0, ω_1	ν_{obs}	$\Omega_{og_{max}}$
$-0.1, -1.0$	$272.00Hz$	3.00×10^{-9}
$-0.8, 0.0$	$272.00Hz$	3.50×10^{-9}
$-0.8, 0.3$	$307.02Hz$	1.16×10^{-9}
$-0.6, 0.3$	$308.30Hz$	1.16×10^{-9}
$-0.6, -0.3$	$283.40Hz$	2.40×10^{-9}
$-0.6, 0.7$	$318.33Hz$	1.38×10^{-9}
$-0.6, -0.7$	$272.00Hz$	2.80×10^{-9}

Embora tenhamos discutido sobre o espectro gravitacional gerado pela fusão de ENs, os detectores terrestre como o LIGO e o Virgo, ainda não possuem sensibilidade suficiente para detectar o espectro do fundo estocástico gerado por

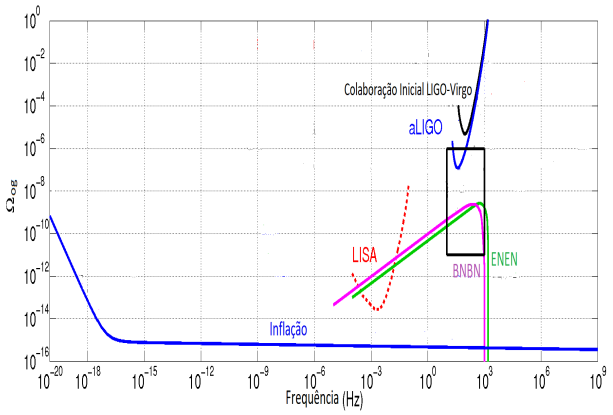


Figura 8: Sensibilidade de alguns detectores. [28]

OGs. O único que possivelmente terá essa possibilidade é o LISA (Laser Interferometer Space Antenna), futuro detector interferométrico espacial, composto por três satélites separados por uma distância equivalente a 6.5 vezes a distância entre a Terra e a Lua, com previsão de funcionamento para o ano 2030.

Na Figura 8 podemos observar as sensibilidades dos detectores passados, atuais e futuros, como a colaboração inicial entres o Virgo e o LIGO, o LIGO depois de 2015 quando passou a ser chamado de "Advanced LIGO"ou aLIGO e o futuro detector espacial LISA em comparação com as previsões feitas para o parâmetro de densidade de OGs geradas na época da inflação cósmica e pela fusão de buracos negros (BNBN) e estrelas de nêutrons (ENEN). Podemos perceber que o aLIGO tem uma sensibilidade mínima na ordem de 10^{-7}, enquanto o previsto máximo para BNBN e ENEN é da ordem de 10^{-9}. O retângulo mostra a diferenças entre o previsto e o que se pode detectar atualmente com os detectores que estão em funcionamento [28].

6 Conclusões

Neste artigo estudamos o fundo estocástico de OGs gerado pela fusão de ENs utilizando um modelo parametrizado da cosmologia que chamamos de ω-CDM, para tal, fizemos uso de duas parametrizações.

Inicialmente fizemos uso da parametrização $\omega(z) = \omega_0 + \omega_1 \frac{z}{1+z}$ na Eq. (51). Obtivemos os resultados descritos nos gráficos das Figuras 2, 3 e 4, nos quais foi possível verificar que o parâmetro de densidade máximo para as OGs depende dire-

tamente dos valores das contantes ω_0 e ω_1. No entanto para a frequência observada ν_{obs}, com exceção de $\omega_0 = -0.6$ e $\omega_1 = 0.8$, em que o parâmetro de densidade máximo foi de $\nu_{obs} = 307.81$ Hz, a influência desses modelos não é muito perceptiva, tendo seu valor sempre igual ou muito próximo à 272.00 Hz.

Logo após aplicamos a segunda parametrização dada por: $\omega(z) = 3\omega_1 - 2\omega_0 + \frac{3(\omega_0-\omega_1)}{1+z}$. Assim como na primeira parametrização, os valores de ω_0 e ω_1 tiveram influência direta no espectro gravitacional, tal que pode ser visto na Tabela 2. No entanto, ao contrário da primeira, essa parametrização altera mais fortemente a frequência observada para o parâmetro de densidade máximo, em comparação ao que o modelo padrão ΛCDM prevê.

Para trabalhos futuros, a nossa perspectiva imediata é investigar o fundo estocástico de ondas gravitacionais usando outras parametrizações para a equação de estado $\omega(z)$ que depende do tempo, além de outros modelos cosmológicos que podemos utilizar e comparar com o modelo padrão. Também pretendemos modificar as fontes e fazer uso de outros tipos no cálculo do espectro gravitacional, tal como fusão de buracos negros.

Sobre os autores

João Paulo G. do Nascimento (gomesjoaopaulo12@gmail.com) é professor da rede estadual de ensino do Rio Grande do Norte (SEEC), tem mestrado em física pela Universidade do Estado do Rio Grande do Norte (UERN) na área de cosmologia e gravitação.

Fábio Cabral Carvalho (fabiocabral@uern.br) é professor da Universidade do Estado do Rio Grande do Norte (UERN), tem doutorado em Física pela Universidade de São Paulo (USP) na área de cosmologia.

Referências

[1] J. D. Romano e N. J. Cornish, *Detection methods for stochastic gravitational-wave backgrounds: a unified treatment*, Living Reviews in Relativity **20** (1), 2 (2017).

[2] B. Schutz, *A first course in general relativity* (Cambridge university press, 2009).

[3] B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, M. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. Adhikari et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, Physical review letters **116** (6), 061102 (2016).

[4] B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. Adhikari, V. Adya et al., *Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral*, Physical Review Letters **119** (16), 161101 (2017).

[5] R. Abbott et al., *GW190521: A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of* $150M_{\odot}$, Phys. Rev. Lett. **125** (10), 101102 (2020).

[6] R. J. Adler, B. Casey e O. C. Jacob, *Vacuum catastrophe: An elementary exposition of the cosmological constant problem*, American Journal of Physics **63** (7), 620 (1995).

[7] S. Weinberg, *Cosmology* (Oxford University Press, 2008).

[8] K. de Souza Oliveira Filho e M. d. F. O. Saraiva, *Astronomia e astrofísica, segunda edição*, São Paulo: Editora Livraria da Física (2004).

[9] R. E. De Souza, *Introdução à cosmologia* (Edusp, 2004).

[10] B. Allen, *The Stochastic gravity wave background: Sources and detection*, in *Relativistic gravitation and gravitational radiation*, editado por J. A. Marck e J. P. Lasota (Cambridge Contemporary Astrophysics, 1997), 373.

[11] T. Regimbau e V. Mandic, *Astrophysical sources of a stochastic gravitational-wave background*, Classical and Quantum Gravity **25** (18), 184018 (2008).

[12] T. Regimbau, *The astrophysical gravitational wave stochastic background*, Research in Astronomy and Astrophysics **11** (4), 369 (2011).

[13] E. F. D. Evangelista, *Um novo método para o cálculo dos fundos estocásticos em ondas*

gravitacionais gerados por sistemas binários compactos, Tese de Doutorado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais-INPE (2013).

[14] E. E. Salpeter, *The luminosity function and stellar evolution.*, The Astrophysical Journal **121**, 161 (1955).

[15] T. Regimbau e J. A. de Freitas Pacheco, *Stochastic background from coalescences of neutron star-neutron star binaries*, The Astrophysical Journal **642** (1), 455 (2006).

[16] T. Regimbau e S. A. Hughes, *Gravitational-wave confusion background from cosmological compact binaries: Implications for future terrestrial detectors*, Physical Review D **79** (6), 062002 (2009).

[17] O. D. Miranda, *Stochastic backgrounds of gravitational waves from cosmological sources–the role of dark energy*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **426** (4), 2758 (2012).

[18] S. Wang, Y.-F. Wang, Q.-G. Huang e T. G. Li, *Stochastic gravitational-wave background from primordial black hole scenario after gw150914 and gw151226*, arXiv preprint arXiv:1610.08725 (2016).

[19] B. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, M. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. Adhikari et al., *Gw150914: Implications for the stochastic gravitational-wave background from binary black holes*, Physical review letters **116** (13), 131102 (2016).

[20] B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. Adhikari, V. Adya et al., *Gw170817: implications for the stochastic gravitational-wave background from compact binary coalescences*, Physical review letters **120** (9), 091101 (2018).

[21] T. Regimbau e B. Chauvineau, *A stochastic background from extra-galactic double neutron stars*, Classical and Quantum Gravity **24** (19), S627 (2007).

[22] B. S. Sathyaprakash, *The gravitational wave symphony of the universe*, Pramana **56** (4), 457 (2001).

[23] J. Stewart, *Cálculo*, vol. 1 (Cengage, São Paulo, 2006).

[24] S. Wen, S. Wang e X. Luo, *Comparing dark energy models with current observational data*, JCAP **07**, 011 (2018).

[25] Y. Wang, *Figure of merit for dark energy constraints from current observational data*, Physical Review D **77** (12), 123525 (2008).

[26] E. F. Evangelista e J. C. de Araujo, *Stochastic background of gravitational waves generated by compact binary systems*, Brazilian Journal of Physics **44**, 260 (2014).

[27] N. Jackson, *The hubble constant*, Living Reviews in Relativity **18** (1), 2 (2015).

[28] B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, M. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. Adhikari et al., *Upper limits on the stochastic gravitational-wave background from advanced ligo?s first observing run*, Physical review letters **118** (12), 121101 (2017).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Análise computacional da estabilidade de compostos atípicos de carbono aplicada à astroquímica

Joel Augusto Moura Porto[1,2] e Sérgio Paulo Jorge Rodrigues[2]

[1]*Universidade de São Paulo*
[2]*Universidade de Coimbra, Portugal*

Resumo
Este trabalho tem como objetivo apresentar a possibilidade de, por meio de recursos computacionais, calcular, de forma acessível , aproximações das propriedades estruturais de espécies químicas de interesse astroquímico. Para tal, utilizamos como exemplo as espécies de carbono do tipo C_2, C_3, C_4 e C_5 que podem ser observadas no espaço interestelar. Estas espécies, além de serem de difícil obtenção e caracterização experimental, evidenciam muitas das características e limitações das abordagens teóricas. Para o presente trabalho, analisamos a estrutura, a geometria de equilíbrio, as energias nuclear, eletrônica e total destas espécies. Para calcular as frequências das espécies, foi calculada a hessiana no fim da otimização das estruturas. Foram usados o wxMacMolPlt® para o desenho e preparo das estruturas e o GAMESS® para o gerenciamento dos cálculos. Analisamos, numa perspectiva pedagógica, os resultados e as características dos cálculos para os compostos dicarbono, tricarbono, tetracarbono e pentacarbono lineares e tricarbono, tetracarbono e pentacarbono cíclicos.

Abstract
This work aims to present the possibility of calculating, using numerical methods, approximations of structural properties of chemical species. We study carbon species of types C_2, C_3, C_4 e C_5, that can be observed in interstellar space. Although the difficulty in obtaining and experimentally characterizing such species, their study expose several aspects of theoretical approaches. In this work, we analyzed the structure, equilibrium geometry and the nuclear, electronic and total energies. In order to calculate the species frequencies, it was used the hessian after optimization of structures. We used wxMacMolPlt® to draw structures and GAMESS® for calculations. Working with a pedagogical perspective, we analyzed the results for linear dicarbon, tricarbon, tetracarbon and pentacarbon, as well as for cyclic tricarbon, tetracarbon and pentacarbon.

Palavras-chave: astroquímica, compostos atípicos de carbono, espaço interestelar.
Keywords: astrochemistry, atypical carbon compounds, interstellar space.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33605

1 Introdução

A astroquímica é o ramo da astronomia que estuda a abundância e reações dos elementos químicos e moléculas no universo e a sua interação com a radiação. Trata-se de uma sobreposição da astronomia com a química. Esta expressão tem sido usada na literatura científica pelo menos desde o início dos anos setenta do século XX [1], mas teve um grande impulso em meados dos anos oitenta com a maior facilidade em fazer cálculos quânticos [2].

Mais recentemente, Varandas e colaboradores (veja Refs. [3–5]) têm feito cálculos muito precisos para estes agregados, realçando os cruzamentos de superfícies que estes envolvem e também como protótipos de métodos de escalamento das bases de funções usadas e de cálculo e representação de superfícies de energia potencial [5, 6]. Várias revisões foram publicadas sobre este tema [3] e, em particular, sobre a sua importância no que concerne à astroquímica [7].

O estudo da abundância de elementos e razões isotópicas em objetos do sistema solar, como meteoritos, também é chamado de cosmoquímica, enquanto que o estudo de átomos e moléculas interestelares e sua interação com a radiação é às vezes chamado de astrofísica molecular. A for-

Licença Creative Commons

mação, composição atômica e química, evolução e destino de nuvens de gás molecular são de interesse especial, pois é a partir dessas nuvens que se formam sistemas solares.

O presente trabalho pretende realçar o fato de que cálculos simples e pedagógicos podem ser feitos e visualizados com facilidade usando *software* disponível de forma gratuita, em particular o programa GAMESS [8–10] e o programa wxMacMolPlt [11, 12]. Além disso, os programas de estrutura eletrônica não precisam sequer de ser instalados, podendo ser usados por meio da rede [13].

É de se notar que muitos dos compostos de interesse astroquímico têm não só números ímpares de elétrons, como também camadas abertas, o que os torna muito reativos. No espaço interestelar, como as concentrações são, em geral, muito baixas, estes podem ter tempos de vida maiores e ser mais facilmente observados. Ao mesmo tempo, os cálculos de química quântica apresentam também caraterísticas especiais, as quais devem ser levadas em consideração.

Assim, este trabalho computacional tem como objetivo principal calcular os aspectos físico-químicos de algumas espécies de carbono já encontradas no espaço interestelar e estudar outros compostos propostos também para esse habitat de estruturas carbonadas muito instáveis na Terra e que poderiam, eventualmente, apresentar-se de forma mais estável no cosmos, comparando, sempre que possível, com resultados experimentais e teóricos mais precisos.

2 Metodologia

Para o presente trabalho, analisou-se a estrutura, a geometria de equilíbrio, as energias nuclear, eletrônica e total. Para tal, foram utilizados o método Hartree-Fock (HF) e uma base do tipo cc-pVTZ (correlation-consistent Valence Triple-Zeta) com otimização da geometria [14]. De maneira simples, podemos referir que a resolução da equação de Schrödinger só tem solução exata para o sistema atômico mais simples – o átomo de hidrogênio – e que as soluções aproximadas dependem dos métodos e das bases de funções usadas. Neste caso, o método é variacional e considera apenas um determinante.

Atualmente, há muitos *softwares* de estrutura eletrônica, cujas bases de funções são gaussianas, sendo que a que aqui foi usada é relativamente pequena. Para resultados mais precisos, devem ser considerados métodos mais complexos e bases mais extensas (mais recentemente têm também sido explorados métodos de escalamento das bases de funções, e.g. Ref. [4]). Para além disso, muitos dos sistemas referidos apresentam cruzamentos de curvas e superfícies de energia potencial que um tratamento mais rigoroso deve considerar [3–5]. Para além deste método variacional, foi usado um método perturbativo, o Møller-Plesset de 2^a ordem (MP2).

Foram ainda utilizados métodos DFT (Teoria do Funcional da Densidade) com os funcionais B2LYP (Becke, 3-parameter, Lee–Yang–Parr) e BMK (Boese-Martin Parameters for Kinetics). Os métodos DFT são formalmente diferentes, uma vez que dependem do quadrado da função de onda ou, mais rigorosamente, da densidade eletrônica. Em muitos programas, nomeadamente o GAMESS, tais métodos estão juntos com os anteriores por partilharem algumas das características. Muitos funcionais estão disponíveis.

A DFT tem sido muito popular para cálculos referentes ao estado sólido desde os anos 1970 [15]. Os custos computacionais e/ou tempo requerido são relativamente baixos quando comparados a outros métodos pós-Hartree-Fock tradicionais, como o MP2.

Estes métodos e estas bases (assim como outros estão disponíveis de forma gráfica no *software* wxMacMolPlt [11, 12], o qual uma vez desenhada a molécula, cria um ficheiro que será executado pelo GAMESS [8–10]. O resultado pode depois ser analisado de forma gráfica no mesmo programa. De forma idêntica, no *software* webMO [13], são criados arquivos que, uma vez executados, podem ser analisados nos mesmos programas. Para calcular as frequências das espécies, foi calculada uma hessiana (ou seja, a matriz das segundas derivadas) ao fim da otimização das estruturas.

3 Espécies carbônicas lineares

3.1 C_2 - Dicarbono

O carbono diatômico (sistematicamente nomeado 1λ3, 2λ3-etino e dicarbono (C-C)) é um composto inorgânico representado muitas vezes pela fórmula química $C \equiv C$ (mas também é escrito como [C2] ou C_2, havendo alguma discussão sobre as suas ligações [16]. Trata-se de um gás incolor

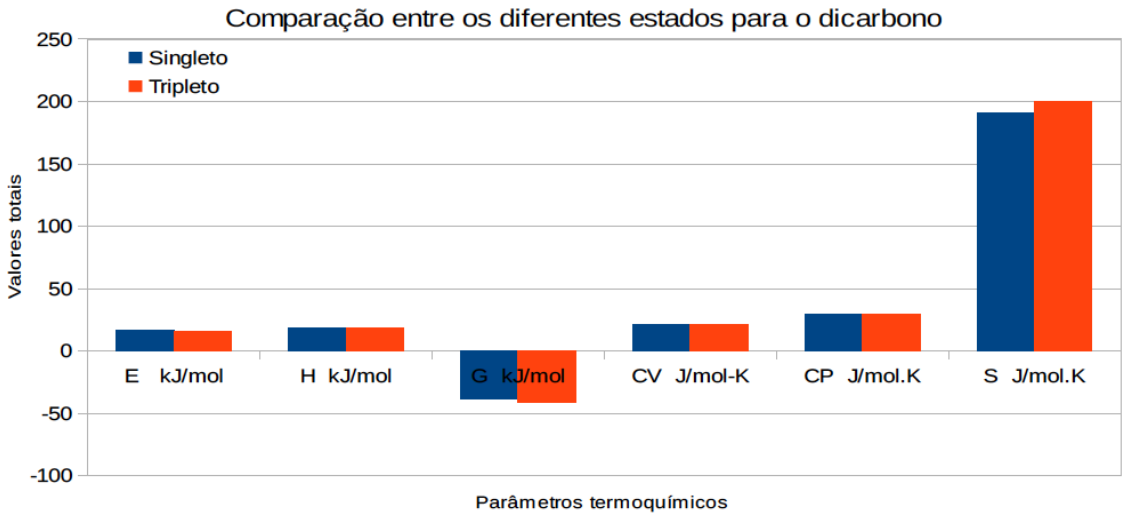


Figura 1: Comparação dos parâmetros termoquímicos entre singleto e tripleto, obtidos para o dicarbono. Resultados mais precisos podem ser consultados em [3, 17, 18].

que apenas persiste na diluição ou como um produto de adição. É classificado como um ácido muito forte e é altamente corrosivo. Ele ocorre em vapor de carbono, por exemplo, em arcos elétricos, em cometas, atmosferas estelares e no meio interestelar. O dicarbono ocorre também em chamas azuis de hidrocarbonetos [16–18].

Uma vez realizado o cálculo e obtido um mínimo para um determinado método e base de funções diferentes, a hessiana permite obter uma estimativa do espectro e das propriedades termodinâmicas nas aproximações do gás ideal (translação), rotor rígido (rotação) e harmônica (vibração). Os parâmetros termoquímicos obtidos são apresentados no gráfico da Figura 1.

Os resultados teóricos e experimentais mais precisos e recentes podem ser encontrados em [3,17,18]. É importante realçar que todas as espécies podem existir com diferentes estados de spin (singleto e tripleto e outras), não sendo muitas vezes fácil saber que é o estado fundamental.

Na Tabela 1, podem ser consultados os resultados obtidos. Vemos imediatamente que o estado de mais baixa energia HF é o tripleto, mas experimentalmente sabemos que é o singleto. Quando é usada a DFT, esse resultado muda, sendo o singleto mais baixo, de acordo com a experiência e os resultados teóricos mais recentes [17].

3.2 C_3 - Tricarbono

O tricarbono (denominado sistematicamente 1λ2, 3λ2-propadieno e μ-carbidodicarbono) é um composto inorgânico, com a fórmula química $C_2(\mu\text{-}C)$ (também escrito $[C(\mu\text{-}C)C]$ ou C_3). É um gás incolor que apenas persiste na diluição ou solução, como um produto de adição. É um dos mais simples carbonos insaturados [19]. É um pequeno conjunto de carbonos espectroscopicamente observado pela primeira vez no começo do século XX, na cauda de um cometa por William Huggins e posteriormente identificados em atmosferas estelares.

Os tricarbonos podem ser encontrados no espaço e podem ser produzidos em laboratório através de um processo chamado de ablação por laser [19]. Grupos pequenos de carbono como de tricarbono ou de dicarbono são considerados como precursores de fuligem e estão implicados na formação de certos diamantes industriais e na formação dos fulerenos.

A geometria molecular do estado fundamental do tricarbono foi identificado como linear, através de dados espectroscópicos. O potencial de ionização é determinada experimentalmente em 11-13,5 elétrons-volts [19]. Em contraste com a molécula linear, o cátion tricarbono C_3^+ é angular. Em várias reações de combustão, o C_3 também tem sido identificado como uma espécie transiente.

3.3 C_4 - Tetracarbono

Em geral, cadeias de carbono são candidatas a responsáveis pela produção de bandas interestelares. Já foram analisados os espectros produzidos em laboratório por C_3, C_4 e C_5 em fase gasosa e tentaram identificar alguma banda produzida pelas cadeias que seja coincidente com alguma DIB

Tabela 1: Resultados teóricos obtidos neste trabalho usando o programa GAMESS [13] com uma base cc-PVTZ. Os cálculos podem também ser facilmente feitos no próprio computador, instalando o GAMESS e o wxMacMolPlt (para criar e ver os arquivos de forma gráfica). Todos esses cálculos podem ser feitos em menos de um minuto no referido site.

Valores de energia e distância internuclear em singletos e tripletos para diferentes métodos.		
	Energia (Eh)	Distância Internuclear (Å)
RHF (singleto)	-75.4014503858	1.241
UHF (tripleto)	-75.4745885030	1.174
ROHF (tripleto)	-75.4894358296	1.289
DFT/B3LYP (singleto)	-75.8636636747	1.248
DFT/B3LYP (tripleto)	-75.8566227097	1.192
DFT/BMK (singleto)	-75.8346086994	1.261
DFT/BMK (tripleto)	-75.8349864088	1.192
MP2 (singleto)	-75.7569924266	1.260

(Diffuse Interstellar Band), produzida na nuvem difusa Oph [20]. Não foi identificada nenhuma banda coincidente, indicando que cadeias com menos de 10 carbonos apresentam abundância e intensidade de oscilador insuficiente para produzir bandas fortes na região de 4000-9000 Å.

Mesmo assim, a proposta de existência, ainda que ligeiramente estável de um composto carbônico de 4 átomos de C, tem sido sugerida e é apresentada nos cálculos computacionais desse trabalho.

3.4 C_5 - Pentacarbono

A molécula C_5 é mais uma das espécies de carbono que já foi identificada na região do infravermelho no espectro de IRC110216 [21]; isso prova que essa espécie está presente no envelope circunstelar e assim pode ser bem observada em nuvens translúcidas interstelares.

Inspirados por esses resultados, esses cientistas procuraram o próximo membro da série da cadeia de carbono, o C_5. O trabalho de Motylewski et al. descreve o espectro de laboratório em fase gasosa do C_5 molécula [22]. Espera-se que as características das bandas sejam bastante estreitas e, assim, de alta resolução espectral observações são altamente desejáveis [23].

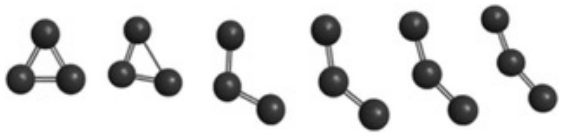


Figura 2: Evolução do tricarbono cíclico segundo a DFT.

4 Espécies carbônicas cíclicas

É preciso notar que as espécies, mesmo as mais simples de três átomos, podem apresentar vários isômeros. Mais uma vez, os cálculos computacionais são muito úteis, pois, muitas vezes, só é possível obter de forma experimental alguns dos isômeros.

4.1 Tricarbono cíclico

A forma cíclica de um tricarbono, até então, parece ter uma existência somente no mundo hipotético de cálculos computacionais. No espaço interestelar, até então, não foi detectada sua presença.

Para os cálculos dessa espécie, foram utilizados tanto os métodos DFT como o métodos MP2, uma vez que o primeiro não apresentou resultados tão satisfatórios.

4.2 Evolução da estrutura do tricarbono cíclico ao longo dos cálculos do DFT

Apesar das melhorias em DFT, existem ainda dificuldades em usá-la para adequadamente descrever de forma satisfatória algumas interações.

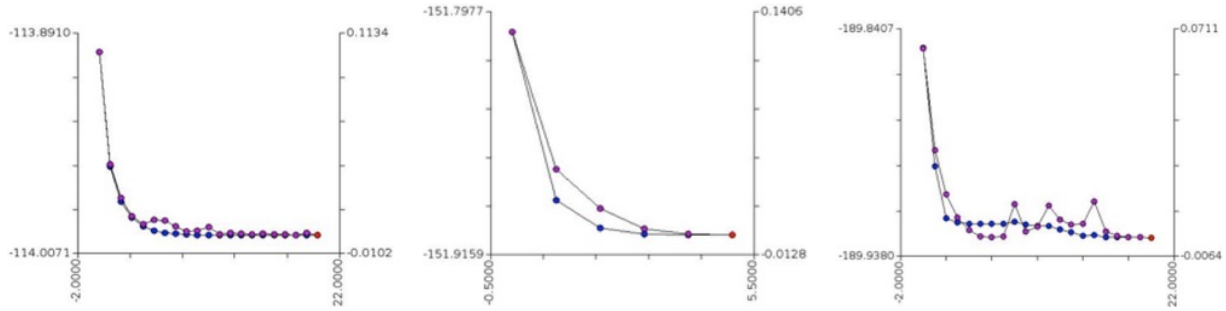


Figura 3: Evolução das estrutura de tricarbono (à esquerda), tetracarbono (centro) e pentacarbono (à direita) cíclicos para DFT, feitas pelo programa WxMacMolPlt.

São destaque as intermoleculares, especialmente as de dispersão de van der Waals. Ao simular essa espécie, foi possível verificar que as iterações não levaram a um valor mínimo de energia, não encontrando, assim, uma geometria de equilíbrio para o sistema (Figura 2).

Os cálculos foram feitos com um total de 22 iterações, cujos pontos de energia são mostrados no gráfico abaixo. A plotagem foi feita automaticamente pelo próprio *software* wxMacMolPlt®. Eis um aspecto a se considerar: muitos programas fazem a análise automática dos resultados obtidos. Entretanto, será em última análise que o utilizador verifica se os resultados obtidos são confiáveis.

No gráfico de Energia (em Hartree) x Iterações das estruturas (Figura 3), podemos ver que o grande decréscimo da primeira para a segunda estrutura mostra o quão instável é o tricarbono cíclico. As significativas inclinações seguem-se até à quarta iteração, quando há um ligeiro aumento na energia total do sistema, fruto de otimizações, sobretudo de comprimento das ligações CC.

O último ponto (em vermelho) apresenta um valor de energia igual a $-113,9973888069$ Eh, um valor muito próximo já do valor encontrado na otimização da estrutura linear do tricarbono, apresentado anteriormente. Como a geometria de equilíbrio não fora alcançada e a estrutura observada ainda não era necessariamente linear, foi realizado o mesmo cálculo, seguindo, agora, o método MP2.

Chamamos a atenção para o fato de que uma pesquisa de pontos estacionários pode depender das geometrias iniciais (tanto falhar como convergir para pontos estacionários já encontrados), assim como dos métodos e bases usados (podem, por vezes, aparecer pontos estacionários espúrios), além de que podem ser encontrados pontos estacionários locais. Por mais robustos e seguros que possam parecer os algoritmos, o utilizador deve verificar esse aspecto.

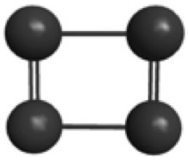


Figura 4: Estrutura otimizada do tetracarbono cíclico, partindo-se de uma estrutura quadrada.

4.3 Utilizando MP2

O método MP2 (Møller-Plesset de segunda ordem) é um método pós-Hartree-Fock (HF), sendo a forma mais simples de se calcular uma parte da correlação eletrônica [24]. Com este método, foi possível obter uma geometria de equilíbrio cíclica e fazer uma de análise do espectro. Como já referido, um aspecto muito importante a se considerar é que, muitas vezes, as primeiras aproximações para a geometria não são muito favoráveis, e alguns dos métodos e bases dão origem a resultados que não estão de acordo com outros métodos e com os resultados experimentais.

4.3.1 Tetracarbono cíclico

Eis aqui mais uma estrutura de carbono hipotética, cujo modelo apresenta uma tensão angular levemente menor do que o ciclopropatrieno. Nela, os ângulos entre os carbonos são, de fato, retos e as ligações são todas iguais entre si. Os cálculos dessa espécie mantiveram a estrutura cíclica, porém desfazendo o caráter de quadrado da estrutura. Sendo assim, a abrupta queda na evolução energética da estrutura desse anel degenerou para uma espécie com ligações iguais, duas a duas, como mostrado na Figura 4.

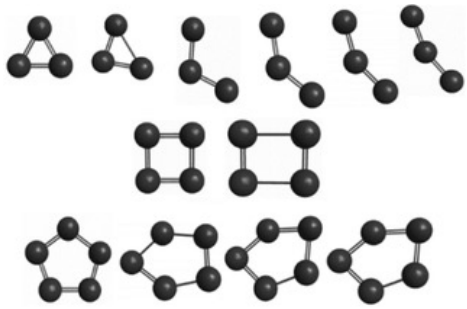


Figura 5: Evolução da energia dos compostos cíclicos obtida neste trabalho.

O gráfico gerado pelo *software* (Figura 2) permite notar o alívio na tensão das ligações, mostrando que a alternância entre valores de ligações duas a duas diferentes garantem uma estabilidade notável ao composto. Vale ressaltar ainda que o tetracarbono cíclico, bem como o ciclobutadieno, não apresenta ressonância. As condições impostas pela regra de Hückel, mesmo para uma espécie do tipo hidrocarboneto, não seriam obedecidas para essa situação, visto que não existem elétrons deslocalizados pela nuvem eletrônica das ligações. Não foram notadas grandes variações com o uso do método MP2 para essa espécie. Portanto, esses dados foram omitidos neste trabalho, sobretudo por serem considerados irrelevantes para esse caso em particular.

Partindo-se de uma estrutura quadrada, os métodos HF e DFT convergem, em geral, para a estrutura linear. Entretanto, o método MP2 converge para a estrutura quadrada referida. Curiosamente, sabe-se que o mínimo cíclico mais estável é o romboédrico, o qual se obtém apenas partindo de geometrias muito próximas. Daí que seja muito importante o estudo de toda a superfície de energia potencial, e.g. Ref. [7].

Interessantemente, a relativa estabilidade dessa espécie não permitiu a total distensão das ligações a ponto de haver uma ruptura, o que indica uma relativa estabilidade para o tetracarbono cíclico. É certo que a estrutura linear apresenta uma geometria de equilíbrio de energias mais baixas, mas esses cálculos levam-nos a crer numa rápida existência dessa molécula em reações químicas especiais, em que há a formação de estruturas radicalares, que, por sua vez, podem admitir spins de variadas multiplicidades (Figura 5).

4.4 Pentacarbono cíclico

Os cálculos computacionais realizados para a espécie cíclica do pentacarbono geraram espécies isômeras, não mantendo o anel de carbonos coplanares, comportamento diferente do tetracarbono, que provocou apenas uma distensão das ligações.

Mais uma vez, o comportamento da evolução das estruturas utilizando métodos diferentes também não levou a espécies parecidas. Os isômeros obtidos são apresentados no tópico a seguir.

4.5 Evolução da estrutura do pentacarbono cíclico ao longo dos cálculos do DFT

Como se pode notar, ao fim dos seus cálculos, o método DFT mantém a estrutura cíclica proposta inicialmente, mostrando que, mesmo não sendo essa a sua posição de equilíbrio, a espécie cíclica não se desfaz. O que ocorre, nesse caso, é um alívio no comprimento das ligações e uma diminuição da tensão angular de alguns carbonos frente ao aumento de outros. Isso ocorre porque os cálculos vão buscando as formas mais razoáveis ao longo das iterações, o que possivelmente gera os picos notavelmente observáveis na Figura 2. Mais uma vez, vê-se aqui uma situação que busca uma maior estabilidade através da variação do comprimento das ligações.

4.6 Evolução da estrutura do pentacarbono cíclico ao longo dos cálculos do MP2

Mais uma vez, foi pertinente buscar um outro método que não a DFT. Para tanto, foram feitos cálculos utilizando também o método MP2 com o interessante comportamento de abertura do anel e formação de uma estrutura razoavelmente mais estável do que o anel propriamente. Infelizmente, não foi encontrada uma geometria de equilíbrio e, por isso, os resultados aqui apresentados mostram parcialmente as estruturas geradas com a otimização do pentacarbono cíclico a nível de MP2.

O gráfico da Figura 6 mostra a dificuldade em se encontrar uma estrutura que pudesse apresentar uma estabilidade, ao menos, relativa às outras para o pentacarbono cíclico. Vê-se na Figura 7, mais uma vez, uma estrutura que foi proposta com o máximo de coplanaridade entre os carbonos. Isso pode também ter dificultado os cálculos

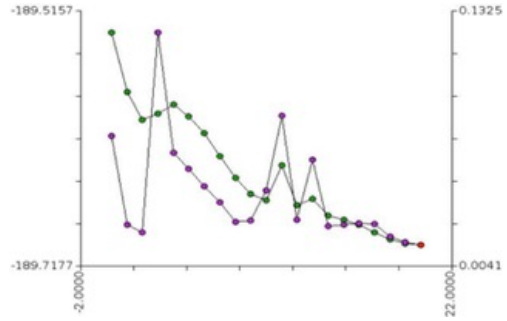


Figura 6: Evolução da estrutura de pentacarbono cíclico para MP2.

na busca por mínimos de energia, mantendo o plano referente aos carbonos.

Para essa estrutura, nenhum dos métodos (DFT ou MP2) encontrou uma geometria de equilíbrio, o que significa que essas estruturas podem não ser os mínimos globais finais do pentacarbono cíclico, pois não foi possível a otimização total das espécies em análise.

5 Resultados e discussão

Traçando paralelos entre as moléculas de C_2 singleto e C_2 tripleto, pôde-se observar que a energia dos estados e as suas estabilidades relativas estão muito próxima e são muito dependentes do método usado. Os orbitais levemente diferentes de ambas as multiplicidades também mostram uma distribuição, mesmo que aparentemente iguais, desigual; as espécies apresentam densidades eletrônicas relativamente diferentes umas das outras.

Observamos, ainda que diminutas, diferenças entre as energia livres de Gibbs e as entropias, ambas eletrônicas e rotacionais, para as duas espécies em comparação. Naturalmente, as decorrentes mudanças são fruto do fato de o estado tripleto apresentar spins desemparelhados, levando a espécie a um modo excitado e, assim, contribuir para um estado energético de mais alta energia do C_2, o que se pode observar na energia total.

Todos os parâmetros termoquímicos postos em análise naturalmente apresentaram-se diferentes na componente vibracional. E, por fim, verificou-se que o estado tripleto do dicarbono é levemente mais estável do que a sua forma singleto, ao se observar a sua energia total.

Com relação ao comprimento das ligações CC no C_3, pôde observar-se que os cálculos computacionais apresentaram valores muito próximos entre si e um ângulo também muito próximo do que se esperava para uma geometria linear (178,6 °).



Figura 7: Evolução do pentacarbono cíclico segundo a MP2.

Como já referido, devemos ter em conta que os métodos de pesquisa de pontos estacionários podem apresentar problemas. Por um lado, podem convergir para mínimos locais e, por outro, só procuram os pontos estacionários dentro da topologia e geometrias definidas (e.g. sendo imposta uma geometria planar podem não sair desta).

Interessantemente, para as espécies C_4 e C_5, o comportamento das ligações duplas mostrou que havia, de fato, dois "tipos" de ligações duplas. Ou seja, duas das duplas ligações do C_4 apresentaram valores muito próximos. Para o caso do C_5, as quatro ligações mostraram-se diferentes duas a duas. Este é um aspecto também importante a realçar: as ligações químicas simples, duplas, e triplas são aproximações convenientes. Quando se é feito um cálculo, o que temos é uma maior acumulação de elétrons e mínimos de energia que correspondem a uma estrutura.

No que diz respeito à atividade das espécies no infravermelho (IV), observamos que o estado tripleto do C_2 não apresenta quaisquer bandas no espectro (isso é obvio, pois as moléculas sem momento dipolar não absorvem luz no IV, mas aparecem como um resultado que pode ser verificado). A espécie C_3 apresenta, por sua vez, uma banda com uma relativamente grande intensidade, bem como a espécie C_4. Já a C_5 possui dois picos de intensidades mais fortes que as demais, sendo a diferença entre esses valores um tanto significativa.

Cabe aqui uma nota sobre os espectros calculados por estes métodos. Eles são baseados nas segundas derivadas do potencial. Por isso, se forem todas positivas, estaremos na presença de um mínimo. Se uma das segundas derivadas for negativa, teremos um ponto de sela. As frequências são assim, harmônicas, sendo a previsão do espectro, em particular das posições e das intensidades, apenas aproximadas, mas pode ser muito útil na comparação de espectros experimentais. Mais precisão pode ser obtida resolvendo-se a equação

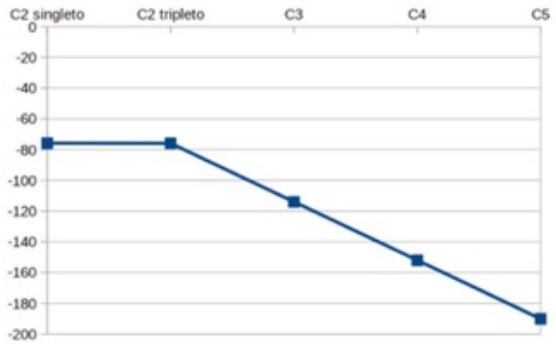


Figura 8: Evolução da energia (em kJ·mol^{-1}) de formação dos compostos cíclicos de carbono estudados.

de Schrödinger nuclear para o sistema anarmônico, o que, em geral, só é possível para sistemas moleculares relativamente pequenos.

Como se pode notar pelo gráfico comparativo (Figura 8), as espécies carbônicas apresentam valores cada vez mais baixos da energia de formação, com o aumento do número de carbonos. É preciso notar que, para cada uma das estruturas, aplica-se, no equilíbrio, de forma aproximada, o teorema do virial (a energia total é aproximadamente igual ao simétrico da energia cinética, que é aproximadamente igual à metade da energia potencial), crescendo todas com o número de carbonos. Entretanto, neste caso, estamos a comparar C_n com nC, diminuindo o primeiro mais rapidamente, mas de modo aproximadamente linear.

Caso sejam observadas no espaço interestelar e as suas propriedades físico-químicas devidamente mensuradas, as espécies de três e quatro carbonos podem apresentar dados muito similares aos apresentados nos cálculos deste estudo computacional. Os valores calculados para os mais variados parâmetros das demais espécies só fizeram ratificar comportamentos, sobretudo suas respostas no infravermelho, muito próximos aos dos experimentais, o que intensifica a confiança em predições por meio de métodos computacionais.

Para as estruturas cíclicas, pudemos notar que o fato de se tratarem de geometrias muito complicadas referindo-se à estabilidade, os cálculos computacionais deram respostas um tanto inesperadas, sobretudo para o tetracarbono cíclico, único que se manteve como um anel, apesar da estrutura não completamente otimizada do C_5 cíclico.

6 Considerações finais

Os métodos computacionais permitem prever as propriedades de moléculas de interesse astroquímico, muitas delas de difícil acesso. Atualmente, devido à rapidez dos computadores, otimização dos programas e desenvolvimento dos métodos são instrumentos fundamentais para realizar previsões ao alcance, não só do investigador, mas também do estudante. Um ponto interessante a se realçar é que os métodos computacionais podem buscar estruturas mais estáveis do que as propostas iniciais, mesmo que estas nos pareçam as mais adequadas (o que se observa, sobretudo, na Figura 5) e que estas estruturas dependem dos métodos e das bases usadas. Como as estruturas encontradas depois da otimização não apresentaram comportamento parecido entre si (manutenção do anel ou da regularidade geométrica das ligações), não foi possível estabelecer um padrão comparativo entre as estruturas, motivo pelo qual suas análises foram feitas caso a caso. Observamos, por fim, que as análises realizadas pelos métodos de MP2 e DFT foram satisfatórias para se compreender a natureza de estruturas atípicas de carbono, tais quais di, tri, tetra e pentacarbono, candidatas a compostos do meio interestelar, também elucidando aquelas candidatas à real existência. Finalmente, uma ressalva deve ser feita: este trabalho é de natureza pedagógica e visa também a alertar para as dificuldades encontradas nos cálculos quânticos. Embora seja atualmente bastante fácil fazer cálculos de química quântica, um conhecimento adequado dos métodos é fundamental.

Agradecimentos

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal do Nível Superior (CAPES) pelo financiamento dos estudos na Universidade de Coimbra. O Centro de Química de Coimbra é financiado pela FCT através dos contratos UIDB/QUI/00313/2020 e UIDP/QUI/00313/2020.

Sobre os autores

Joel Augusto Moura Porto (joelaugusto@usp.br) é graduado em Química pela Universidade de Coimbra (Portugal) e pela Universidade Federal da Bahia, onde também se

graduou em Engenharia Química. Atualmente, é estudante do programa de pós-graduação em Ciência e Engenharia de Materiais do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Tem experiência com química computacional, análises radioquímicas e bioinformática.

Sérgio Paulo Jorge Rodrigues (spjrodrigues@ci.uc.pt) é Doutor em Química e professor no Departamento de Química da Universidade de Coimbra, Portugal. A sua área de investigação é a química teórica e computacional e as suas aplicações em química ambiental, astroquímica e química medicinal. Tem também interesse pelo ensino e história da química, assim como pela divulgação e comunicação de ciência.

Referências

[1] D. Buhl e L. E. Snyder, *From radio astronomy towards astrochemistry* **73**, 54-62 (1971).

[2] G. Berthier, F. Pauzat e T. Yuanqui *Quantum astrochemistry: prospects and examples*, Journal of Molecular Structure: THEOCHEM **107**, 39-48 (1984).

[3] A. J. C. Varandas e C. M. R. Rocha, $C_n(n = 2 - 4)$*: current status*, Phil. Trans. R. Soc. A **376**, 20170145 (2018).

[4] A. J. C. Varandas, *Even numbered carbon clusters: cost-effective wavefunction-based method for calculation and automated location of most structural isomers?*, Eur. Phys. J. D **72**, 134 (2018).

[5] C. M. R. Rocha, J. Li e A. J. C. Varandas, *Difficulties and virtues in assessing the potential energy surfaces of carbon clusters via dmbe theory: stationary points of* $C_\kappa(\kappa = 2 - 10)$ *at the focal point*, J. Phys. Chem. A **123**, 3121-3130 (2019).

[6] C. M. R. Rocha e A. J. C. Varandas, *Accurate CHIPR potential energy surface for the lowest triplet state of* C_3, J. Phys. Chem. A **123**, 8154-8169 (2019).

[7] C. M. R. Rocha, *Bridging the gap between laboratory astrophysics and quantum chemistry: the concept of potential energy surfaces,* Proceedings of the International Astronomical Union. **15** (S350), 61-64 (2019) .

[8] M. W. Schmidt, K. K. Baldridge, J. A. Boatz et al., *General atomic and molecular electronic structure system*, J. Comput. Chem. **14**, 1347-1363 (1993).

[9] M. S. Gordon e M. W. Schmidt, *Advances in electronic structure theory: GAMESS a decade later*, in *Theory and Applications of Computational Chemistry: the first forty year*, editado por C. E. Dykstra et al. (Elsevier, Amsterdam, 2005), 1167-1189.

[10] Gordon Group, *The general atomic and molecular electronic structure system (GAMESS)*, disponível em www.msg.chem.iastate.edu/gamess/, acesso em jan. 2021.

[11] B. M. Bode e M. S. Gordon, *MacMolPlt: a graphical user interface for GAMESS,* J. Mol. Graphics Mod. **16**, 133-138 (1998).

[12] B. M. Bode, *wxMacMolPlt*, disponível em brettbode.github.io/wxmacmolplt, acesso jan. 2021.

[13] J. R. Schmidt e W. F. Polik, *WebMO Enterprise, version 20.0012e; WebMO LLC*, disponível em www.webmo.net, acesso em jan. 2021.

[14] T. H. Dunning, *Gaussian-Basis Sets for Use in Correlated Molecular Calculations .1. The Atoms Boron Through Neon and Hydrogen,* The Journal of Chemical Physics. **90**, 1007-1023 (1989).

[15] R. G. Parr e W. Yang, *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules* (Oxford University Press, New York, 1989).

[16] R. Hoffman, C_2 *In All Its Guises*, American Scientist. **83**, 309–311 (1995).

[17] A. Karton, *Basis set convergence of high-order coupled cluster methods up to CCSDTQ567 for a highly multireference molecule*, Chem. Phys. Let. **737**, 136810 (2019).

[18] J. F. Babb, B. M. Smyth e B. M. Mclaughlin, *Dicarbon formation in collisions of two carbon atoms,* The Astrophys. J **876**, 38 (2019.)

[19] C. Nicolas et al., *Vacuum ultraviolet photoionization of* C_3*,* Journal of the American Chemical Society **128** (1), 220–226 (2006).

[20] J. P. Maier, G. A. H. Walker e D. A. Bohlender, *On the possible role of carbon chains as carriers of diffuse interestellar bands*, The Astrophys. J. **602**, 286-290 (2004).

[21] P. F. Bernath, K. H. Hinkle e J. J. Keady, *Detection of C_5 in the circumstellar shell of IRC+10216*, Science **244**(4904), 562-4 (1989).

[22] T. Motylewski, O. Vaizert, T. F. Giesen et al., *The* Π— $X\Sigma_g 1$ *electronic spectrum of* C_5 *in the gas phase*, Journal of Chemical Physics **111**, 14, (1999).

[23] G. A. Galazutdiniv, F. A. Musaev e J. Krelowski, *On the detection of the linear C_5 molecule in the interestellar medium*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **325**, 1332–1334 (2001).

[24] J. J. V. Cirino e C. A. Bertran, *Estudo da geometria da ureia por métodos ab initio e simulação computacional de líquidos,* Química Nova **25** (3), 358-363 (2002).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

A formação docente e as concepções dos estudantes no âmbito da astronomia

Leopoldo Gorges Neto e Luiz Henrique Martins Arthury

Instituto Federal de Santa Catarina, Campus Jaraguá do Sul

Resumo

Apresentamos nesse trabalho uma discussão sobre o ensino de astronomia na escola, com foco na formação docente e suas possíveis consequências na visão dos alunos sobre esse tema e também sobre a atividade científica. Como vêm demonstrando as pesquisas, apesar de se destacar na educação básica por despertar facilmente a atenção dos alunos, a astronomia no contexto escolar frequentemente está acompanhada de concepções inadequadas. Apontamos que o professor, se não estiver atento, e a depender da qualidade de sua formação, pode estar participando inconscientemente de um ciclo de concepções inadequadas que vão desde sua formação inicial até o aluno que ele estará formando, passando por sua própria formação escolar. Ilustramos esse possível ciclo de transmissão de concepções inadequadas, defendendo que devemos atentar particularmente à formação inicial docente para se evitar que essas concepções sejam transmitidas por sua prática. Finalmente, sugerimos que sua formação seja amplamente subsidiada por atividades voltadas à discussão sobre a história e filosofia da ciência, tanto no âmbito da astronomia quanto da própria atividade científica.

Abstract

In this work, we present a discussion on the teaching of astronomy at school, focusing on teacher education and its possible consequences on the student's view on this topic and also on scientific activity. As researches has shown, despite standing out in basic education for easily attracting student's attention, astronomy in the school context is often followed by inadequate conceptions. We pointed out that the teacher, if he/her is someone not attentive, and depending on the quality of his/her educational training, may be unconsciously participating in a cycle of inadequate conceptions that range from his/her initial training to the student he/her will be training, going through his/her own school training. We illustrate this possible cycle of transmission of inadequate conceptions, arguing that we should pay particular attention to initial teacher training to avoid that these conceptions are transmitted through their practice. Finally, we suggest that your training is largely subsidized by activities aimed at discussing the history and philosophy of science, both in the field of astronomy and scientific activity itself.

Palavras-chave: ensino de astronomia, formação docente, concepções alternativas, história e filosofia da ciência, natureza da ciência.
Keywords: astronomy teaching, teacher education, alternative conceptions, history and philosophy of science, nature of science.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33137

1 Introdução

A astronomia se destaca como temática no ensino de ciências por sua facilidade em despertar a curiosidade dos estudantes, algo bastante importante no contexto escolar [1]. No entanto, nas poucas vezes em que é explorada, é normalmente "desenvolvida de forma tradicional e apenas conceitual, e as representações dos elementos constituintes são abordadas, geralmente, apenas em forma de texto ou de imagens bidimensionais" [2], limitando muitas vezes sua relevância sócio-histórica e cultural, não aproveitando seu papel na ampliação de visão de mundo do estudante [3].

Entendemos que um dos papéis da escola na formação dos alunos é o de prepará-los para uma sociedade moldada pela ciência e tecnologia. Mas o modo pelo qual alguns trabalhos em sala são conduzidos pelos professores podem gerar efeitos

Licença Creative Commons

bastante distintos, e em alguns casos podendo mesmo ser deletérios aos estudantes, ao propalar concepções inadequadas. Como indicam Gil-Pérez et al. [4], mesmo professores podem apresentar visões distorcidas acerca da atividade científica, que podem facilmente influenciar a visão dos estudantes.

Alguns pesquisadores que investigam o ensino de astronomia apontam que uma das causas da falta deste tema no ambiente escolar é uma deficiência na formação dos docentes a respeito desse tema [2,5,6]. A partir disto, podemos sugerir que existe uma causalidade entre a formação docente e o conhecimento transposto para os estudantes, podendo resultar em uma visão deformada da atividade científica, bem como em concepções inadequadas[1] no âmbito da astronomia, como evidenciado por Gonzaga e Voelzke [7].

Procurando discutir resultados de pesquisas a respeito das concepções de astronomia no ensino médio, e sobre a formação docente nessa área, pretendemos chamar atenção para as consequências de exposições didáticas desatentas que podem estar contribuindo para a manutenção de concepções inadequadas sobre a astronomia e a própria atividade científica. Isso pode produzir um ciclo de transmissão dessas concepções, como veremos, sendo que sugerimos então trabalhos que atentem para a natureza da ciência no ensino de astronomia, nos cursos de formação inicial docente, para se diminuir as chances de transmissão dessas concepções.

2 A formação docente no âmbito da astronomia

O campo de educação em astronomia tem sido bastante estudado pelos pesquisadores na área de ensino de ciências. Em programas de pós-graduação, por exemplo, Bretones e Megid Neto [8] nos apontaram que ao menos desde a década de 1970 são feitas pesquisas com o intuito de indicar diretrizes para a inserção da astronomia na educação básica bem como aprimorar sua abordagem no ensino. Além disso, estes autores estimaram que até 2003 mais de mil dissertações de mestrado e teses de doutorado e livre-docência foram produzidas com esse tema.

Em um estudo mais recente, Iachel e Nardi [9] realizaram uma retrospectiva histórica acerca das pesquisas sobre a educação em astronomia no Brasil. Para isso, entrevistaram pesquisadores considerados referência na área e reconstruíram a memória deste campo de pesquisa, constatando que o campo de pesquisa em educação em astronomia tem se consolidado gradativamente no Brasil.

Neste percurso, diversas pesquisas indicaram a formação docente como um dos principais problemas para a efetiva inserção da astronomia na educação básica. Ao realizarem um curso de extensão universitária para professores do estado de São Paulo, Gonzaga e Voelzke [7] por exemplo, constataram que os docentes participantes possuíam concepções inadequadas em relação a temas considerados básicos da astronomia, apontando ainda a influência dessas concepções na educação básica, como veremos.

Especificamente nos anos iniciais do ensino fundamental, Pacheco e Zanella [10] levantaram um panorama das pesquisas a respeito do ensino de astronomia, analisando teses e dissertações entre 2008 e 2018. Os autores selecionaram 23 pesquisas, das quais 15 eram relacionadas à formação de professores e metodologias e 8 à aprendizagem dos alunos nos anos iniciais, constatando que, de forma geral, o principal desafio para o ensino de astronomia é a formação do professor, que normalmente não é adequada para contemplar o ensino de astronomia. Essa constatação também é corroborada pelos trabalhos de Leite e Hosoume [2] e Gonzatti et al. [11].

Lamentavelmente, encontramos um cenário muito semelhante no ensino médio. Poder-se-ia sugerir que nesta etapa da formação básica a situação fosse diferente, devido aos profissionais formados nas áreas das ciências da natureza e seu ensino. No entanto, um estudo utilizando os dados das Licenciaturas em Física participantes do ENADE de 2011 [12] mostrou que apenas 15 dos cursos pesquisados possuem a disciplina de astronomia na estrutura curricular. Consideramos esses dados preocupantes, uma vez que a astronomia é amplamente citada nos Parâmetros Curriculares Nacionais para o Ensino Médio [13] e mais recentemente na Base Nacional Comum Curricular [14], ou seja, possuímos documentos nortea-

[1] Podemos encontrar na literatura os termos "concepções distorcidas", "inadequadas" ou "alternativas" como sinônimos de uma mesma ideia de concepções que se diferenciam das concepções mais aceitas cientificamente.

dores para o ensino de astronomia, mas não contemplamos adequadamente isso na formação de professores para a educação básica.

Conforme sugerem Leite e Hosoume [2] e Costa et al. [15], preocupações com a formação continuada podem contribuir para melhorar esse cenário. Quando trabalhados no âmbito de uma temática específica, como é o caso da astronomia, esses cursos podem contribuir como atualização para professores que se afastaram desta temática ou cujas formações iniciais apresentaram alguma deficiência. Como apontam Iachel e Nardi [16], sobre o ensino de astronomia na educação básica: 1) o ensino de astronomia praticamente não existe e, quando existe, normalmente apresenta deficiências; e 2) os professores apresentam, muitas vezes, concepções alternativas que são próximas às de seus próprios alunos.

Por outro lado, algumas propostas um pouco mais ousadas foram levantadas. Com o intuito de diminuir as distorções entre o que deveria ser ensinado e o que se ensina, Dias e Rita [17] propuseram a inserção de uma disciplina de astronomia no ensino médio, evidenciando que os alunos desconhecem saberes básicos de astronomia desde o ensino fundamental. E, devido principalmente às lacunas na formação dos professores atuantes, esses alunos muito provavelmente sairão do ensino médio com pouco conhecimento ou, o que é pior, com concepções totalmente equivocadas a esse respeito. Isso é corroborado, por exemplo, por Darroz et al. [18], que analisaram a evolução do entendimento de elementos da astronomia pelos estudantes do nono ano do ensino fundamental e do terceiro ano do ensino médio. Concluíram que os alunos não compreendem adequadamente os fenômenos astronômicos e também apresentam um grande número de concepções alternativas na tentativa de explicar esses fenômenos. Além disso, essa pesquisa mostrou que houve pouca evolução conceitual acerca da astronomia entre os estudantes pesquisados, indicando que esses temas são pouco abordados no decorrer da educação básica.

Langhi [6] sugere que há a necessidade de uma ação em âmbito nacional, apontando que o ensino de astronomia em países como Alemanha, Itália, Polônia, Estados Unidos e França, onde o ensino de astronomia formal é realizado através de acordos entre instituições de astrônomos amadores, grupos de pesquisa na área de ensino de astronomia e instituições de ensino formal e seus docentes, pode servir como exemplo para possíveis aprimoramentos do ensino de astronomia em nosso país. O ensino de astronomia conforme aqueles exemplos provocaram mudanças efetivas não apenas na prática docente, mas também nos programas e currículos escolares oficiais com relação à inserção da astronomia na educação. Entendemos que parcerias como essas podem ser de grande valia para otimizar as ações escolares, mas também nos questionamos e nos preocupamos com a situação daqueles professores que efetivamente saem de um curso de formação docente tendo disciplinas voltadas a essas discussões. Ou seja, o fato de um curso de licenciatura possuir a disciplina de astronomia é garantia de que os alunos, na outra ponta do processo de ensino e aprendizagem, estarão menos sujeitos a concepções inadequadas? Para além do recorrente incentivo às ações de formação continuada de professores, que deve continuar representando uma frente de interesse nas pesquisas e propostas fundamentadas para se melhorar as condições dos professores já em atuação, pensamos que uma preocupação com a formação inicial dos professores seja nada menos que imprescindível. Conforme aponta Langhi [6],

> [...] cursos de curta duração para professores, normalmente sob o slogan de "formação continuada", têm se evidenciado enquanto um paradigma corrente e alvo constante de pesquisa na literatura da área, mas a sua maioria não tem dado conta dessa necessidade de inovações e mudanças na ação docente, pois o professor retorna à sala de aula com pouca ou nenhuma alteração em sua prática.

Assim, compactuando com Costa et al. [15], entendemos que a formação docente é um fator determinante para a qualidade da prática docente. Dificilmente se poderá separar as deficiências na formação do professor das concepções dos estudantes, conforme discutiremos na sequência.

3 As concepções alternativas dos professores e as possíveis influências dessas nas concepções dos estudantes

As representações da astronomia no trabalho docente são normalmente limitadas ao conteúdo presente nos livros didáticos, e isso quando o conteúdo não é omitido pelo professor em vista de sua

insegurança em relação ao tema, normalmente em função de deficiências em sua formação inicial [6]. Porém, mesmo nos casos de limitação ao livro didático, temos a infeliz presença de erros conceituais que contribuem para a perpetuação do problema [19, 20], e mesmo fortalecendo concepções alternativas por parte do professor que frequentemente não tem condições de analisar e identificar os erros contidos nesses livros, justamente por sua formação.

O conceito de concepções alternativas, que são aqueles conhecimentos pessoais que se diferenciam do conhecimento científico, vem sendo estudado ao menos desde a década de 1970 [19], onde as pesquisas revelaram que as ideias alternativas dos estudantes são bastante pessoais, parecem depender muito do contexto em que o problema é referido e não permitem facilmente a mudança de concepção. De fato, podemos associar essas concepções como um aprendizado significativo que, diferentemente do que se costuma pensar, não representa necessariamente um aprendizado de conceitos corretos ou mais aceitos cientificamente [21]. Essas concepções, justamente por serem significativas para o sujeito, são resistentes a mudanças e podem perdurar mesmo após o ensino formal, e até mesmo no universitário [22]. Por exemplo, Pedrochi e Neves [23], ao avaliarem questionários aplicados a 21 alunos de graduação em licenciatura em física durante um curso de astronomia básica, constataram que os professores em formação mantêm interpretações errôneas dos fenômenos astronômicos e que, quando postos à prova, recorrem especialmente aos esquemas memorizados em seu ensino médio e fundamental.

No entanto, alguns autores apontam que uma "mudança conceitual", ou seja, um processo de substituição de conceitos do senso comum para aqueles do conhecimento científico, não seria propriamente adequada. Dispondo do conceito de perfil epistemológico de Bachelard, Mortimer [22] expõe o conceito de perfil conceitual, onde acrescenta importantes características a fim de se obter uma melhor compreensão de como ocorreria a evolução conceitual. Segundo esse modo de ver as concepções dos alunos (ou sujeitos, em geral), cada conceito seria mais bem representado por um conjunto de ideias que são diferentemente mobilizadas em diferentes situações. Por exemplo, o conceito de força pode assumir diferentes acepções nos exercícios de física e na linguagem quotidiana do estudante.

No contexto do aprendizado, o perfil conceitual apresenta as características: i) cada zona do perfil pode possuir diferentes ontologias, embora contemplem o mesmo conceito; ii) a consciência do estudante sobre seu próprio perfil é importante para que o mesmo supere concepções alternativas de um dado conteúdo; iii) o nível que antecede os saberes científicos é influenciado pela visão de mundo dos próprios indivíduos. Apesar dessas ideias encontrarem defesas e propostas didáticas que procuram um distanciamento do conceito de mudança conceitual [24], não podemos perder de vista que o ensino de ciências passa invariavelmente também por uma enculturação científica, onde muitos conceitos não são propriamente construídos pelo sujeito, mas sim efetivamente aprendidos, de modo mais ou menos contundente a depender do compromisso do professor [25]. De modo geral, pensamos que tanto a noção de perfil conceitual quanto a mudança conceitual devam ser vistas criticamente, onde cada um desses conceitos parece se justificar melhor a depender do contexto.

Quando um estudante se encontra num contexto de aprendizado científico, é natural supor que suas concepções alternativas sejam problematizadas com a adequada apresentação dos conceitos científicos. No caso específico da astronomia, como já sinalizado por Darroz et al. [18], as concepções alternativas costumam se manter durante todo o decorrer da educação básica, e entendemos que isso pode ser devido a dois fatores interrelacionados: a) a astronomia pode estar sendo pouco abordada pelos professores, o que se sustenta com as constatações de Langhi e Nardi [1] e Dias e Rita [17]; e b) o ensino de astronomia na formação inicial docente pode não estar sendo adequado para suprir o problema, conforme apontam Iachel e Nardi [16] e Gonzaga e Voelzke [7]. De todo modo, não pretendemos sustentar um discurso de culpabilização dos professores (dos programas de formação, certamente). Ainda, historicamente foi percebido que "apenas reconhecer a existência das concepções alternativas em astronomia não garantiu uma mudança efetiva quanto à inserção deste tema na educação básica e na formação de professores" [6]. Logo, esforços nesse sentido devem ser conduzidos, conforme discutiremos mais à frente.

Conforme constatado por Iachel e Nardi

[16], as concepções alternativas encontradas nas visões dos professores acerca da astronomia assemelham-se às concepções dos seus próprios alunos do ensino médio. As concepções astronômicas de alguns professores apresentam ligações com mitos e crenças, com origem antes mesmo de sua trajetória formativa. Além disso, essas concepções persistem e mesmo se fortalecem durante os momentos formativos, e quando o professor aborda esses temas em suas aulas, os alunos apreendem e (re)formulam concepções alternativas sem que o professor perceba [6].

Para Iachel et al. [26], é importante que os professores conheçam as concepções alternativas de seus alunos, pois assim, poderão desenvolver aulas que busquem desmistificar tais concepções e poderão apresentar o conhecimento científico de forma mais auspiciosa. Mas se os próprios professores não estiverem devidamente formados, de nada adiantará esse tipo de preocupação. Por exemplo, na pesquisa já comentada realizada em 2009 por Gonzaga e Voelzke [7] com trinta e três professores da educação básica, com quinze desses professores atuando em disciplinas de ciências da natureza, obteve-se dados alarmantes à pergunta: "Se um aluno lhe perguntasse o que é um planeta, como você definiria?". Entre esses professores participantes, 72,7 % definiram incorretamente, 27,3 % deixaram a questão em branco e nenhum professor obteve êxito em sua resposta.

Isso aponta para uma preocupação urgente com a formação desses professores [6]:

> [...] o docente não capacitado e não habilitado para o ensino da astronomia durante sua formação inicial promove o seu trabalho educacional com as crianças sobre um suporte instável, cuja base pode vir das mais variadas fontes de consulta, desde a mídia até livros didáticos com erros conceituais, proporcionando uma propagação de concepções alternativas. Essas considerações apontam para um ciclo de propagação de concepções alternativas incorporadas nos saberes docentes de conteúdo disciplinar sobre tópicos de astronomia que perpassam a trajetória formativa docente, expondo o despreparo do professor, que tenta ser superado com a busca de fontes alternativas de informações, mas que também não garantem um embasamento seguro para a sua formação.

Ilustraremos uma extensão desse ciclo de propagação de concepções alternativas na próxima seção, descrevendo cada possível etapa e situando o foco da pesquisa que estamos desenvolvendo. Uma outra questão da pesquisa citada acima foi a seguinte: "Você sabe o que é um eclipse?". Nesta, 81,8% dos professores afirmaram saber o que é um eclipse. No entanto, ao serem orientados a responder como explicariam aos seus alunos, apenas 44,4 % acertaram sobre o eclipse lunar e 37% sobre o solar. Desde então, preocupações com o ensino de astronomia, especialmente na formação de professores, culminaram em trabalhos que visam diminuir esses problemas na educação básica, como é o caso de Costa et al. [15] e Gonzatti et al. [11].

Enquanto o professor se mantiver em sua atuação, ainda poderá aperfeiçoar seu campo conceitual com sua experiência (infelizmente não temos garantias disso). Mas a maioria dos estudantes não seguirá essa carreira e dificilmente terá a oportunidade de superar suas concepções fora da escola. Como consequência, continuaremos com um espaço aberto a movimentos pseudocientíficos, como o "terraplanismo" sendo propagado por "formadores de opinião" do YouTube [27], e a astrologia servindo a sujeitos que buscam um "autoconhecimento", representando um filtro préconceitual interpessoal [28] que pode se tornar um obstáculo a qualquer futuro aprendizado [29].

Como proposta para contornar tal cenário, incentivos para um ensino não apenas dos conteúdos da ciência, mas também sobre ciência, emergem [30] e parecem conversar muito bem com o ensino de astronomia. Gama e Henrique [31] observam que "a astronomia não cabe como um mero acréscimo de conteúdos a serem tratados em aula, mas oferece alternativas às formas de abordar mesmo outros temas e pode promover ricos debates sobre a história e a filosofia das ciências". Vejamos um pouco mais de perto essa questão.

4 *A história e a filosofia da ciência na formação inicial como direção para o ensino da astronomia*

Não pretendemos que o professor de ciências seja um historiador da ciência, ou um epistemólogo. Mas não temos dúvidas de que uma incursão nessas áreas é muito importante para o professor em formação, para possibilitar que o mesmo conduza práticas por meio da história e a filosofia da ciência junto aos seus futuros alunos, justamente para atacar as concepções inadequadas,

tanto conceituais quanto em relação à própria atividade científica [32].

Por exemplo, em uma proposta de inserção da história da ciência no ensino de ciências para um curso de formação de professores de física, Gatti et al. [33] trabalharam o desenvolvimento histórico do conceito de atração gravitacional. Esse trabalho evidenciou as dificuldades de mudança de postura na prática docente, constatando noções de senso comum entre os docentes, sobre ciência e também sobre seu ensino. Isso apenas corrobora o que já discutimos, e por isso argumentamos a seguir a favor de um ensino de astronomia introdutória centrado em questões históricas e filosóficas.

Diversos autores apontam a importância de práticas de ensino centradas na história e filosofia da ciência [34–40]. Além de propiciar um entendimento mais adequado sobre a atividade científica [37], abordagens com esse viés podem auxiliar no entendimento dos próprios conceitos científicos [41].

Um breve exemplo de como incursões pela história e filosofia da ciência podem sofisticar a visão dos estudantes sobre a astronomia, com a imprescindível atenção do professor nesse sentido: alguns livros didáticos trazem uma concepção indutivista sobre o estabelecimento da gravitação newtoniana, sugerindo que essa poderia ser deduzida das leis de Kepler, o que é um equívoco [42]:

> Newton procurou mostrar como a Lei da Gravitação Universal (LG) pode ser induzida das Leis de Kepler (LK) e tal demonstração é encontrada até hoje em alguns livros de Mecânica. [Mas epistemólogos do séc. XX] demoliram com esta versão indutivista, mostrando que a LG corrige as LK, ou seja, dada a LG pode-se demonstrar que as LK não estão corretas, sendo aproximações para o movimento dos planetas.

Por exemplo, a gravitação de Newton prevê que as órbitas dos planetas não são propriamente elipses suaves (devido à mútua atração gravitacional entre Sol e planeta), sendo essas apenas uma aproximação matemática das previsões newtonianas. Ainda, outras formas geométricas são possíveis na gravitação, o que inclusive permitiu a explicação, por Halley, do período do cometa que hoje leva seu nome. Perspicazmente, Silveira [43] aponta que se a lógica indutiva existisse, esse simples fato histórico não deveria ocorrer, uma vez que "o mínimo que deveria ocorrer nas induções das leis a partir dos fatos é que as leis não contraditassem estes mesmos fatos".

Outro exemplo, é bastante comum lembrarmos de Galileu ao nos referirmos à criação do telescópio refrator. De fato, esse cientista produziu suas próprias lentes, mas naturalmente está incorreta a informação comum de que teria sido o primeiro a criar esse instrumento (é sabido que os holandeses já se utilizavam desse instrumento em suas navegações, por exemplo [44]). E pode mesmo ser arriscado sugerir que tenha sido o primeiro a apontá-lo para o céu. No entanto, ao se deparar com as crateras e montanhas que observara na Lua, com as fases de Vênus, com as manchas solares, com as excêntricas "orelhas" de Saturno e com as órbitas das luas de Júpiter, Galileu não os ignorou. Ali, sabia ele que algo nunca antes visto (ou, se o foi, não foi ousado propalar), estava sendo descoberto. Conforme célebre colocação de Louis Pasteur, "no campo das observações o acaso só favorece o espírito preparado" [45], o que representa todo o preparo de Galileu para identificar o que identificou. Algumas de suas observações levaram a comunidade científica (e a igreja, mais tarde) a considerar o modelo copernicano ao invés do geocêntrico [46].

É comum a interpretação de que a observação/experimentação está no cerne do "método científico", ou seja, que o mesmo parte dos dados obtidos. O exemplo acima pode ilustrar também esse ponto, pois, caso fosse verdadeiro, Galileu não haveria nem mesmo construído seu telescópio e não saberíamos da existência de suas observações. Em outras palavras, as teorias de que a Lua possui montanhas, de que Júpiter têm suas próprias "luas", só foram possíveis de serem desenvolvidas porque o telescópio foi construído e Galileu soube interpretar o que estava observando à luz de um sistema teórico menos reverente à física aristotélica de então.

A observação possui, claro, uma importância que jamais deve ser subvalorizada, mas precisamos insistir em sua contextualização frente às corroborações e mesmo estruturações das teorias. Não descartamos que observações possam nos levar a constatações inéditas ou mesmo imprevistas, mas de modo geral nossas observações são dirigidas por problemas eminentemente teóricos. Especificamente no âmbito da astronomia, temos inúmeros episódios que demonstram isso, como é o caso da descoberta do planeta Netuno [43]:

> No século XIX foi observado que a órbita pre-

> vista para Urano era incompatível com as observações astronômicas; Adams e Leverrier, admitindo que o problema não se devia à mecânica newtoniana mas ao modelo existente sobre o sistema solar, trabalharam sobre hipótese de existência de um planeta ainda não conhecido além da órbita de Urano o planeta Netuno. Conseguiram, inclusive, calcular a posição do novo planeta e orientaram os astrônomos a realizarem novas observações; estes acabaram por confirmar a existência de Netuno.

Outro exemplo de observação guiada pela teoria aconteceu no famoso eclipse de 1919, quando a previsão de Einstein sobre a deflexão gravitacional da luz foi testada. É comum vermos esse evento como crucial para a comprovação da teoria da relatividade de Einstein, mas, como colocam Nunes e Queirós [47], este é um mito que precisamos superar. Baseados em Popper, estes autores argumentam que os "experimentos têm como objetivo falsificar teorias [e assim] uma teoria não pode ser provada por qualquer tipo de experimento". O que acontece é que, ao se comparar duas teorias, como a teoria da relatividade de Einstein e a mecânica newtoniana [43], vemos que a

> segunda é uma excelente aproximação da primeira para baixas velocidades e campos gravitacionais fracos. Todos os problemas que a antiga teoria resolveu com sucesso, a nova também resolve e alguns, como o caso do periélio anômalo de Mercúrio que era incompatível com a mecânica newtoniana, também são explicados pela teoria geral da relatividade. Adicionalmente a teoria de Einstein fez predições sobre aspectos da realidade sobre os quais a de Newton não se pronunciava (é o caso do desvio da luz por campos gravitacionais, corroborado no eclipse de 1919).

Assim, podemos ver que muitas descobertas são resultado de predições teóricas, e que a própria observação está repleta de teorias que guiam e dão significado ao observado. Naturalmente, observações e experimentações são essenciais para estruturarmos nossas teorias, sem as quais a atividade científica perderia sua correlação empírica com a natureza [48]. Apenas chamamos atenção de que a relação entre sujeito (o cientista) e objeto (a natureza) é mais sofisticada do que as visões ingênuas comumente propaladas, e atividades centradas na história e filosofia da ciência podem ajudar o professor a trabalhar visões mais adequadas em relação à atividade científica. Por exemplo, o cientista não possui uma receita de como operar na ciência; ele erra, repete, reformula hipóteses, está em constante modificação de ideias. Fazer ciência é uma atividade humana e carrega todas as nossas características. A produção do conhecimento científico é uma construção não linear, isto é, está repleta de rupturas. O desenvolvimento do conhecimento científico se dá, principalmente, pelas reformulações do conhecimento prévio. A ciência nunca para, está em constante evolução [49]. O episódio de Galileu, por exemplo, levou Newton mais tarde à criação do telescópio refletor que, ao invés de uma lente objetiva, utilizaria um espelho côncavo que eliminaria grande parte das aberrações apocromáticas que o primeiro enfrentara e que, inclusive, dificultaram as observações de Galileu. Com um grande salto para a contemporaneidade, um dos telescópios espaciais mais importantes em atividade, o telescópio espacial Hubble, que foi lançado na década de 1990 e que desde então tem possibilitado nossa compreensão do universo, é um telescópio refletor, newtoniano (curiosamente, três anos após seu lançamento, uma de suas primeiras manutenções foi a correção de uma aberração no seu espelho principal [10], mas por um problema de fabricação).

Se o professor estiver discutindo com os alunos esses conceitos da ótica, por exemplo, pode ser bastante construtivo ressaltar o instrumento ótico com maior precisão já construído pela humanidade: o Observatório de Ondas Gravitacionais por Interferômetro Laser (LIGO, em inglês). Não apenas com o intuito de discutir interferometria, mas esse tema possui também o potencial de levantar diversas discussões, como a confiabilidade que podemos ter com uma teoria, afinal de contas foram milhões de dólares investidos em sua construção. Curiosamente, as teorias desenvolvidas para o entendimento da luz e de espelhos fundamentaram a construção desse enorme instrumento, que não possuía outro objetivo senão encontrar ainda mais corroborações para a teoria da relatividade de Einstein. Valeu a pena. A partir da primeira detecção das ondas gravitacionais em 2016, os astrofísicos poderão perscrutar o universo não apenas através das ondas eletromagnéticas, que era tudo o que podíamos fazer até então, mas agora também através da propagação dessas deformações espaço-temporais.

Estes exemplos são ainda oportunos por serem normalmente ensinados no ensino médio, sendo

que dificilmente os egressos da educação básica voltarão a refletir sobre eles. As reflexões sobre a natureza da ciência, ou seja, sobre as características da própria atividade científica, constituem-se assim numa ferramenta que pode otimizar consideravelmente situações como essa, promovendo ainda um aprendizado potencialmente mais significativo ao aluno. No entanto, os livros didáticos possuem uma abordagem histórica muito superficial (quando existente), o que também contribui para a não superação de visões deformadas da atividade científica [51]. É natural supor que um professor que não teve essas discussões em sua formação não esteja preparado para dirimir muitas questões do livro didático, e com isso o problema continua. O que é verdadeiramente uma pena, uma vez que a astronomia está em uma posição das mais privilegiadas para se discutir temas contemporâneos, que muitas vezes chegam aos alunos de modo carregado de equívocos e visões inadequadas sobre a atividade científica em geral. Galáxias [52], buracos negros e ondas gravitacionais [53], exoplanetas e exploração espacial [54], todos são temas que instigam bastante a curiosidade do aluno e podem servir como tema de discussão também sobre a natureza da ciência.

Conforme já sinalizamos, normalmente os professores mantém concepções alternativas que antecedem sua formação, num ciclo [6] que não será interrompido sem preocupações explícitas com temas sobre a atividade científica em sua formação. Ilustramos na Figura 1 uma possível representação desse ciclo, de modo a explicitarmos algumas frentes de ação possíveis para se atacar em cada etapa as concepções alternativas.

Na primeira etapa, relativa às "concepções alternativas em estudantes", temos o contexto da educação básica, onde os alunos estão criando representações simbólicas oriundas de sua cultura e também sendo confrontadas com o conhecimento científico que, como já apontamos, poderão se contrapor às concepções primeiras. Nesta etapa, é natural supormos que o professor bem formado forneça subsídios para os alunos compreenderem em que medida essas concepções se justificam e em que contextos elas podem não ser um bom raciocínio para entender os fenômenos estudados. Esta etapa do ciclo representa ainda mais um bom argumento para pensarmos na formação inicial dos professores, de modo que possam articular essas concepções naturais e inevitáveis na educação básica.

A segunda etapa do ciclo, sobre as "concepções alternativas na população em geral", refere-se às pessoas que não seguiram nenhuma área acadêmica ou o fizeram em áreas distantes do debate científico, ou seja, o cidadão de modo geral. Neste contexto, parece evidente que os esforços com a divulgação científica representam a principal frente para se diminuir as concepções equivocadas propaladas na sociedade. Em outro trabalho já chamamos a atenção para a importância dos diversos canais de divulgação [55], alertando para a qualidade de propostas voltadas à popularização da ciência, uma vez que [1]:

> [...] talvez não [se] esteja sendo levado em conta as pesquisas na área de ensino e de divulgação científica, bem como seus aportes teóricos. Deste modo, caso essas instâncias não respeitem a produção de pesquisa sobre educação em astronomia, suas ações de educação formal, informal e não formal, bem como de popularização, estariam baseadas no senso comum.

Ou seja, sem os devidos cuidados acadêmicos, poderemos estar perpetuando (ou até mesmo reforçando) concepções inadequadas, ao invés de atacá-las. Na terceira etapa, sobre as "concepções alternativas em professores em formação", é onde reside o foco de nosso trabalho. Como vimos, é de amplo entendimento que a formação inicial docente enfrenta dificuldades em formar professores que estejam aptos para ensinar astronomia no ensino médio. Ainda, conforme apontamentos de Mortimer [22], compreendemos que no decorrer das etapas deste ciclo de transmissão de concepções alternativas o estudante, exposto a uma situação nova, sente uma maior segurança em se basear em suas concepções pessoais, ao invés de articular o conhecimento científico recém "aprendido". Propomos assim que abordagens centradas na história e filosofia da ciência representem uma estratégia também metodológica para se trabalhar conteúdos que normalmente não são passíveis de muita reflexão. As concepções alternativas não serão adequadamente problematizadas e superadas sem uma frente de ação preocupada com elementos da natureza da ciência no ensino em todas as instâncias, mas na formação inicial do professor é onde a necessidade de uma atenção explícita a essas questões se torna mais latente.

Uma articulação adequada da última etapa do ciclo, as "concepções alternativas em docentes", depende muito das ações de desenvolvimento por

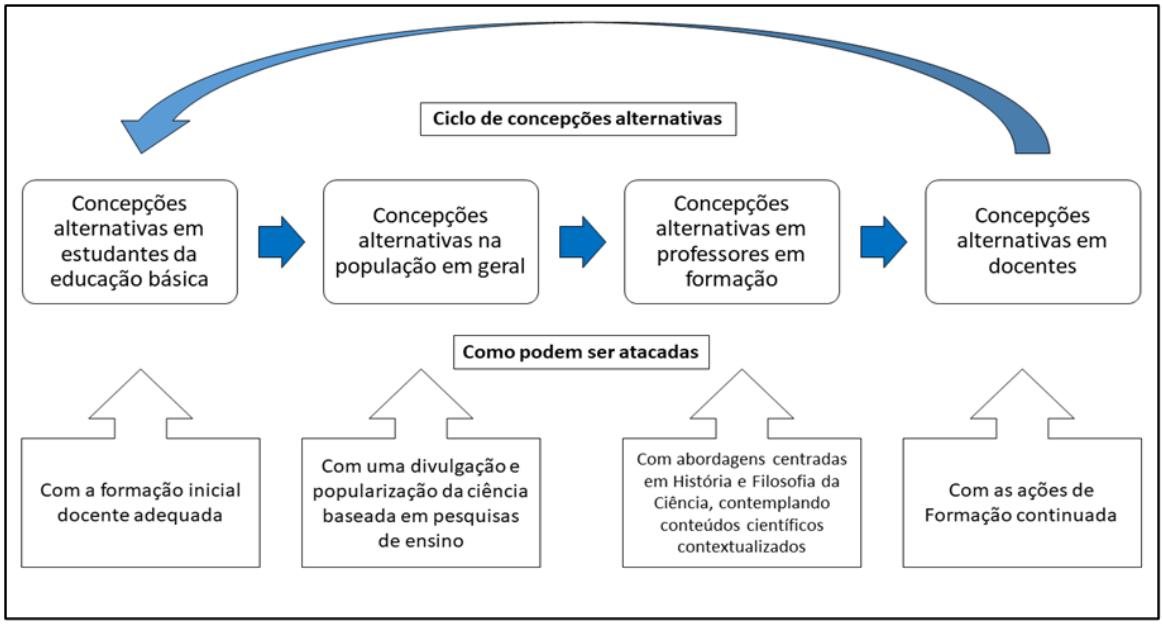


Figura 1: Ciclo de concepções alternativas.

parte do docente, que dificilmente irá melhorar suas concepções se se mantiver numa condição de pouca reflexão sobre sua prática. Então a formação continuada representa a principal frente para se lidar com esta etapa, mas, apesar de todo nosso incentivo, essas formações normalmente se apresentam como atividades pontuais, sem oferecer muitos subsídios à mudança efetiva na prática do professor, uma vez que geralmente não se preocupa em verificar esse impacto. Além disso, podem apresentar-se como práticas conteudistas, que dificilmente possibilitarão reflexões críticas sobre a prática docente. Nesse sentido, projetos pedagógicos que ultrapassem a simples exposição de conteúdos, podem permitir que o professor estabeleça uma "reflexão crítica no [seu] fazer pedagógico e, a partir dele, intervir para a inserção de novas práticas e saberes em sala de aula" [56].

Apesar de acreditarmos que um aperfeiçoamento sempre seja possível a qualquer profissional, insistimos que cuidar com sua formação inicial é o modo mais incisivo de promover sua boa prática futura. E, para isso, uma formação devidamente aportada em discussões sobre a história e filosofia da ciência, e devidamente articuladas com trabalhos sobre a natureza da ciência, mostra-se como uma das maneiras mais profícuas para se interromper (ou ao menos amenizar) um ciclo de perpetuação de concepções equivocadas.

5 Considerações finais

As concepções alternativas, se não forem adequadamente trabalhadas na formação dos professores, poderão "voltar" na educação básica, e como uma verdade quase que incontestável, uma vez que virá da fala desses professores. Então pensamos que não adianta nos preocuparmos apenas com práticas exclusivamente voltadas ao estudante, se não estivermos garantindo também que os profissionais da educação estejam sendo formados de modo a permitir justamente o bom uso dessas práticas.

O presente trabalho, onde procuramos apresentar essas preocupações com a formação do professor, faz parte de uma pesquisa em desenvolvimento justamente sobre esse contexto de formação, com a análise dos projetos pedagógicos dos cursos de licenciatura em física que possuem a disciplina de astronomia em sua grade curricular. Pelo o que levantamos até o momento, apresentamos o que pensamos ser uma abordagem auspiciosa, se não imprescindível, para o ensino de astronomia: uma preocupação constante com sua história, seu desenvolvimento, e as questões sobre a atividade científica que podem ser de grande valia para se atenuar os problemas com as concepções alternativas. A história da astronomia é repleta de elementos que não apenas instigam a curiosidade dos estudantes, mas que propiciam debates valiosos acerca do desenvolvimento de seus conceitos e do próprio funcionamento da ativi-

dade científica. A astronomia já ocupa um lugar de destaque natural no conhecimento humano e na curiosidade dos estudantes. Atentando para as preocupações trazidas neste trabalho, poderemos explorar melhor todo seu potencial axiológico, epistemológico e mesmo metodológico, diminuindo ao máximo as concepções inadequadas para que as nossas dúvidas fiquem mais restritas ao que ainda precisamos aprender sobre o universo, e não a entendimentos equivocados sobre o que já sabemos a respeito do mesmo.

Sobre o autor

Leopoldo Gorges Neto (leo.gorges@hotmail.com) é graduando em Física pelo IFSC, com interesse e trabalhos sobre educação em astronomia.

Luiz H. M. Arthury (luiz.arthury@ifsc.edu.br) é Doutor em Educação Científica e Tecnológica pela UFSC, com trabalhos de pesquisa sobre o desenvolvimento da ciência, seus modos de produção de conhecimento e seu ensino.

Referências

[1] R. Langhi e R. Nardi, *Ensino da astronomia no Brasil: educação formal, informal, não formal e divulgação científica.* Rev. Bras. Ensino de Fís. **31** (4), 4402, 2009.

[2] C. Leite e Y. Hosoume, *Os professores de ciências e suas formas de pensar a astronomia.* RELEA **4**, 47-68, 2007.

[3] D.R. Soler e C. Leite, *Importância e justificativas para o ensino de astronomia: um olhar para as pesquisas da área*, in *Anais do II Simpósio Nacional de Educação em Astronomia* (2012).

[4] D. Gil Pérez, I.F. Montoro, J.C. Alís, A. Cachapuz e J. Praia, *Para uma imagem não deformada do trabalho científico*, Ciência & Educação **7** (2), 125 (2001).

[5] R. Langhi e R. Nardi, *Formação de Professores e seus saberes disciplinares em astronomia essencial nos anos iniciais do ensino fundamental*, Rev. Ensaio **12** (2), 205 (2010).

[6] R. Langhi, *Educação em Astronomia: da revisão bibliográfica sobre concepções alternativas à necessidade de uma ação nacional* ,Cad. Bras. Ensino de Fís. **28** (2), 373 (2011).

[7] E.P. Gonzaga e M.R. Voelzke, *Análise das concepções astronômicas apresentadas por professores de algumas escolas estaduais*, Rev. Bras. Ensino de Fís. **33** (2), 1, 2011.

[8] P.S. Bretones e J. Megid Neto, *Tendências de teses e dissertações sobre educação em astronomia no Brasil,* Boletim da S.A.B. **24** (2), 35 (2005).

[9] G. Iachel e R. Nardi, *Memórias da educação em astronomia no Brasil: recortes a partir das falas de pesquisadores entrevistados sobre o tema*, RELEA **18**, 27 (2014).

[10] M.H. Pacheco e M.S. Zanella, *Panorama de pesquisas em ensino de astronomia nos anos iniciais: um olhar para teses e dissertações*, RELEA **28**, 113 (2019).

[11] S.E.M. Gonzatti, A.S. Maman, E.F. Borragini, J.C. Kerber e W. Haetinger, *Ensino de astronomia: prática docente no ensino fundamental*, RELEA **16**, 27 (2013).

[12] A.R.J. Justiniano, H.R. Reis e D.R. Germiniano, *Disciplinas e professores de astronomia nos cursos de licenciatura em Física das universidades brasileiras*, RELEA **18**, 89 (2014).

[13] Brasil, Ministério da Educação (MEC), *Parâmetros curriculares nacionais para o ensino médio*, Brasília (1999).

[14] Brasil, Ministério da Educação (MEC), *Base Nacional Comum Curricular. Ensino Médio.* Brasília (2018).

[15] S. Costa, G.J. Euzébio e F. Damasio, *A astronomia na formação inicial de professores de ciências,* RELEA **22**, 59 (2016).

[16] G. Iachel, *Um estudo exploratório sobre o ensino de astronomia na formação continuada de professores*, in *Ensino de ciências e matemática, I: temas sobre a formação de professores,* editado por R. Nardi (Cultura Acadêmica, São Paulo, 2009).

[17] C.A. Dias e J.R. Santa Rita, *Inserção da astronomia como disciplina curricular do ensino médio,* RELEA **6**, 55 (2008).

[18] L.M. Darroz, C.W. Rosa, Á.B. Rosa e C.A.S. Perez, *Evolução dos conceitos de astronomia no decorrer da educação básica*, RELEA **17**, 107 (2014).

[19] R. Langhi e R. Nardi, *Ensino de astronomia: erros conceituais mais comuns presentes em livros didáticos de ciências,* Cad. Bras. Ensino de Fís. **24**, n. 1, 87 (2007).

[20] M.C. Batista, P.A. Fusinato e A.A. de Oliveira, *Astronomia nos livros didáticos de ciências do ensino fundamental I,* Ensino & Pesquisa **16**, 46 (2018).

[21] M.A. Moreira, *Al final, qué es aprendizaje significativo?* Rer. Qurriculum **25**, 29 (2012).

[22] E.F. Mortimer, *Construtivismo, mudança conceitual e ensino de ciências: para onde vamos?*, Inv. ensino de ciências **1**, n. 1, 20 (1996).

[23] F. Pedrochi e M.C.D. Neves, *Concepções astronômicas de estudantes no ensino superior,* Rev. Elec. Enseñanza Ciencias **4**, n. 2, (2005).

[24] I.G. Milani e L.H.M. Arthury, *A introdução de temas em aulas de física: utilização das concepções prévias nos modelos de mudança conceitual e perfil conceitual,* Cad. Bras. Ensino de Fís. **36**, n. 2, 414 (2019).

[25] M. Matthews, *Construtivismo e o ensino de ciências: uma avaliação,* Cad. Bras. Ensino de Física **17**, n. 3, 270 (2000).

[26] G. Iachel, R. Langhi e R.M.F. Scalvi, *Concepções alternativas de alunos do ensino médio sobre o fenômeno de formação das fases da Lua,* RELEA **5**, 25 (2008).

[27] M.M. Cruz, *Distante e bondoso: uma reflexão sobre a vanguarda intelectual,* Secuencia **106**, e1690 (2020).

[28] S. Guerriero, *Esoterismo e astrologia na Nova Era: do ocultismo à psicologização,* Reflexão **41**, n. 2, 211 (2017).

[29] G. Bachelard, *A filosofia do não* (Abril Cultural, São Paulo, 1984).

[30] M.R. Mathews, *Science teaching: the role of history and philosophy of science* (Routledge, New York, 1994).

[31] L.D. Gama e A.B. Henrique, *Astronomia na sala de aula: por quê?*, RELEA **9**, 7 (2010).

[32] T.C.M. Forato, M. Pietrocola e R.A. Martins, *Historiografia e natureza da ciência na sala de aula,* Cad. Bras. Ensino de Fís. **28**, n. 1, 27 (2011).

[33] S.R.T. Gatti, R. Nardi e D. Silva, *A história da ciência na formação do professor de física: subsídios para um curso sobre o tema atração gravitacional visando às mudanças de postura na ação docente,* CIência & Educação **10**, n. 3, 491 (2004).

[34] R. Gagliardi e A. Giordan, *La historia de las ciencias: una herramienta para la enseñanza,* Ense. de las Ciencias **4**, n. 3, 253 (1986).

[35] L.O.Q. Peduzzi, *Sobre a utilização didática da História da Ciência. In: Ensino de Física: conteúdo, metodologia e epistemologia numa concepção integradora*, organizado por M. Pietrocola (Editora da UFSC, Florianópolis, 2001).

[36] C.C. Silva (Org.) *Estudos de história e filosofia das ciências: subsídios para aplicação no ensino* (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2006).

[37] C.N. El-Hani, *Notas sobre o ensino de história e filosofia da ciência na educação científica de nível superior*, in *Estudos de história e filosofia das ciências: subsídios para aplicação no ensino,* organizado por C.C. Silva (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2006).

[38] R.A. Martins, *Introdução: a história das ciências e seus usos na educação*, in *Estudos de história e filosofia das ciências: subsídios para aplicação no ensino,* organizado por C.C. Silva (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2006).

[39] R. Nardi, *A pesquisa em ensino de ciências no Brasil: alguns recortes* (Escrituras Editora, São Paulo, 2007).

[40] I. Batista, *Reconstruções Histórico-Filosóficas e a pesquisa em Educação Científica e Matemática* in *A pesquisa em ensino de ciências no Brasil: alguns recortes*, organizado por R. Nardi (Escrituras Editora, São Paulo, 2007).

[41] O.H.M. Silva e C.E. Laburú, *Inserção de componentes históricos e filosóficos em disciplinas das ciências naturais no ensino médio: reflexões a partir das controvérsias historiográficas entre Kuhn e Lakatos,* Rev. Elec. Inv. en Educación en Ciencias **5**, n. 2, 69 (2010).

[42] F.L. Silveira, *A teoria do conhecimento de Kant: o idealismo transcendental,* Cad. Bras. Ensino de Fís. **19**, 28 (2002).

[43] F.L. Silveira, *A filosofia da ciência de Karl Popper: o racionalismo crítico,* Cad. Cat. Ensino de Fis. **13**, n. 3, 197 (1996).

[44] J.C. Penereiro, *Galileo e a defesa da cosmologia copernicana: a sua visão do universo,* Cad. Bras. de Ensino de Fís. **26**, n. 1, 173 (2009).

[45] A. Lejeune, The Concise Dictionary of Foreign Quotations. (Stacey International, London, 1998).

[46] A.C. Força, E.P. Perez, M.S.V. Quintillio e V.C. Alvez, A evolução dos instrumentos de observação astronômica e o contexto histórico-científico, in *Anais do XVII Simpósio Nacional de Ensino de Física* (2007).

[47] R.C. Nunes e W.P. Queirós, *Doze mitos sobre a teoria da relatividade que precisamos superar,* Cad. Bras. de Ensino de Fís **37**, n. 2, 531 (2020).

[48] L. H. M. Arthury e J. O. Garcia, *Em prol do realismo científico no ensino,* CIência & Educação **26**, e20011 (2020).

[49] M.A. Moreira e F. Ostermann, *Sobre o ensino do método científico,* Cad. Cat. Ensino de Fís. **10**, n. 2, 108 (1993).

[50] NASA, *About - Hubble Servicing Missions*, disponível em www.nasa.gov/mission_pages/hubble/servicing/index.html, acesso em 28 de out. 2020.

[51] R.L.S. Barros, *As leis de Kepler em livros didáticos de física: a ciência enquanto construção humana,* Dissertação de Mestrado, Universidade Federal Rural de Pernambuco (2012)

[52] A.B. Henrique, V.F.P. Andrade e B.L. Astorina, *Discussões sobre a natureza da ciência em um curso sobre a história da astronomia,* RELEA **9**, 17 (2010).

[53] A. Saa, *Cem anos de buracos negros: o centenário da solução de Schwarzschild,* Rev. Bras. Ensino de Fís. **38**, n. 4 (2016).

[54] M.H. Andrade, *Exoplanetas como tópico de Astronomia motivador e inovador para o ensino de Física no ensino médio,* Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2012).

[55] L. Gorges, E.H. Dums, E. Paganelli e L.H.M. Arthury, *Ensino de astronomia em espaços não formais: uma atividade com um grupo de escotismo,* Cad. Educação Bas. **5**, n. 2, 90 (2020).

[56] A.M. Oliveira, C.K.S. Machado, A.C.T. Monteiro, R.C. Nascimento e P. Santos, *Continuing education: a solution proposal for problems in the teaching of Astronomy,* arXiv: 2002.05444 (2020).

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Redescobrindo o sistema solar

José Jefferson da Silva e Jardel Francisco Bonfim Chagas
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte

Resumo
O presente artigo está inserido no contexto do ensino de física, buscando-se discutir algumas abordagens teóricas e procedimentos metodológicos relacionadas com o ensino de astronomia no ensino fundamental II. Delimitando o objeto de investigação, propõe-se uma unidade didática baseada na teoria histórico-sócio-cultural voltada a alunos do 9º ano do ensino fundamental, utilizando o tema sistema solar como objeto de conhecimento a ser trabalhado durante as aulas, buscamos responder se é possível que tenhamos tempo para ensinar astronomia no 9º ano do ensino fundamental e a possibilidade de elaborar uma estratégia que envolva os alunos e os faça aprender tópicos relacionados a astronomia. Pensando na fundamentação teórica do estudo, optamos em abordar os cincos passos propostos por Galperin visando o aperfeiçoamento da aprendizagem, acreditando que o estudante deve ser o protagonista desse processo.

Abstract
This article is inserted in the context of physics teaching, seeking to discuss some theoretical approaches and methodological procedures related to the teaching of astronomy in middle school. Delimiting the object of investigation, we propose a didactic unit based on the cultural-social-historical theory aimed for students in the last grade of middle school, using the solar system theme as an object of knowledge to be worked on during classes, we seek to answer if it is possible that we will have time to teach astronomy at middle school, and the possibility of devising a strategy involving students and making them learn topics related to astronomy. Thinking about the theoretical foundation of the study, we chose to approach the five steps proposed by Galperin, aiming at the improvement of learning, believing the student must be the protagonist of such process.

Palavras-chave: sistema solar, unidade didática, ensino fundamental.
Keywords: solar system, didactic unit, middle school.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.34169

1 Introdução

O estudo da astronomia, desde a antiguidade, revelou-se uma ciência que desperta curiosidade e fascinação para os homens. No tocante a educação básica, torna-se, portanto, fundamental para o desenvolvimento de habilidades e conhecimentos dos discentes. A astronomia é considerada a ciência mais antiga que existe. Suas descobertas e evoluções são de suma importância para nossa sociedade. Ela está presente em nosso dia a dia, sendo de fácil percepção quando observamos o passar do dia e da noite, o calendário com as estações do ano, fases da Lua, e os eclipses [1].

É por meio da astronomia que temos a oportunidade de conhecer pensamentos e conhecimentos científicos relacionados com o universo e a vida, sendo possível compreender melhor o porquê de estarmos aqui nesse momento e realizar previsões acerca de nosso futuro baseadas na astronomia.

A astronomia é um campo vasto de conhecimentos que permitem a evolução das ideias da ciência, o descobrimento e a melhoria de tecnologias que ajudam os homens a viver com mais facilidade. Segundo a Ref. [2, p. 247], temos diversas contribuições da astronomia para a tecnologia:

> Em relação à navegação, conhecer os fluxos das marés produzidas pela Lua se torna essencial e, pela astronomia de posição (astrometria), precisar a medida de posição do Sol, Lua, estrelas e planetas foi milenarmente a única maneira de saber a localização no mar ou na terra. No entanto, atualmente se utiliza do Sistema de Posicionamento Global (GPS, sigla em inglês de Global Positioning System).

Atualmente, vemos uma grande importância

Licença Creative Commons

no estudo dos objetos de conhecimentos relacionados com a astronomia. Tais objetos, são geralmente abordados no ensino fundamental como algo distante da realidade dos alunos. Nesse sentido, a Ref. [3] traz uma abordagem no ambiente informal ou não formal que visa a aproximação maior do conteúdo ao cotidiano do aluno precisa ser ponderado. É preciso o uso de metodologias que torne possível essa aproximação da astronomia ao cotidiano do discente, possibilitando uma maior conexão entre teoria e prática, tornando o processo de ensino e aprendizagem efetivo.

De acordo com os aspectos científicos, o sistema solar, atualmente, é formado por oito planetas, sendo os quatro primeiros mais próximos ao sol, classificados como rochosos, devido à sua composição e os quatro últimos como gasosos, também possuidores de anéis, mesmo que aparentemente não vistos. Ainda temos os planetas anões que são formados por Ceres, Plutão (anteriormente classificado como planeta), Haumea, Makemake e Éris. São assim denominados, pois são pequenos em relação aos planetas e não apresentam uma órbita limpa ao redor do Sol. Cada planeta descreve uma órbita elíptica ao redor da estrela, que no caso é o Sol. Assim são formados os sistemas planetários, com estrelas e planetas interagindo entre si, sempre em movimento. A maioria dos planetas do sistema solar possui satélites naturais que orbitam ao seu redor, como é a caso da Lua ao redor da Terra. Segundo [4, p. 213], o sistema solar está localizado na galáxia conhecida pelo nome de Via Láctea, que por sua vez é um amplo conjunto de estrelas, incluindo uma grande variedade de gases e poeiras astrais, do qual o nosso planeta é um dos astros integrantes.

Após alguns anos de experiência em sala de aula, atuando como professor de Ciências do 9º ano do ensino fundamental, foi possível perceber certas dificuldades relacionadas ao ensino da astronomia. Os objetos de conhecimento não estão presentes ou não apresentam muitas informações nos livros didáticos. Em muitas situações, durante os últimos anos, não foi possível abordar os conceitos de astronomia em sala de aula, pois as durações dos bimestres letivos não permitiam, fazendo com que sempre seguíssemos o sumário dos livros. No ensino fundamental, o professor de ciências se depara com algumas dificuldades no processo de ensino e aprendizagem. Objetos de conhecimento relacionados à astronomia geralmente de ser abordados no ensino fundamental, em especial no 9° ano. A formação dos professores de Ciências acaba por não ajudar a solucionar estes problemas. De acordo com [5, p. 291] "o professor de ciências é uma figura desafiada a usar conhecimento científico, tecnologias educacionais e estratégias didáticas inovadoras e criativas que, muitas vezes, não estiveram presentes na sua formação inicial".

A Base Nacional Comum Curricular – BNCC é um documento de caráter normativo que define o conjunto orgânico e progressivo de aprendizagens essenciais que todos os alunos devem desenvolver ao longo das etapas e modalidades da Educação Básica. Através de uma análise desse documento normativo vemos orientações relacionadas para a construção dos currículos de ciências, organizadas em três unidades temáticas, dentre as quais destacamos Terra e Universo. Diante disso nos deparamos com a necessidade do estudo e compreensão de fenômenos relacionados à astronomia desde os anos iniciais do ensino fundamental:

> Na unidade Temática Terra e Universo, Busca-se a compreensão de características da Terra, do Sol, da Lua e de outros corpos celestes – suas dimensões, composição, localizações, movimentos e forças que atuam entre eles. Ampliam-se experiências de observação do céu, do planeta Terra, particularmente das zonas habitadas pelo ser humano e demais seres vivos, bem como de observação dos principais fenômenos celestes [6, p. 324].

Diante do exposto, pergunta-se: É possível que tenhamos tempo para ensinar astronomia no 9º ano do ensino fundamental? É possível elaborar uma estratégia que envolva os alunos e os faça aprender tópicos relacionados a astronomia?

O objetivo desse trabalho é propor uma unidade didática voltada a alunos do 9º ano do ensino fundamental, utilizando o tema sistema solar Solar como objeto de conhecimento a ser trabalhado durante as aulas.

2 Referencial teórico

As ideias e concepções acerca da origem do Universo estão intimamente associadas ao estágio do conhecimento que historicamente a Humanidade alcançou. A observação do céu por meio de suas diversas constelações, estrelas, e o movimento aparente do Sol propiciam as primeiras

noções acerca da imensidão do universo. Partindo destas premissas chegamos à mesma conclusão apontada em [7, p. 6]: "O céu tem um papel especial na história do conhecimento humano, em épocas remotas servia de palco para todos os deuses, que traziam o Sol, o trovão, a chuva que inundava as terras tão vitais para os povos antigos".

Nesse sentido, a literatura científica destaca alguns modelos teóricos para a explicação da origem do Universo, entre esses pensamentos destaca-se a teoria do *big bang*, a mais aceita na comunidade científica. "O big bang é a explosão de uma região infinitamente pequena em que toda a matéria e a energia do Universo estariam reunidas antes do início da expansão" [8, p. 48]. Notamos a complexidade e o conhecimento científico nas discussões sobre o surgimento do Universo.

O big bang deu origem ao Universo. Podemos relacionar o fenômeno da expansão do Universo com um balão ao inflá-lo [8, p. 52]:

> A melhor forma de visualizar esse efeito é imaginar que o Universo inteiro fosse a superfície bidimensional de uma bexiga. Você pode pintar vários pontinhos nesse balão, e, ao inflá-lo, notará que os pontos se afastam uns dos outros – como as galáxias se afastam umas das outras –, mas o Universo continuará sendo o que sempre foi, a superfície da bexiga.

A partir do entendimento da teoria do big bang é possível localizar o sistema solar no Universo, pois, "o sistema solar surgiu de uma nuvem primitiva de gás e poeira ao redor de 4,6 bilhões de anos atrás, a gravidade fez com que esta névoa sofresse uma contração, num processo que durou dezenas de milhões de anos, até que a maior parte de sua massa se concentrasse no centro do sistema" [8, p. 133].

Encontramos na literatura científica alguns autores que destacam os diversos erros conceituais relacionados com a área da astronomia encontrados nos livros didáticos de Ciências no ensino fundamental. Nesse sentido, a referência [9] aponta erros em figuras do sistema solar (planetas enfileirados), relacionando também a ausência de escalas nas figuras, sem as devidas indicações de não proporcionalidade.

Vale ressaltar que o sistema solar é composto por oito planetas que de acordo com [10] recebem nomes dos deuses da mitologia romana, nesse sentido o último dos planetas recebe o nome de Plutão, descoberto na década de 1930, com registros feitos pela Harvard College Observatory, muito após as previsões feitas pelos astrônomos a partir da mecânica newtoniana. De acordo com os conhecimentos científicos, Plutão já não é mais considerado um planeta, mas sim um planeta anão, pois viola as condições definidas pela União Astronômica Internacional para que um objeto celeste seja classificado como planeta.

Os planetas que compõe o sistema solar são divididos em dois grupos. Os planetas interiores, ou rochosos, encontram-se mais próximos do Sol e são constituídos principalmente por matéria sólida. São eles: Mercúrio, Vênus, Terra e Marte. Já os planetas exteriores, ou gasosos, são os mais afastados e possuem muito mais matéria gasosa do que sólida, estes são: Júpiter, Saturno, Urano e Netuno.

A maioria dos planetas possui satélites, que são objetos que giram ao redor dos planetas. Apenas Mercúrio e Vênus não possuem satélites [11, p. 232]. Um satélite importante é a Lua que é considerada como o satélite natural da Terra. A Lua gira ao redor do planeta Terra devido à força gravitacional [4, p. 223]. No sistema solar também se tem os asteroides, que são corpos rochosos que orbitam em torno de planetas. A maioria se localiza entre as órbitas de Marte e Júpiter, formando o chamado cinturão de asteroides. Ainda há os cometas que estão associados aos resíduos dos primórdios do sistema solar (menor corpo do sistema solar) [12, p. 78].

De acordo com [10], a União Astronômica Internacional (UAI) determina que um planeta deve satisfazer as três condições seguintes para ser classificado como planeta: É necessário que o corpo celeste em questão possua órbita ao redor do Sol. O Corpo celeste precisa, necessariamente, atingir o equilíbrio hidrostático a partir de sua própria gravidade; por consequência, precisa ser suficientemente massivo para que possua dimensões esféricas. Nessa perspectiva Plutão não corresponde aos critérios citados acima e deixa a classificação de planeta (1978 – 2006) e passa a ser considerado um planeta anão.

Abordar tópicos como esse proporcionam o que chamamos de letramento científico. Convém ressaltar que o letramento científico é um conceito que se relaciona com a formação do cidadão, no que trata da compreensão e uso da ciência e da tecnologia na sociedade [13].

Nessa perspectiva, na área de ciências da natu-

reza, por meio de articulação de diversos campos do saber, objetiva assegurar aos alunos o acesso à diversidade de conhecimentos científicos produzidos ao longo da história, bem como a aproximação gradativa aos principais processos, práticas e procedimentos da investigação científica. Assim, almeja possibilitar que os alunos tenham um novo olhar sobre o mundo, façam escolhas e intervenções conscientes, pautadas nos princípios da sustentabilidade e do bem comum. Nesse sentido a BNCC destaca algumas contribuições acerca do letramento científico [6, p. 317]:

> Portanto, ao longo do ensino fundamental, a área de ciências da natureza tem um compromisso com o desenvolvimento do letramento científico, que envolve a capacidade de compreender e interpretar o mundo (natural, social e tecnológico), mas também de transformá-lo com base nos aportes teóricos e processuais das ciências.

A literatura científica destaca a importância dos cinco passos de Galperin para o desenvolvimento da aprendizagem [14]. O Primeiro passo é o motivacional: no qual o aluno se dispõe a aprender, por meio da preparação para se apropriar da cultura. O segundo passo é o estabelecimento do esquema da base orientadora da ação (BOA): é a construção da atividade, portanto deve retratar as partes da atividade. O terceiro passo é a formação da ação no plano material: nesse passo o aluno realiza a atividade. Esse passo reflete o início da construção do conhecimento. O quarto passo é a formação da ação no plano da linguagem externa: nesse passo o aluno deve converter a ação em teoria, utilizar palavras e conceitos verbais. Por fim o quinto passo, a etapa mental: é o momento que transforma o conhecimento externo em conhecimento interno [15].

Nesse sentido temos a aprendizagem como atividade social de construção e reconstrução da cultura já vivenciada pelos estudantes a partir de curiosidade, saberes e interesse dos mesmos, oportunizando a construção do conhecimento sistematizado e possibilitando a compreensão de fenômenos naturais.

3 Metodologia (ou materiais e métodos)

Pensando em compatibilizar as normativas apresentadas na BNCC com a ideia da promoção de um letramento científico, pensamos em propor uma unidade didática destinada a alunos do 9º ano de ensino fundamental, visando discutir a unidade temática "Universo e Vida", assim como o objeto de conhecimento relacionado ao sistema solar. Para tal aplicação pensamos em 6 encontros de 50 minutos cada. As aulas devem ocorrer ao longo de 30 dias. A sequência está baseada nos 5 passos propostos por Galperin visando um processo de ensino e aprendizagem baseado na teoria histórico-sócio-cultural.

1° Momento: Passo motivacional – um encontro de 50 minutos

Nesse momento os estudantes devem ser estimulados a despertar suas curiosidades, buscando descobrir suas concepções prévias acerca dos temas e conceitos a serem trabalhados durante a sequência didática.

Inicialmente o professor deve começar trabalhando com a motivação dos alunos. Para isso deve apresentar um videoclipe com uma música da banda "Plutão já foi planeta", intitulada "Você não é mais planeta" e com duração de 4 minutos [16]. Logo em seguida serão realizadas algumas perguntas acerca da música e da banda com o objetivo de relacionar as concepções dos estudantes com os conceitos que serão abordados nessa unidade didática.

Problematizações Iniciais:

1. O que lhe chamou atenção na música "Você não é mais planeta"?
2. Vocês conhecem a banda "Plutão já foi planeta"?
3. Já ouviram alguma música dessa banda? Quais? Onde?
4. Vocês sabem o local de origem dessa banda?
5. Em sua opinião, por que a escolha do nome da banda foi "Plutão já foi planeta"?

Ao final da aula, após realizadas as discussões iniciais será apresentado para os estudantes um videoclipe com mais uma música da banda Plutão já foi planeta: "Lua em Rita Lee", com duração de 3 minutos [17].

2° Momento: Estabelecimento da BOA – dois encontros de 50 minutos cada.

No segundo encontro deve ocorrer o estabelecimento da BOA. Nesse momento o professor deve retomar as perguntas feitas anteriormente e fazer um breve comentário da unidade que se inicia,

explicando em quantos encontros, em quais dias e turnos e como ocorrerá as aulas propostas nessa unidade didática. Na sequência o professor deve apresentar em sala de aula o vídeo de 24 min chamado "O Universo, o Sistema Solar, a Terra" [18]. A partir disso o professor irá discutir com os estudantes o conteúdo do vídeo, colaborando assim para o desenvolvimento e transformação das concepções prévias dos estudantes.

O professor e estudantes devem, juntos, elencar os conceitos e tópicos vistos no videoclipe, dentre os quais sugerimos: astros celestes; satélites; estrelas; constelações; a Terra e seus movimentos de rotação e translação; pontos cardeais; planetas; sistema solar, para em seguida ocorrer uma discussão, onde o professor deve utilizar uma apresentação multimídia como ferramenta facilitadora.

Ao final da aula, será proposto para os estudantes uma atividade em grupo, com até seis componentes, voltada para a confecção do sistema solar e suas representações utilizando materiais de fácil acesso. Nesse sentido marcaremos as datas das apresentações dos grupos e seus respectivos trabalhos. O professor deve atuar como o mediador do conhecimento em cada apresentação. É importante enfatizar a importância da participação, motivando os estudantes ao longo da aula, buscando torná-los os principais sujeitos no processo ensino e aprendizagem.

3° Momento: Formação da ação no plano material – um encontro de 50 minutos.

Nesse encontro, ocorrerá o terceiro passo, que corresponde a execução da atividade. Os estudantes devidamente formados em grupos de seis componentes irão iniciar em sala de aula a construção do sistema solar. Os respectivos grupos deverão pesquisar em meios alternativos (livros, revistas, internet) formas e/ou desenhos de representar o sistema solar, materiais necessários para a sua construção, tempo necessário para a execução da atividade, entre outros fatores que sejam considerados essenciais para o desenvolvimento da atividade.

Vale ressaltar que os estudantes continuarão a construção do sistema solar em suas respectivas residências ou ambientes que sejam convenientes. Os professores irão acompanhar passo a passo do desenrolar da construção do sistema solar, com orientações em grupos e individuais, apresentando caminhos e dicas para uma melhor eficiência na atividade.

4º e 5° Momentos: Formação da ação no plano da linguagem externa e etapa mental – Dois encontros de 50 minutos cada.

Nesse encontro, ocorrerá o quarto e quinto passos de forma simultânea, o quarto passo que corresponde a formação da ação no plano da linguagem, onde os estudantes terão de verbalizar os conceitos e o quinto passo o momento que transforma o conhecimento externo em conhecimento interno.

Ainda com os grupos formadas na aula anterior, os estudantes devem apresentar em até dez minutos a sua atividade, ou seja, o sistema solar construído. Nesse sentido os grupos deverão expor um pouco sobre a composição e curiosidades do sistema solar. Espera-se que os grupos destaquem em suas respectivas apresentações alguns conceitos básicos de astronomia que estão relacionados ao sistema solar.

Ao longo do texto destacamos os principais erros conceituais que os estudantes cometem relacionados ao sistema solar, pensando nessa problemática o professor irá utilizar uma apresentação multimídia discutindo com os estudantes (Grupos), os principais erros conceituais que são encontrados sobre o sistema solar. Vale ressaltar a importância desse momento para o desenvolvimento da aprendizagem dos estudantes acerca dos conceitos básicos de astronomia e de forma específica o sistema solar.

A avaliação será realizada através da observação dos estudantes, verificando a participação durante as discussões em sala de aula, construção e apresentação de suas atividades e evolução durante a aplicação das aulas.

4 Resultados esperados

Ao final da aplicação dessa sequência didática espera-se que os estudantes tenham compreendido os conteúdos conceituais, procedimentais e atitudinais apresentados logo abaixo:

- Conteúdos conceituais:
  - Astros celestes;
  - Satélites;
  - Estrelas;
  - Constelações;

  - Terra e seus movimentos de rotação e translação;
  - Pontos cardeais;
  - Planetas;
  - Sistema solar.
- Conteúdos procedimentais:
  - Compreender alguns fenômenos relacionados com a astronomia;
  - Identificar situações cotidianas envolvendo o sistema solar;
  - Construir o sistema solar;
  - Apresentar os resultados da atividade.
- Conteúdos atitudinais:
  - Desenvolver o trabalho em equipe;
  - Estimular o hábito da pesquisa científica;
  - Estimular o debate entre grupos;
  - Respeitar a opinião dos demais;
  - Ter autonomia no processo de ensino aprendizagem.

5 Considerações finais

Neste trabalho, buscamos construir uma sequência didática utilizando os cinco passos propostos por Galperin, visando um processo de ensino e aprendizagem baseado na teoria histórico-sócio-cultural, desta forma aperfeiçoando os estudos relacionados aos conceitos básicos de astronomia. A busca pela melhoria do processo de ensino e aprendizagem de física é algo fundamental em nosso dia a dia. Nesse sentido, acreditamos que o estudante deve ser o protagonista desse processo.

Durante muito tempo, o ensino de física se comporta de maneira tradicional com aulas expositivas e resoluções de exercícios. Acreditamos que a utilização dos cinco passos propostos por Galperin, como aqui exposto, pode apresentar resultados positivos no desenvolvimento dos conhecimentos dos estudantes.

Esperamos aplicar nossa sequência didática em breve e desta forma relatar os resultados para a comunidade acadêmica em geral.

Sobre os autores

José Jefferson da Silva (j.jefferson.silva2011@bol.com.br) é aluno especial do Mestrado Profissional em Ensino de Ciências Naturais e Matemática da UFRN, e cursa uma especialização em Ensino de Ciências na Educação Básica, pelo IFRN. Licenciado em Física pelo IFRN, tem experiência em atividades laboratoriais na educação. Atualmente, é professor de ciências e matemática em escolas da rede privada de ensino do RN e atua como Coordenador Local da Olimpíada Nacional de Ciências e Olimpíada Brasileira de Astronomia.

Jardel Francisco Bonfim Chagas (jardel.bonfim@ifrn.edu.br) possui Licenciatura em Física pela Universidade Federal do Piauí (UFPI), Mestrado em Ensino de Física pelo Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte (IFRN) e Especialização em Educação Especial pela Faculdade Evangélica do Meio Norte (FAEME). Atualmente é docente efetivo do IFRN.

Referências

[1] G. T. A. Ferreira, K. A. Oliveira e L. M. Oliveira, *Importância da astronomia nas séries iniciais do ensino fundamental*, Revista Extendere **2** (2), 101 (2014).

[2] O. Ferreira e M. Voelzke, *Cts-astro: Astronomia no enfoque da ciência, tecnologia e sociedade e análises sobre o ano internacional da astronomia 2009-brasil*, Revista de Ensino de Ciências e Matemática **3** (3), 243 (2012).

[3] L. F. Pereira, L. E. F. Damasceno, J. D. Nero, S. J. S. da Silva, M. B. C. Costa, V. F. P. Aleixo e C. A. B. da Silva Júnio, *Uma experiência de ensino de astronomia no 6° ano do ensino fundamental*, Experiências em Ensino de Ciências **12** (7), 19 (2017).

[4] J. P. Alvarenga, J. Pedersoli, M. Assunção Filho e W. Gomes, *Ciências Integrada - 9º ano* (Positivo, São Paulo, 2008).

[5] R. H. M. Seixas, L. Calabró e D. O. Sousa, *A formação de professores e os desafios de ensinar ciências*, Revista Thema **14** (1), 289 (2017).

[6] Brasil, Ministério da Educação, *Base Nacional Comum Curricular*, Brasília (2018).

[7] L. H. M. Arthury e L. O. Q. Peduzzi, *A teoria do big bang e a natureza da ciência*, Revista Latino-Americana de Educação em Astronomia **20**, 59 (2015).

[8] S. Nogueira e J. B. G. Canalle, *Astronomia: ensino fundamental e médio*, in *Coleçãão explorando o ensino* (MEC, Brasília, 2009), vol. 11.

[9] C. Leite e Y. Hosoume, *Astronomia nos livros didáticos de ciências da 1ª a 4ª séries do ensino fundamental*, in *XIII Simpósio Nacional de Ensino de Física, Caderno de resumos e programação* (SBF, São Paulo, 1999).

[10] S. Rossi, *Plutão – a estrela rei do submundo*, Instituto de Astronomia e Geofísica (2013).

[11] J. Trivellato, S. Trivellato, M. Motokane, J. F. Lisboa e C. Kantor, *Ciências, natureza & cotidiano: criatividade, pesquisa e conhecimento – 6º ano* (FTD, São Paulo, 2008).

[12] J. E. Horvath, *O ABC da astronomia e astrofísica* (Livraria da Física, São Paulo, 2008).

[13] G. L. A. Borges, *Ciências nos anos iniciais do ensino fundamental: fundamentos, história e realidade em sala de aula*, Unespe/UNIVESP - Objetos educacionais **Vol. 10 - D23** (2012).

[14] P. Galperin, *Sobre el método de formación por etapas de las acciones intelectuales*, in *Antología de la psicología pedagógica y de las edades*, editado por I. I. Iliasov e V. Y. Liaudis (Pueblo y Educación, Havana, 1986).

[15] M. Moreira, *Teorias de aprendizagem* (E. P. U., São Paulo, 1999).

[16] Plutão já foi planeta, *Você não é mais planeta*, in *Daqui pra lá* (DoSol, Natal, 2014), faixa 7.

[17] Plutão já foi planeta, *Lua em Rita Lee* (Rapport, 2019).

[18] AECUBA TV, *O Universo / O Sistema Solar / A Terra (Pré-escolar e 1º Ciclo)* (2016), disponível em: youtu.be/KCIWzw-YIiY, último acesso: 09 jun. 2020.

III Mostra de Astronomia do Espírito Santo

Durante o ano de 2020 ocorreu a 3ª edição da *Mostra de Astronomia do Espírito Santo* (MAES), evento anual organizado pelo Núcleo Cosmo-ufes e pelo Observatório Astronômico do IFES Campus Guarapari, com apoio do CNPq, FAPES, IFES e UFES.

A MAES 2020, como nas versões anteriores de 2018 e 2019, foi uma "competição" entre projetos elaborados por alunos que estão cursando ou cursarão o Ensino Médio durante o ano de 2021, sob a orientação de seus professores, versando sobre temas ligados à astronomia, astrofísica, astronáutica, cosmologia ou correlatos. O evento busca motivar os alunos ao estudo de astronomia e, através desta disciplina, de caráter intrinsecamente multidisciplinar, ao estudo da ciência em geral.

A Figura 1 apresenta o cartaz de divulgação do evento, que está na página www.cosmo-ufes.org/maes2020 (Figura 2). Para participar os interessados realizaram suas inscrições no site do evento (www.cosmo-ufes.org/inscriccedilotildees-mostra-2020.html).



Figura 1: Estes foram os cartazes que a equipe de divulgação utilizou. À esquerda esta o cartaz que divulga as datas de inscrição e à direita está aquele que utilizamos para divulgar a segunda fase.

No total, 27 trabalhos foram inscritos, número inferior aos dos anos anteriores, devido à situação atípica que vivemos no ano de 2020. Por outro lado, este número pode ser considerado expressivo pois a maior parte das escolas estava com atividades suspensas na maior parte de 2020 o que dificultou a divulgação do evento e a formação das equipes participantes. De fato, esta edição do evento foi particularmente "diferente", por ter ocorrido em meio à pandemia do COVID-19, exigindo adequações, nas duas fases do evento, às restrições impostas pelos órgãos



Figura 2: Uma página de internet para gerenciar e divulgar o evento foi criada (www.cosmo-ufes.org/maes2020). Essas são fotos da página inicial do ambiente virtual da MAES.

de controle responsáveis. Dentro deste contexto, a primeira fase da MAES 2020 foi completamente virtual e foi baseada na apresentação de vídeos produzidos pelas equipes participantes. Os vinte e sete vídeos e resumos submetidos foram organizados dentro da página do evento (www.cosmo-ufes.org/apresentacoes2020.html). Assim, os trabalhos ficaram expostos para que a comunidade geral pudesse ter acesso ao vídeos, "curtir", "comentar", etc. Uma forma de incentivar a visitação a este espaço foi atrelar pontos extras ligados ao número de "curtidas", às avaliações dos visitantes e ouvintes dos seminários virtuais. Com esta estratégia, as ações virtuais tiveram mais de nove mil acessos e visualizações. Ainda, a composição da nota final, contou com a avaliação da equipe técnica especializada. A comissão avaliadora da primeira fase foi formada por: Prof. Alan Toríbio (UFES), Prof. Júnior Diniz Toniato (UFOP), Profa. Márcia Pereira (UFES), Dr. Pedro Baqui (UFES), Dra Thaísa Guio (UFES) e Prof. Wiliam Hipólito (UFES).

Dra. Thaísa Guio, Prof. Martin Makler (CBPF) e Prof. Nelson Pinto Neto (CBPF) apresentaram palestras remotas nesta fase sobre temas de atualidade em Astronomia e Física.

Cada grupo foi avaliado, através de uma conversa virtual, pela comissão avaliadora acima destacada. Para isso um calendário com datas, horários e links de salas de reunião foram divulgados aos autores dos trabalhos. Ao fim desta etapa, tivemos os seguintes destaques:

- Trabalho com maior pontuação pela avaliação técnica: *Astrofotografia*, EEEFM Armando Barbosa Quitiba, Sooretama.
- Trabalho com maior pontuação pela avaliação externa: *Estudo de um caso interessante de um meteoro lento do tipo órbita Atena*, EEEFM Dr. Silva Mello, Guarapari.
- Trabalho com mais curtidas no YouTube: *Teoria das Cordas: O universo em várias dimensões*, IFES, Vitória.
- Trabalho com maior número de convidados para os seminários: *A influência cultural nas*

concepções das constelações, EMEIEF Elson Garcia, Anchieta.

A segunda fase, ocorreu nos dias 10 e 11 de dezembro de 2020, no hotel Atlântico, em Guarapari-ES. Todos os trabalhos foram convidados a participar desta fase que compreendia a apresentação de um seminário, presencial ou remoto (os autores escolheram a forma como preferiam apresentar). Esses palestrantes tiveram 15 min para explanar sobre seus trabalhos e outros 15 min para responder as perguntas dos ouvintes. Os avaliadores da segunda fase foram: Prof. Hermano Velten (UFOP), Prof. Leandro Guedes (Planetário do Rio), Prof. Marcelo Souza (UENF), Prof. Rainer Madejsky (UEFS), Dr. Rodrigo von Marttens (ON), Profa. Teresinha Rodrigues (ON). Os professores Hermano, Leandro, Marcelo e Rainer apresentaram palestras durante o evento.

Vale destacar que todas as medidas de segurança foram respeitadas durante o evento e que na data de sua realização o município ainda estava em condições de receber o evento. A Figura 3 mostra a foto oficial do evento.



Figura 3: Foto oficial da MAES 2020

Os melhores trabalhos, conforme decisão da comissão avaliadora, foram os seguintes.

- *Astrofotografia* - EEEFM Armando Barbosa Quitiba, Sooretama (Melhor trabalho ensino médio, rede estadual; melhor trabalho na classificação geral);
- *Conhecendo os eclipses com a utilização do Stellarium* - EMEIEF, Anchieta (Melhor trabalho do 9^o ano); Elson Garcia;
- *Como identificar exoplanetas* - CAT Eurico de Aguiar Salles - SESI, Linhares (Melhor trabalho ensino privado);
- *Espectroscopia: Construção de um instrumento óptico de baixo custo* - IFES, Guarapari (melhor trabalho ensino médio, rede federal);
- *Astrobiologia* - IFES, Vitória (Menção Honrosa).

A premiação constou de medalhas e certificados, além da concessão das bolsas de ICJr do CNPq, com duração de 12 meses. Os alunos contemplados com as bolsas do CNPq deverão realizar atividades de Astronomia durante todo o ano de 2021 sob supervisão de pesquisadores

da UFES e do IFES, assim como dos seus respectivos professores tutores. Com o objetivo de incentivar o ingresso na carreira científica e aproximar os estudantes do meio acadêmico, os melhores trabalhos de cada categoria poderão publicar seus trabalhos na revista *Cadernos de Astronomia*.

Como observação final, enfatizamos a importância que foi organizar a MAES 2020 mesmo com todas as restrições impostas pelas condições sanitárias adversas devido à pandemia do COVID-19. O fato que o evento atraiu, mesmo nestas condições, a presença de grupos das escolas do ensino médio e fundamental, e que contamos também com a participação de renomados pesquisadores no processo de avaliação, tudo isto revelou a vitalidade e a importância da *Mostra de Astronomia do ES*.

Comitê Organizador da MAES 2020

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Astrofotografia

Beatriz Marangoni Premoli, Gabriel Pinto Rodrigues, Lorrayne dos Santos Mululo, Willians dos Santos de Oliveira, Wanessa Santos Santana, Alessandra Meireles do Amaral Morais, Paula Guimarães de Oliveira e Leandro da Silva Barcellos

EEEFM Armando Barbosa Quitiba, Sooretama/ES

Resumo
Astrofotografia é a arte e a técnica de fotografar o céu. Apontar câmeras e telescópios para o céu permite capturar imagens surpreendentes e reconhecer diversos objetos astronômicos, além de facilitar a compreensão acerca da estrutura do universo. Sendo assim, o objetivo desse trabalho é mostrar alguns aspectos da astrofotografia, abordando técnicas utilizadas para captura e edição de imagens, localização de objetos astronômicos no céu e, posteriormente, divulgação científica em uma rede social, utilizando como principal recurso o smartphone.

Abstract
Astrophotography is the art and technique of photographing the sky. Pointing cameras and telescopes at the sky allows to capture surprising images and recognize various astronomical objects, in addition to facilitating understanding about the structure of the universe. Therefore, the objective of this work is to show some aspects of astrophotography, addressing techniques used to capture and edit images, to locate astronomical objects in the sky and the scientific dissemination on a social network, using smartphone as the main resource.

Palavras-chave: astronomia, objetos celestes, fotografia.
Keywords: astronomy, celest objects, photography.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33871

1 Introdução

O céu é capaz de despertar a curiosidade humana desde os tempos mais primordiais. O movimento dos corpos celestes durante as estações do ano e pontos luminosos que diferenciam tonalidades de brilhos, suscitam questionamentos a respeito de sua composição e origem. Ao longo da história, esses objetos têm sido estudados por diferentes filósofos e cientistas. Observar o céu permitiu definir o tempo, o desenvolvimento de calendários, estabelecer datas de plantios e colheitas [1], bem como as estações de secas e cheias [2], para os povos originários brasileiros, por exemplo. E, com a invenção da fotografia [3], a astronomia teve grandes avanços, tornando possível o registro e a análise das imagens coletadas. Que, agora, podem ser usadas como dados científicos em testes para comprovar (ou não) teorias e hipóteses. O exemplo mais recente é a foto do horizonte de eventos de um Buraco Negro, capturada pelo EHT (do inglês *Event Horizon Telescope*, que se traduz como Telescópio do Horizonte de Eventos) [4], que inclusive foi ganhador do prêmio nobel de 2020 [5] e serviu como teste para a teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein.

Mesmo sendo uma das ciências mais antigas, o conhecimento astronômico só é acessível a uma pequena parcela da população [6], neste ponto, em particular, a promoção de ações de popularização da ciência é uma alternativa para democratizar o acesso a tal conhecimento. A astrofotografia amadora, dentro deste contexto, pode ser uma ferramenta interessante, como será evidenciado neste trabalho, sendo ela capaz de despertar o interesse investigativo em relação ao cosmos. Com a automatização dos equipamentos fotográficos e a chegada das redes sociais, esse perfil fotográfico foi ampliado e encontrou campo para ser divulgado, uma vez que, nos espaços virtuais há

Licença Creative Commons

poucas exigências em relação às técnicas utilizadas para captura.

Registrar e fotografar objetos e eventos astronômicos não é um trabalho exclusivo para astrônomos profissionais que possuem aparatos tecnológicos de ponta. Grande parte das belas fotografias que encontramos em livros ou sites de astronomia foram feitas por astrônomos amadores com a utilização de aparatos modestos.

A astrofotografia é o passo seguinte para amantes do céu que possuem certo conhecimento relacionado a eventos astronômicos e, naturalmente, querem registrar e compartilhar o que estão observando.

Dentro do exposto acima, o fato de não possuir um telescópio, ou equipamentos fotográficos destinados à astrofotografia, não são impeditivos para se iniciar a captura de imagens do céu. Mesmo que a técnica manual de câmera fixa ou tripé imponha certas limitações, é possível produzir fotos excelentes [7].

Nessa perspectiva, fotografar o céu pode ser visto como uma ambição natural dos admiradores do céu noturno e faz parte da inspiração de uma parcela significativa de astrônomos amadores. Essas fotografias dependem de muita persistência, motivação e, por fim, acompanhamento de calendários astronômicos, o que pode ser feito com o auxílio de aplicativos e softwares. Essas são recomendações para aqueles que buscam informações sobre como se iniciar na astrofotografia.

Diante desse cenário, o presente trabalho se propõe a compartilhar uma experiência envolvendo estudantes do ensino médio no trabalho com astrofotografia amadora utilizando smartphone, softwares e aplicativos para localizações de objetos astronômicos.

2 Divulgação científica

A democratização e a popularização do conhecimento científico é uma forma de evitar movimentos como terraplanismo, antivacinação e negacionismo de mudanças climáticas, cujas raízes estão na falta de acesso à produção científica, e que podem influenciar nefastamente a nossa sociedade.

Por outro lado, divulgar ciência não é simples. O próprio método cientifico exige paciência e persistência dos acadêmicos e cientistas. É necessária muita observação, formular hipóteses e depois testar, comparar com estudos anteriores para então divulgar o que está sendo estudado.

A divulgação não deve estar restrita a ambientes acadêmicos, mas sim alcançar a pluralidade populacional, permitindo assim que as pessoas compreendam os mecanismos científicos presentes em seu cotidiano.

Reconhecendo que o principal objetivo é alargar o acesso ao conhecimento cientifico, as ações de divulgação científica (DC) devem ser amplas e variadas. Atualmente, há uma enorme diversidade de formas de divulgar ciência, dentre elas destacam-se aquelas que utilizam as mídias sociais, devido ao elevado potencial de alcance e cujo método teve ampliação durante o ano de 2020.

As restrições impostas para o contingenciamento da pandemia do novo coronavírus forçaram muitas feiras e mostras a uma adaptação para este modelo. Foi o que aconteceu, por exemplo, com a terceira edição da Mostra de Astronomia do Espírito Santo (MAES), que ocorreu em 2020. Por outro lado, a linguagem técnica comumente utilizada no meio acadêmico deve ser adaptada para o público ouvinte e a mídia que será utilizada.

O uso de mídias sociais para a realização da DC contempla um caráter prático na transmissão do conhecimento cientifico, sob o intuito de esclarecer aos indivíduos a solução para problemas relacionados a fenômenos naturais. Uma outra perspectiva é o caráter cultural que é capaz de estimular a curiosidade científica enquanto atributo humano.

Isso implica no desenvolvimento de uma opinião pública informada sob os impactos do desenvolvimento cientifico e tecnológico na sociedade, o que permite aos indivíduos uma participação ativa nas tomadas de decisões. Nesse sentido, transmitir informação científica deve estar voltada para ampliação da consciência do cidadão a respeito de questões sociais, econômicas e ambientais associada ao desenvolvimento cientifico [8].

Essas definições que ora enfatizam aspectos educacionais e ora culturais proporcionam uma ideia das amplas possibilidades das atividades de DC. Com base na ênfase desses aspectos, é possível definir o público alvo a ser atingido. Na experiência compartilhada neste texto a pretensão é atingir estudantes, populações letradas e iletradas no norte do estado do Espirito Santo, agentes que formulam políticas públicas (vereadores, pre-

feitos e assessores) e cientistas.

A rede social escolhida foi o "Instagram". Esses espaços vêm sendo ocupados, há algum tempo, por influenciadores digitais que utilizam o poder de persuasão para disseminar notícias falsas (do inglês, *fake news*), que relacionam eventos astronômicos com eventos apocalípticos. Alguns influenciadores digitais questionam a importância de investimentos econômicos em programas espaciais, influenciando a população a desenvolver um sentimento de revolta em relação aos astrônomos e cientistas.

A falta de apoio público e prestígio à ciência foi interpretada por uma parcela da comunidade científica como sendo uma consequência da falta de compreensão social sobre essas atividades [9]. Esse cenário influenciou cientistas a realizarem ações de DC, ocupando diversos espaços nas mídias em geral (alguns canais estão listados na Ref. [10]).

Nesse sentido, ocupar esses espaços permite mostrar a beleza dos eventos astronômicos para a população em geral. O público que acompanha páginas de DC é capaz compreender mecanismos tecnológicos aplicados a satélites naturais e artificiais. Estudantes podem observar a aplicação de conceitos científicos como velocidade média, ano-luz, gravidade e aceleração centrípeta na prática. A comunidade pode perceber as semelhanças entre o planeta Terra com outros corpos celestes presentes em nossa galáxia, e a partir daí desenvolver argumentos para derrubar falsas teorias, que são propagadas sem fundamentação científica e baseadas, em muitos casos, no senso comum.

A partir dessas observações, e com intuito de divulgar ciência, foi desenvolvida uma página no Instagram, cujo nome é "Mundo Astrofotográfico".[1] Nesta página, os alunos do Ensino Médio, que assinam este artigo, publicam as fotos do céu de Sooretama, no Espirito Santo.

3 Astrofotografia

A astrofotografia é a ciência e a arte de fotografar o céu. Ela compreende a técnica da fotografia investigativa e especializada na captura noturna de corpos celestes, como por exemplo: estrelas, planetas, satélites, cometas, nebulosas e galáxias. O primeiro registro dessa técnica fotográfica foi uma foto da Lua em 1840. Com o progresso da tecnologia, hoje é possível realizar esta técnica utilizando a câmera digital de um celular. Os registros fotográficos ao longo dos anos serviram para o avanço da Astronomia e da Astrofísica.

Retrospectivamente, podemos relacionar o uso da astrofotografia com algumas principais realizações. Entre 1874 a 1882, através de registros fotográficos dos trânsitos de Vênus, ocorreram as primeiras tentativas de se determinar a distância entre o Sol e Terra, e em 1881 foi fotografado o cometa Tebbut. Assim, a astrofotografia auxiliou na descoberta e nos estudos de nebulosas e da própria Via Láctea, mostraram registros da estrela alfa da constelação de Lira (Estrela Vega), ajudaram na descoberta do ciclo de atividade solar (as manchas solares) e da estrutura espiral de várias nebulosas, que mais adiante perceberam que elas eram outras galáxias com estruturas parecidas com a da nossa [11].

A astrofotografia nos traz a imagem daquilo que podemos ou não enxergar, como é o caso da radioastronomia, e nos proporciona admiração e curiosidade. Ela nos permite registrar os eventos astronômicos que acontecem no universo, sendo que muitos deles podem ser visíveis da Terra.

Essa técnica não consiste em apenas tirar as fotos do céu noturno, mas em conhecer o que está sendo registrado e saber localizar cada objeto astronômico, saber manusear a câmera, seja do celular ou profissional, para ter um resultado satisfatório.

No universo há mais de 10 bilhões de galáxias, cada uma com mais de cem bilhões de estrelas, o que nos faz pensar que a cada dia pode ser descoberto algo novo. Dessa maneira, não podemos deixar de olhar para o céu e admirar a beleza que ele nos mostra, buscando compreender e reconhecer as estruturas observadas. Com esse propósito, de difundir a astronomia, em particular a observação do céu, os autores deste artigo criaram uma página no Instagram, para divulgar as fotos dos objetos celestes e explicar os fenômenos observados.

4 Materiais e métodos

4.1 O contexto da experiência

A experiência aqui relatada foi uma das ações de um projeto escolar chamado "Clube de As-

[1] O link para acessar a página Mundo Astrofotográfico é www.instagram.com/astrofotografia_srt/.

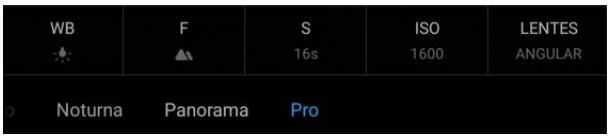


Figura 1: Configurações manuais da câmera do Redmi Note 8. Fonte: os autores.

tronomia: Estrelas do Amanhã", organizado por uma professora de física de uma escola da rede pública estadual localizada em Sooretama, interior do Espírito Santo.[2]

Tal projeto fundamentou-se na admiração pelo céu noturno relatada pelos estudantes que mesmo sem ter contato formal com o tema e que, à beira do anoitecer, ao sair da escola, mantinham o hábito de olhar para o céu, o qual alimentou o desejo de poder trabalhar com Astronomia. Essa admiração foi o fio condutor para o trabalho docente que perpassou o despertar do interesse a da curiosidade de saber mais sobre o que estava sendo observado, de aprofundar sobre os mistérios guardados no céu, e que no começo desconheciam, de objetos verdadeiramente deslumbrantes que nem se quer se imaginavam existir, como as galáxias e as nebulosas.

Logo de início, o conhecimento sobre a técnica fotográfica era pouco ou quase nenhum, porém, com os estudos, leituras de artigos científicos relacionados ao tema e uso de aplicativos relacionados a astronomia desenvolveu-se gradativamente o aprendizado, que se consolidou com o passar dos meses.

E ao longo desse desenvolvimento e com o projeto já estruturado e amadurecido, definiu-se divulgar o trabalho em uma plataforma digital onde o conhecimento cientifico poderia atingir mais pessoas, de qualquer idade, gênero ou classe social.

4.2 Como fotografar o céu com um Smartphone

As imagens catalogadas neste trabalho foram feitas no município de Sooretama, norte do Espírito Santo, por quatro estudantes da segunda série do ensino médio, como dito anteriormente.

As primeiras fotos, logo no início do projeto, foram tiradas utilizando uma caixa de sapato improvisada como substituinte do tripé. Para o registro e captura das imagens foi utilizado um aparelho celular do modelo Xiaomi Redmi Note 8, o qual apresenta uma câmera que proporciona uma boa qualidade para fotografar os objetos celestes.

[2]A professora que coordenou o projeto é também uma das autoras deste manuscrito.



Figura 2: Tripé para suporte do smartphone. Fonte: os autores.

No momento em que a câmera é acionada, utiliza-se o modo pro ou manual para alterar as configurações de ISO, foco e obturador. Normalmente, utiliza-se o ISO 1600/3200 e 16/32 segundos de exposição, mantendo sempre o foco de 1 a 100 no aparelho. Deve-se manter o máximo de foco possível. Essas definições variam de acordo com o nível de poluição luminosa do local onde pretende-se capturar as imagens (Figura 1).

O ISO define a sensibilidade do sensor de luz, sua nomenclatura é uma herança da norma de padronização dos filmes fotográficos. Quanto menor o número do ISO, menor será a sensibilidade do sensor a luz [12]. Desse modo, é possível concluir que quanto maior o ISO maior a sensibilidade do sensor e, automaticamente, mais ruídos ou granulação surgem na foto, comprometendo a qualidade e a definição (Figura 3). O Obturador – representado pela letra S no Redmi Note 8 – é o componente da câmera fotográfica que controla o tempo de exposição. Especificamente ele define o tempo que o sensor digital fica exposto a luz [13].

O uso do tripé é importante para deixar o celular fixo, pois qualquer movimento do aparelho durante a captura da imagem pode prejudicar a qualidade da foto (Figura 2).

Um ambiente com o mínimo de poluição luminosa é o ideal para fazer as fotos. Para identificar os objetos foi utilizado o aplicativo Star Walk 2. Este aplicativo é capaz de identificar e informar



Figura 3: Fotos da Via Láctea com configurações de ISO diferentes. Fonte: os autores.

possíveis eventos astronômicos apenas apontando o smartphone para o céu. Além disso, ele traz informações extensivas acerca do objeto ou fenômeno observado, através do recurso "explore sua estrutura interna e modelos 3D" (Figura 4). Essas configurações são reproduzidas de forma íntegra na descrição das fotos na rede social, o Instagram, na página de divulgação científica "Mundo Astrofotográfico".

Após a captura das imagens, as fotos foram editadas utilizando os aplicativos Adobe Lightroom e Snapseed. Esses recursos são responsáveis por evidenciar características singulares dos astros a partir do manuseio nas condições de brilho, contraste e poluição luminosa. Além das configurações da câmera, é importante estar em um ambiente escuro, de preferência longe das luzes das cidades, em um lugar afastado para não ter interferência na imagem

5 Resultados e discussões

5.1 A experiência

O maior ganho deste projeto foi a experiência obtida e o desenvolvimento do conhecimento. A cada registro uma nova informação, novas pesquisas e mais estudos, o que proporcionou uma visão mais ampla dos fenômenos que ocorrem no universo. Foi possível observar muito além da Lua, estrelas e planetas, objetos do céu profundo como: nebulosas, galáxias e eventos astronômicos excepcionais que ocorrem anualmente. Essas descobertas tornaram-se importantes e foi possível perceber que, mais do que observar, também era possível fazer fotografias utilizando um aparelho de celular.

Em 2020, durante o ensino remoto que ocorreu devido a pandemia de SARS-CoV2 (COVID-19), esses alunos foram convidados a participar das reuniões do clube de astronomia "Estrelas do amanhã", que ocorriam de forma remota pelo aplicativo Google Meet uma vez por semana. Durante as reuniões, os alunos tiveram acesso a palestras e atividades ligadas a astronomia. Diante de relatos e fotos capturadas pelos estudantes, na ocasião, e compartilhadas com os professores orientadores, surgiu a ideia de desenvolver uma página de divulgação científica no Instagram, afim de popularizar e explicar as imagens capturadas do céu do município de Sooretama-ES.

As habilidades de interação nas publicações



Figura 4: Aplicativo Star Walk 2. Fonte: Star Walk 2.

desses sujeitos nato digitais com essa rede social, permitiu o alcance nas fotos de cerca de 400 a 600 pessoas de diversas classes sociais. Capturas feitas sobre chuvas de meteoros, estação espacial internacional ISS, conjunção de Júpiter e Saturno, nebulosa Carina e as nuvens de Magalhães ultrapassaram 70 curtidas e oscilam entre 10 comentários. Além disso, os seguidores da página interagem frequentemente com os autores da página através dos "Stories" nas publicações.

Dentro dessa perspectiva, foi possível notar que os alunos aproveitaram a aptidão com recursos ligados aos seus respectivos smartphones para promover o conhecimento cientifico.

Toda essa trajetória viabilizou a participação na II Feira de Ciências Gênios de Multigêneros + Cultura + Arte, e na III Mostra de Astronomia do Espírito Santo, organizada pela UFES e IFES. Nesta última, o trabalho envolvendo parte das ações aqui relatadas ficou classificado em primeiro lugar entre as escolas estaduais e ainda recebeu o troféu de melhor trabalho da III Mostra de Astronomia do Espírito Santo, também chamada de MAES 2020.

5.2 Imagens registradas

Nesta seção apresentamos algumas imagens e textos, divulgadas no Instagram, durante o projeto.

A via Látea (Figura 5) é uma faixa de luz tênue esbranquiçada que percorre todo o céu formando um anel no céu. Ela é composta por um amplo conjunto de estrelas, gases e poeira astrais. O Sistema Solar ao qual pertencemos está presente nessa galáxia [15].



Figura 5: Via Láctea sobre o céu de nossa cidade, Sooretama. Foto feita no dia 06/08/2020, às 22:41. Fonte: os autores.

A nebulosa de Órion ou M42 (Figura 6) é perceptível pelo seu grande brilho, podendo ser identificada a olho nu como um ponto brilhante próximo ao cinturão de Órion, conjunto de três estrelas que é popularmente conhecido como "as três Marias". Trata-se de parte de um grande complexo de formação estelar que fica localizado a 1500 anos-luz da Terra. Pode ser caracterizada como nebulosa de emissão pois emitem luz por causa da presença de estrelas quentes e jovens no seu interior. Essas estrelas por sua vez, geram uma enorme quantidade de radiação ultravioleta [16].

O eclipse total parcial ocorrido em dezembro de 2020 pode ser visto totalmente apenas em partes da China e Argentina. No Brasil, o eclipse ocorreu parcialmente (Figura 7). Eclipses solares ocorrem quando a Lua Nova se desloca de tal maneira que ela se posiciona entre o Sol e a Terra, bloqueando total ou parcialmente os raios do Sol. Um eclipse solar total ocorre quando a lua cobre completamente o disco solar no céu. Todos os anos, de dois a cinco eclipses solares ocorrem na Terra - e no máximo dois deles podem ser totais. O eclipse solar total deste mês de dezembro foi único de 2020 [17].

As estruturas mais destacadas visíveis a olho nu e apenas no Hemisfério Sul são as Nuvens de Magalhães (Figura 8), consideradas as joias austrais, ambas vistas como duas "manchas" no céu, são duas galáxias anãs irregulares, satélites da nossa Galáxia, a Via Láctea. A maior denomina-se Grande Nuvem de Magalhães (LMC) e a mais pequena é a Pequena Nuvem Magalhães (SMC).

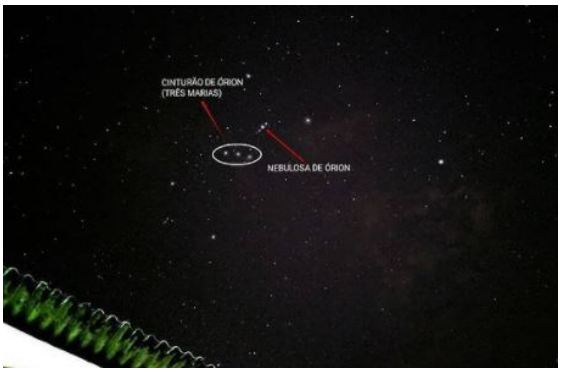


Figura 6: Via Láctea sobre o céu de nossa cidade, Sooretama-ES. Foto feita no dia 06/08/2020, às 22:41h. Fonte: os autores.

Estas duas galáxias fazem parte do chamado Grupo Local, que inclui também a nossa galáxia e a grande espiral de Andrômeda, e que contém um total de 37 objetos conhecido, distribuídos numa extensão de aproximadamente 160.000 anos-luz, e a Pequena Nuvem de Magalhães está localizada aproximadamente 200.00 anos-luz.

Visualizá-las no Brasil não é difícil, mas exige condições atmosféricas boas em uma noite na qual a poluição luminosa esteja ausente, o que é raro nas metrópoles brasileiras. Nas localidades em que o céu se encontra mais escurecido, particularmente quando não há sinal da Lua, é maior a probabilidade de vê-las, basta olhar na direção entre a constelação Dorado e Hydrus [18].

Vale destacar que os textos acima foram adaptações das referências citadas.



Figura 7: Eclipse solar parcial. Foto feita no dia 14/12/2020. Fonte: os autores.



Figura 8: Nuvens de Magalhães. Foto feita no dia 16/12/2020 às 21:34h. Fonte: os autores.

6 Considerações finais

A astrofotografia é capaz de revelar um caminho de interesse, não só pela área da ciência, como também por outras áreas, como a arte, a história, a geografia e o uso das mídias sociais na realização da divulgação científica.

Assim sendo, a página do Instagram é uma estratégia de levar conhecimento cientifico a crianças, jovens e adultos, de todas as classes sociais, e também uma forma de despertar o interesse pela ciência de toda a comunidade.

Portanto, é possível considerar ser de grande importância o prosseguimento deste projeto, a fim de obter mais e melhores imagens, e aperfeiçoar no domínio das técnicas de aquisição, tratamento e divulgação das imagens obtidas.

Acreditamos que a experiência relatada neste texto pode inspirar professores e demais agentes sociais na realização de ações em prol da divulgação científica, inclusive dentro da escola, além de sinalizar para o potencial que as redes sociais possuem no alcance de diferentes públicos. Trate-se de um recurso poderoso e que precisa ser explorado.

Agradecimentos

Agradecemos ao CNPq pelo apoio através das bolsas de ICJr. À FAPES e à CAPES pelas bolsas dos professores pesquisadores Wanessa Santos Santana e Leandro da Silva. À equipe da escola EEEFM Armando Barbosa Quitiba pelo apoio na

implementação do clube de astronomia "Estrelas do amanhã". Ao diretor dessa mesma Instituição, Edson Helmer, por apoiar e incentivar todas as ações desse mesmo clube de astronomia. Aos familiares dos alunos por acreditar no projeto e incentivar os alunos no empenho das pesquisas realizadas. Ao professor Fabio Bianchi de Moura pelas aulas, palestras e pelo apoio técnico no esclarecimento das dúvidas de nossos alunos. À Prefeitura Municipal de Sooretama por ceder o micro-ônibus que possibilitou o translado até Guarapari, onde ocorreu a II fase da III MAES 2020. Enfim, a todos civis e comerciantes do município de Sooretama que colaboraram com o "cofrinho astronômico" que possibilitou o lanche no final do dia para todos envolvidos no projeto.

Sobre os autores

Os discentes Beatriz Marangoni Premoli (biamorangoplay@gmail.com), Gabriel Pinto Rodrigues (gaabrodrigues3105@gmail.com), Lorrayne dos Santos Mululo (997721062.lorrayene@gmail.com) e Willians dos Santos Oliveira (oliveirawillians82@gmail.com) se conheceram ao ingressar no primeiro ano do ensino médio, junto ao período vespertino na escola EEEFM Armando Barbosa Quitiba e foram os idealizadores e criadores da página de divulgação científica "Mundo Astrofotográfico". No final do turno escolar, ao anoitecer, esses alunos por diversas vezes, paravam no caminho de casa para admirar o céu, e questionavam-se a respeito de constelações, chuvas de meteoros, entre outros objetos astronômicos. Assim, surgiu o interesse por astronomia.

Alessandra Meirelles do Amaral Morais (meireles.ale@hotmail.com) é Bacharel em Farmácia pela UFOP, com Complementação Pedagógica em Química pela Universidade Metropolitana de Santos. Possui Especialização em Química pela Universidade Federal de Larvas, Especialização em Atenção Primária à Saúde pela Faculdade Pitágoras e Mestrado em Educação Básica pela UFES.

Leandro da Silva Barcellos (leandrobarcellos5@gmail.com) possui Licenciatura em Física e Mestrado Profissional em Ensino de Física, ambos pela UFES. Atualmente é aluno de doutorado do Programa de Pós-graduação em Educação da UFES.

Paula Guimarães de Oliveira (paulacbia@gmail.com) é licenciada em Biologia pela Faculdade de Ciências Aplicadas Sagrado Coração de Jesus, Bacharel em Biologia pela Faculdade Pitágoras e Licenciada em Física pela Universidade Metropolitana de Santos.

Wanessa Santos Santana (wanessasantana@gmail.com) é Licenciada em Física pela UFES, idealizadora do clube de astronomia "Estrelas do amanhã" e, atualmente, aluna do Mestrado Profissional em Ensino de Física da UFES.

Referências

[1] K. S. O. Filho e M. F. O. Saraiva, *Astronomia e astrofísica* (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2004).

[2] G. B. Afonso, *As constelações indígenas brasileiras*, disponível em: telescopiosna-escola.pro.br/indigenas.pdf, acesso em jan. 2021.

[3] J. A. Amaral, *Astrofotografia como estratégia no ensino de astronomia*, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 2019.

[4] E. M. C. Monteiro, *A primeira imagem do buraco negro*, Pion – ligado na física, 10 de abril de 2019, disponível em www.sbfisica.org.br/v1/portalpion/index.php/noticias/86-primeira-imagem-do-buraco-negro (acesso em jan. 2021).

[5] G. Matsas, *Penrose, Genzel e Ghez dividem o Prêmio Nobel de Física 2020 por sua pesquisa em buracos negros*, Sociedade Brasileira de Física, 7 de outubro de 2020, disponível em www.sbfisica.org.br/v1/home/index.php/pt/acontece/1182-penrose-genzel-e-ghez-dividem-o-premio-nobel-de-fisica-2020-por-sua-pesquisa-em-buracos-negros (acesso em jan. 2021).

[6] M. A. J. Fernandes Júnior, *Fotografar a lua: reflexões e orientações para o seu registro*, Revista Valore **4**, 47 (2019).

[7] M. C. D. Neves e R. F. Pereira, *Adaptando uma câmera fotográfica manual simples para fotografar o céu*, Revista Latino-Americana de Educação em Astronomia **4**, 27 (2007).

[8] G. S. Lima e M. Giordan, *O discurso citado na divulgação científica: alguns apontamentos*, in *Anais do XX Simpósio Nacional de Ensino de Física* (São Paulo, 2013).

[9] S. Albagli, *Divulgação científica: Informação científica para a cidadania*, Ciência da Informação **25**(3), 396 (1996).

[10] G. Bailas, *Física e afins*, YouTube, disponível em www.youtube.com/channel/UCmiptCNi7GR1P0H6bp9y0lQ; P. Loos, *Ciência todo dia*, YouTube, disponível em www.youtube.com/user/CienciaTodoDia; M. Gleiser, *Marcelo Gleiser*, YouTube, disponível em www.youtube.com/channel/UC7Ibd8DnwTwDN7oBmx7eFfQ; A. Iamarino e F. Figueiredo, *Nerdologia*, YouTube, disponível em www.youtube.com/user/nerdologia; S. Sacani, *Space today*, YouTube, disponível em www.youtube.com/channel/UC_Fk7hHbl7vv_7K8tYqJd5A.

[11] T. A. A. Barreto e G. M. A. Almeida, *Astrofotografia: técnicas e aplicações*, Scientia Plena **5**(11), 1 (2009).

[12] P. A. Araújo, *Sensibilidade de ISO*, InfoEscola, disponível em www.infoescola.com/fotografia/sensibilidade-iso, acesso em dez. 2020.

[13] N. Macedo, *Obturador e tempo de exposição – Como funciona a câmera*, Aprenda Fotografia, 4 de mai. 2019, disponível em aprendafotografia.org/como-funciona-obturador-tempo-exposicao-camera, acesso em dez. 2020.

[14] *Conceito de software aplicativo*, Conceito De, 2011, disponível em conceito.de/software-aplicativo, acesso em dez. 2020.

[15] *Via láctea, nossa galáxia*, Observatório Educativo Inteligente, disponível em www.if.ufrgs.br/oei/hipexpo/via-lactea.pdf, acesso em dez. 2020.

[16] *Orion, o gigante caçador*, Centro de divulgação da astronomia - USP, disponível em 200.144.244.96/cda/jct/orion/H_orion_80x40cm.pdf, acesso em dez. 2020.

[17] *Eclipse solar total de 2020: Chile e Argentina, preparem-se!*, Star Walk, 12 de dezembro de 2020, disponível em starwalk.space/pt/news/total-solar-eclipse-2020#:~:text=Eclipses%20solares%20ocorrem%20quando%20a,parcialmente%20os%20raios%20do%20Sol.&text=Se%20as%20%C3%B3rbitas%20da%20Terra,sempre%20que%20fosse%20Lua%20Nova, acesso em dez. 2020.

[18] *As nuvens de Magalhães*, Observatório astronômico de Lisboa, 16 de dezembro de 2019, disponível em http://oal.ul.pt/as-nuvens-de-magalhaes/, acesso em dez. 2020.

CADERNOS DE ASTRONOMIA
Uma publicação do Núcleo Cosmo-ufes & PPGCosmo - UFES

Como identificar exoplanetas

Adryan Petry Lenchuk, Aline Marques Ferreira, Davi Bossatto Vettoraci, Lívia Cezar Bayerl e Roger da Trindade Gomes

Centro de atividades "Eurico de Aguiar Salles", SESI, Linhares/ES

Resumo

O estudo de exoplanetas está passando por melhorias recentes e crescentes que tornam esse tema promissor no assunto de exploração espacial. Alguns dos métodos aqui descritos têm raízes mais recentes, como o método de ondas gravitacionais, que se baseia no estudo das ondas gravitacionais previstas pela da teoria da relatividade geral de Einstein. Mas o uso de outros métodos têm início nos séculos XVIII e XIX, como é o caso da transitividade planetária, na época aplicado com o intuito de descobrir a distância entre a Terra e o Sol. É por conta dessas e de outras informações que esse projeto tem como principal objetivo apresentar as três principais maneiras de detectar um exoplaneta, além de revisar alguns conceitos e teorias da astronomia e apresentar algumas perspectivas futuras.

Abstract

The study of exoplanets is undergoing recent and growing improvements that make this topic promising in the subject of space exploration. Some of the methods described here have recent roots, such as the gravitational waves method which is based on the study of gravitational waves predicted by Einstein's general relativity. But the use of others methods begins in the 18th and 19th centuries, as is the case of planetary transitivity, used at that time to infer the distance between Earth and Sun. It's because of this and others informations that this project has as main goal to present three main methods of detecting an exoplanet, in addition of reviewing some concepts and theories of astronomy, as well as presenting some future perspectives.

Palavras-chave: exoplanetas, velocidade radial, efeito Doppler, transitividade planetária, fotometria, ondas gravitacionais, métodos de detecção de exoplanetas.
Keywords: exoplanets, radial velocity, Doppler effect, planetary transitivity, photometry, gravitational waves, exoplanets detection methods.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.34063

1 Introdução

Albert Einstein foi um físico teórico, nascido em 14 de março de 1879 na Alemanha. Ganhador do prêmio Nobel de física em 1921, é considerado um dos cientistas mais influentes da história e seus estudos contribuíram para a renovação da concepção física durante o século XX. A partir das grandes teorias de Albert, foi possível compreender o universo em uma maior escala e entender a interação entre gravidade, espaço e tempo.

Divulgada a mais de um século e considerada o feito mais conhecido do físico, a teoria da relatividade aborda os fenômenos que ocorrem em deslocamentos de objetos que possuem velocidades próximas ou iguais à da luz, originando estudos sobre as ondas gravitacionais.

Esse acontecimento é responsável pelo promissor avanço no cenário tecnológico, no que diz respeito a descoberta de novos exoplanetas, ou seja, um planeta que orbita uma estrela que não seja o Sol e, desta forma, pertence a um sistema planetário distinto ao nosso. Para que se concluísse essas descobertas, astrônomos e cientistas utilizaram 3 principais métodos conhecidos como: velocidade radial, transitividade planetária e ondas gravitacionais [1, 2].

O primeiro exoplaneta, foi descoberto em 1995, utilizando a técnica da variação da velocidade radial pelos suíços Michel Mayor e Didier Queloz da Universidade de Genebra. 51 Pegasi, nomeado de Dimidium, é um planeta extrassolar situado a aproximadamente 50 anos-luz da Terra,

Licença Creative Commons

na constelação de Pégaso. 51 Pegasi b foi o primeiro planeta orbitando uma estrela da sequência principal. Este planeta, constitui o protótipo de uma classe planetária chamada Júpiteres quentes. A descoberta do primeiro exoplaneta estabeleceu um marco na pesquisa astronômica, e desde então mais exoplanetas nas estrelas vizinhas do Sol têm sido descobertos. Na contemporaneidade, de acordo com a NASA, existem cerca de 4.331 exoplanetas já confirmados, validados e certificados. Além disso, outros 5.708 aguardam a confirmação como candidatos (veja em exoplanets.nasa.gov).

Na próxima seção descrevemos os atuais métodos de detecção de exoplanetas. O uso de ondas gravitacionais para este fim é discutido nas Seções 3 e 4. O "planeta esquecido" pelo telescópio Kepler é abordado na Seção 5. Na seção 6 apresentamos nossas conclusões.

2 *Métodos atuais de detecção*

Atualmente dentro dos métodos de detecção de exoplanetas, seguindo a linha de pesquisa de nossas referencias, destacamos quatro principais: a) método de velocidade radial, b) método de trânsito, c) microlenteamento e d) imageamento. Não detalharemos os métodos de microlenteamento e imageamento neste artigo, pois ele é fruto de nossa pesquisa e apresentação na MAES (III Mostra de Astronomia do Espirito Santo), onde apenas os dois primeiros métodos foram discutidos. Os métodos de trânsito e o de velocidade radial são os que iremos aprofundar. Faremos também uma apresentação do método de detecção através das ondas gravitacionais, um dos métodos mais novos. Sua primeira utilização foi feita em 2015 por meio dos observatórios VIRGO e LIGO.

2.1 *Velocidade radial*

Segundo Oliveira Filho & Saraiva [3], até a presente data foram descobertos quase cinco mil planetas orbitando outras estrelas que não o Sol. Chamamos esses de exoplanetas. Para identificação dos planetas extrassolares são utilizados alguns métodos, o primeiro a ser citado será o método de velocidade radial que consiste na medição da velocidade com o qual a estrela se afasta ou se aproxima. Em tal medição a perspectiva analisada será a da Terra até o astro citado. A variação ocorre, pois, existe uma relação entre o

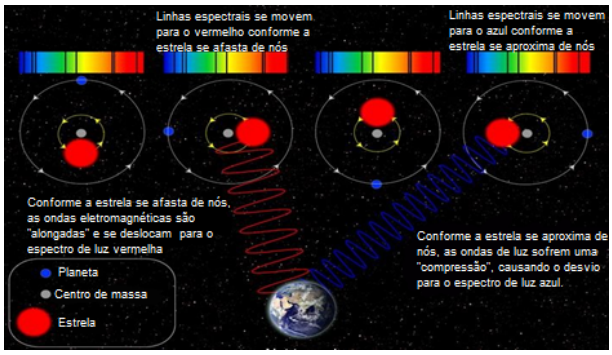


Figura 1: Exemplificação do movimento da estrela em relação a Terra e variação da frequência de luz percebida.

centro de massa, durante a órbita, e o movimento, nesse caso, o exoplaneta possui uma massa consideravelmente menor que a da estrela, por isso, o centro de massa se localizará no interior desta, tal fenômeno é responsável por causar um "bamboleio". Esse movimento é representado pela imagem da Figura 1.

Devido à baixa intensidade luminosa do planeta, um elemento importante na observação do sistema será o espectro da estrela. O movimento das linhas espectrais é causado pelo efeito Doppler, pois com o afastamento e a aproximação do astro ocorrerá variação na frequência da onda emitida do exoplaneta até a Terra.

Para registro fotográfico de um espectro luminoso utiliza-se o espectrógrafo. Dentre os usos desse equipamento destacam-se os seguintes:

- ELODIE: foi instalado na França, em 1993, no Observatório de Haute-Provence, com ele Michel Mayor e Didier Queloz, astrônomos, notaram o 51 Pegasi b (primeiro exoplaneta descoberto orbitando uma estrela da sequência principal);
- HARPS: localizado no Chile em 2003 no Observatório de La Silla. Ele é capaz de identificar variações radiais muito pequenas, como 0,5 m/s. Com essa capacidade, pode-se localizar planetas rochosos;
- ESPRESSO: armado no VLT. A, o Espresso tem a maior precisão dentre os citados, estima-se que sua precisão seja de 0,1 m/s.

Dentre as principais vantagens do uso da velocidade radial, está a capacidade de calcular a massa mínima do planeta extrassolar. Este método não leva a descoberta da inclinação do

sistema estrela-planeta, portanto se nomeia de massa mínima em relação ao valor total da massa. Entretanto, apesar das vantagens citadas existem algumas desvantagens que cabem ressaltar. São elas:

- Esse método possui a limitação quanto a perspectiva, pois, precisa-se observar o movimento na linha de visada da Terra, já que o efeito Doppler só será observado através da variação de distância até o nosso planeta.
- A velocidade radial não é adequada para encontrar um planeta que orbita uma estrela com o envelope de gás em torno dela, pois nessa condição pode expandir-se e contrair-se, levando a alterações espectrais.

Apesar das desvantagens citadas, segundo dados de 2021 divulgados pela NASA, o número de planetas extrassolares identificados através desse método é 822 (aproximadamente 19,1%), com isso conclui-se que apesar de inviável em determinadas condições, a velocidade radial é uma maneira eficaz de identificar planetas extrassolares

2.2 O trânsito astronômico

Na astronomia existem três fenômenos que recebem os nomes de trânsito, ocultação e eclipse. Todos eles possuem um conceito muito similar: consistem na passagem de um corpo astronômico na frente de outro, a partir de um ponto de vista. Por esse motivo, é de grande importância conhecer as diferenças entre essas ocorrências antes de seguir para o funcionamento do método de trânsito. Antes de conhecê-las, vale lembrar que tamanho angular (ou diâmetro angular), conceito que será utilizado em seguida, refere-se a uma medida aparente de um corpo medido a uma certa distância. Ele é um tamanho que esse corpo aparenta ter e não necessariamente tem. Com isso em mente, a compreensão dos fenômenos se torna completa.

Em primeira análise, entende-se como ocultação a passagem de um corpo de maior tamanho angular em frente a outro de menor diâmetro angular [4]. Já no eclipse, essa medida dos dois corpos é bem próxima e um passa em frente ao outro, como a Lua eclipsando o Sol. Por fim, o trânsito ocorre com corpos de diferentes diâmetros angulares, porém de forma oposta à ocultação: o menor passa em frente ao maior.

Nos séculos XVIII e XIX, muitos astrônomos se interessaram no trânsito de Vênus e Mercúrio em relação ao Sol, com intuito de medir a distância da Terra à estrela. De forma simplificada, o processo ocorreria a partir da observação do movimento de um dos planetas em frente ao Sol, a partir de dois locais bem distantes na superfície da Terra, e a distância desejada seria encontrada aplicando trigonometria.

Atualmente, de acordo com a NASA, esse método descobriu 3266 dos 4331 exoplanetas confirmados (cerca de 76,1%). Nas pesquisas de Santos e Amorim [5], encontra-se informações sobre os primeiros planetas detectados: o OGLE-TR-56b e OGL-TR-10b, em 2002. No entanto, eles escrevem que o primeiro exoplaneta estudado pelo método de fotometria foi o HD 209458b.

2.3 Funcionamento do método de trânsito (ou fotometria)

Agora que o fenômeno foi contextualizado e diferenciado da ocultação e do eclipse, pode-se seguir com o seu funcionamento. Segundo Santos e Amorim [5], a detecção de exoplanetas por meio dessa técnica consiste em captar a variação de luminosidade que chega ao telescópio. Primeiro, o planeta começa seu movimento em frente a estrela hospedeira (ingresso), e isso causa uma leve redução na luz captada. Ele continua seu trânsito e, quando está totalmente em frente ao astro, o brilho percebido é o mínimo. No momento do egresso, esse corpo termina seu trânsito e a luminosidade que é observada pelo telescópio volta ao normal. Essa explicação é exemplificada pela Figura 2.

Depois disso, esse objeto astronômico se torna um candidato a exoplaneta. Ele não pode ser considerado um exoplaneta ainda, pois essa variação pode ter ocorrido pela passagem de outro corpo que não seja um planeta. Portanto, para que ele receba essa denominação oficial, deve-se medir cerca de outras três passagens com variação luminosa muito próxima e separadas por um mesmo período de tempo. No entanto, há uma limitação em utilizá-lo. Como dito na definição desse fenômeno, ele ocorre em relação a um ponto de vista, de forma semelhante ao que ocorre no método da velocidade radial. Portanto, a limitação dele se refere ao ângulo do plano de observação em relação ao plano da órbita de um planeta. Para que seja possível observar essa ocorrência

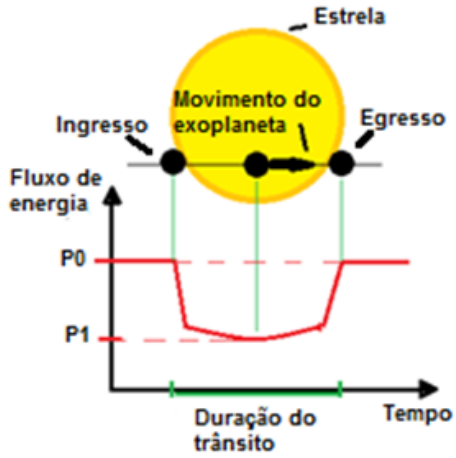


Figura 2: Trânsito simplificado de um exoplaneta e exemplo de gráfico do fluxo de energia medido durante o fenômeno.

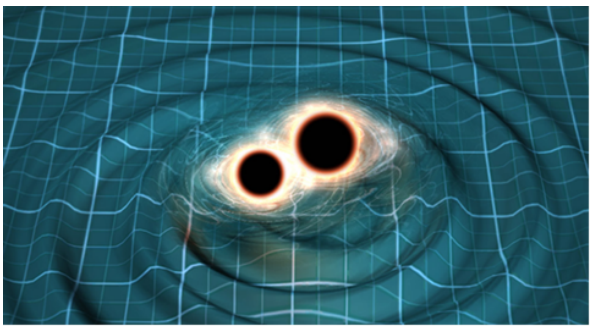


Figura 3: Corpos maciços formando as ondas gravitacionais.

da Terra, essa órbita deve ser perpendicular, ou o mais próximo disso, ao plano do céu da Terra a fim de ver o planeta passando em frente à estrela hospedeira. Se os planos possuíssem um ângulo muito distante de 90° ou fossem paralelos, olhando da Terra, o planeta nunca passaria em frente ao astro.

3 As ondas gravitacionais

Proposta a mais de um século pelo cientista Albert Einstein tendo como base a teoria da relatividade geral, as ondas gravitacionais são a deformação em forma de ondulação que se propagam no espaço-tempo [6]. Esse fenômeno ocorre quando objetos maciços se fundem, ou pela aceleração dos mesmos, essa curvatura pode ser alterada, enviando ondulações para fora do universo. A Figura 3 ilustra como são essas ondas.

Uma característica exclusiva desse evento, e a sua velocidade de propagação é que ao contrário das ondas mecânicas e sonoras sua velocidade é a mesma que a da luz.

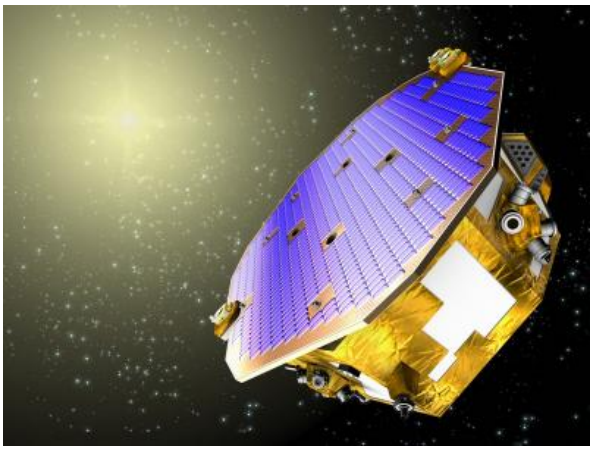


Figura 4: Imagem gráfica do satélite LISA.

A primeira detecção das ondas gravitacionais foi feita em 14 de setembro de 2015 pelo grupo de pesquisadores do Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (Ligo), a capitação foi o resultado da fusão de dois buracos negros. Dados coletados serão de grande importância para astronomia no que se refere a evolução do universo, além de ser de grande importância para a detecção de novos exoplanetas [7].

Foi com essa descoberta que os cientistas Rainer Weiss, Barry Barish e Kip Thorne receberam em 2017 o Prêmio Nobel de Física, grupo este responsável pela descoberta em 2015.

4 Funcionamento do método de ondas gravitacionais

O método de detecção através das ondas gravitacionais é um dos métodos mais novos [8]. Sua primeira utilização foi feita em 2015 por meio dos observatórios VIRGO e LIGO. Atualmente os pesquisadores pretendem utilizar um satélite com interferômetro a laser (tecnologia usada pelo VIRGO e LIGO) nomeado de LISA. Os cientistas Dra. Camila Danielski e o Dr. Nicola Tamanini estimam que esse satélite será lançado em 2034 [9]. Satélite esse que será responsável pela detecção dos primeiros exoplanetas através do método de ondas gravitacionais. A Figura 4 traz uma imagem gráfica do satélite LISA.

A detecção tem por base o efeito Doppler, fenômeno físico observado em ondas emitidas ou refletidas por um objeto em movimento em relação ao observador. Segundo Tamanini [9], o inter-

ferômetro mede as ondas gravitacionais geradas pela colisão das anãs brancas binárias. Quando um planeta está em órbita de um par de anãs brancas, o padrão de onda gravitacional observado será diferente em comparação com o de um sistema binário sem planetas. Essa mudança característica na forma de ondas gravitacionais nos permitirá descobrir exoplanetas. Ambos os cientistas afirmam que o principal ponto de vantagem desse método em relação aos outros já abordados é que as ondas gravitacionais não são afetadas por atividade estelar, além de poderem detectar exoplanetas do tamanho de Júpiter e os primeiros exoplanetas fora da nossa galáxia.

5 O "planeta esquecido" do telescópio Kepler

O telescópio espacial Kepler foi lançado em 2009 e continuou sua busca por exoplanetas até 2018, ano em que foi aposentado. Ele é considerado um grande exemplo na busca por exoplanetas, por ter descoberto grande parte dos atuais planetas conhecidos e porque seus dados e candidatos a essa denominação são estudados até os dias de hoje.

Ainda em 2009, o telescópio Kepler coletou dados sobre o exoplaneta KOI-5Ab, o qual os dados indicam possuir um tamanho próximo ao de Netuno. Além disso, sabe-se que ele realiza uma órbita a cada 5 dias e encontra-se a uma distância de aproximadamente 1800 anos-luz da Terra. No entanto, os cientistas perceberam, após analisar os dados, que no sistema haviam duas estrelas. Tal fato dificultaria a confirmação do exoplaneta KOI-5Ab, pois outros fatores poderiam gerar interferências capazes de simular um sinal de planeta. Como haviam outros candidatos mais fáceis de estudar, ele foi abandonado e, por isso, considerado o "planeta esquecido"

Todavia, após o aposento do telescópio Kepler, a TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) foi lançada. Por possuir uma tecnologia mais avançada, novos e interessantes dados seriam coletados. Foi após a TESS classificar o KOI-5Ab como candidato, que David Ciardi, cientista-chefe do Exoplanet Science Institute (NExScI) da Nasa, notou que essa classificação se tratava do "planeta esquecido".

A partir disso, um grande levantamento de dados do Kepler, da TESS e de outros telescópios em solo foi realizado para estudar esse candidato. O ponto interessante dessa pesquisa, foi a combinação de dois métodos de detecção, a velocidade radial e o trânsito planetário, para a obtenção de algumas características do planeta. O primeiro foi utilizado para verificar a massa do corpo e a fotometria foi responsável por medir o tamanho dele. E assim Jessie Dotson, integrante do projeto Kepler/K2 da NASA afirma que após mais de uma década, o planeta perdido foi confirmado e recebeu a nomeação oficial.

6 Conclusão

A partir das discussões apresentadas neste artigo, pode-se concluir que as pesquisas em torno da detecção de exoplanetas ainda são recentes, porém grandes avanços foram feitos. Conforme os anos passam, novas tecnologias são implementadas nos telescópios com intuito de melhorar as formas de detecção e os dados obtidos. Ademais, relembrou-se de alguns conceitos, como ondas gravitacionais, efeito Doppler e alguns fenômenos astronômicos, as formas de identificação foram diferenciadas. Por fim, com as informações recentes sobre o planeta detectado pela sonda Kepler, disponíveis na página da NASA [10], foi possível entender que, por mais que elas sejam formas distintas, a combinação das diferentes técnicas é uma ferramenta muito útil para facilitar as descobertas científicas.

Sobre os autores

Roger da Trindade Gomes (rogertrindadeufes@gmail.com), professor orientador do presente trabalho, é Licenciado em Matemática (2011) e Física (2018) pela Universidade Federal do Espírito Santo. Possui Especialização em Educação de Jovens e Adultos (2013), pelo Instituto Federal do Espírito Santo, e atualmente é mestrando em Ensino na Educação Básica pelo CEUNES-UFES. Professor de matemática de ensino médio do SESI, Linhares/ES, com interesse em pesquisas voltadas para a tecnologia na educação e astronomia.

Aline Marques Ferreira (alineferreiramarques@hotmail.com) concluiu o Ensino Médio (2020) na Escola Cat "Eurico de Aguiar Salles ", SESI-Linhares/ES e está cursando Técnico em Mecâ-

nica no SENAI-Linhares/ES. Participou e venceu a III MAES na categoria escola particular.

Lívia Cezar Bayerl (liviabayerl@gmail.com) concluiu o Ensino Médio (2020) na Escola Cat "Eurico de Aguiar Salles", SESI-Linhares e está cursando Técnico em Mecânica no SENAI. Integrou a lista de participantes da III MAES 2020, além disso continua as pesquisas sobre o tema astronomia.

Davi Bossatto Vettoraci (davibossatto@gmail.com) encerrou o Ensino Médio (2020), na Escola Cat "Eurico de Aguiar Salles"SESI-Linhares. O aluno cursa o Técnico em Mecânica no SENAI. Participou da III MAES 2020 com sua equipe, e continuou as pesquisas para a conclusão do artigo.

Adryan Petry Lenchuk (adryanplenchuk@gmail.com) encerrou o Ensino Médio (2020) pela escola SESI-Linhares e está cursando Técnico em Eletrotécnica no SENAI. Participou do III MAES 2020, e continua a pesquisar temas da área de astronomia.

Referências

[1] C. Kitchin, *Exoplanets: finding, exploring, and understanding alien worlds* (Springer, New York, 2012).

[2] M. Hrudková, *Planets by other suns*, Tese de Doutorado, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Prague (2009).

[3] K. S. Oliveira Filho e M. F. O. Saraiva, M.F.O, *Astronomia & astrofísica*, 3.ed (Livraria da Física, São Paulo, 2014).

[4] D. Mislis, *Theory and applications for transiting extrasolar planets*, Tese de Doutorado, University of Hamburg, Germany (2010).

[5] W. C. Santos e R. G. G. Amorim, *Descoberta de exoplanetas pelo método de trânsito*, Revista Brasileira de Ensino de Física **39** (2), e2308 (2017).

[6] A. Schossler, *O que são ondas gravitacionais e por que elas são importantes*, DW-Brasil, 11 fev. 2016, disponível em https://p.dw.com/p/1Hu6H, acesso em jan. 2021.

[7] *Cientistas comprovam ondas gravitacionais de Einstein*. DW-Brasil, 11 fev. 2016, disponível em p.dw.com/p/1Htyh, acesso em jan. 2021.

[8] Max Planck Society, *Discovering exoplanets with gravitational waves*, Phys.org, 9 jul. 2019, disponível em phys.org/news/2019-07-exoplanets-gravitational.html, acesso em jan. 2021.

[9] N. Tamanini e C. Danielski, *The gravitational-wave detection of exoplanets orbiting white dwarf binaries using LISA*, Nat. Astron. **3**, 858–866 (2019).

[10] *Roteiro para caça de planeta* [nossa tradução], Exoplanet Exploration - NASA, disponível em exoplanets.nasa.gov/alien-worlds/kepler-timeline/#roadmap-for-planet-hunting, acesso em jan. 2021.

Singularidade: O artigo seminal sobre buracos negros

Julio Cesar Chirichella Felicioni de Souza
Universidade Cruzeiro do Sul

Resumo
Apresentamos uma tradução do inglês para o português brasileiro do importante artigo de Sir Robert Penrose sobre buracos negros, mais especificamente sobre a matemática da singularidade física.

Abstract
We present a translation from English into Brazilian Portuguese of Sir Robert Penrose's important article on black holes, more specifically on the mathematics of physical singularity.

Palavras-chave: Penrose, colapso gravitacional, singularidade, relatividade geral, física matemática.
Keywords: Penrose, colapso gravitacional, singularidade, general relativity, mathematical physics.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v2n1.33409

Introdução

Em 1965, Sir Robert Penrose enuncia o primeiro resultado genuinamente einsteiniano da relatividade geral, seu teorema da singularidade, onde introduz o conceito de superfícies aprisionadas fechadas, fundamental para as áreas de relatividade numérica, relatividade matemática, cosmologia e modelos análogos de gravidade.

Usando a noção de hipersuperfícies de Cauchy e de hiperbolicidade global, ele propôs uma incompletude na formulação da geodésica para caracterizar uma singularidade no espaço-tempo. Assim nascem os teoremas sobre singularidades, que promoveram, nos últimos 50 anos, inúmeros avanços nas áreas supracitadas e, mais tarde, a premiação de Penrose com o Nobel de Física em 2020.

A seguir, apresenta-se a tradução, do inglês para o português, desse importante artigo científico.

Sobre o tradutor

Julio Cesar Chirichella Felicioni de Souza (juliuscalculus@gmail.com) é Licenciado em Matemática pela Universidade Cruzeiro do Sul (2017), Especialista em Ensino de Física (2020) e mestrando em Ensino de Ciências pela mesma instituição. Atualmente desenvolve pesquisas sobre o ensino de relatividade, astronomia, astrofísica e cosmologia no ensino básico.

Licença Creative Commons

Colapso gravitacional e singularidades espaço-temporais[1]

Robert Penrose
Departamento de Matemática
Birkbeck College, Londres, Inglaterra

O descobrimento das fontes de rádio quase-estelares estimulou um renovado interesse na questão do colapso gravitacional. Foi sugerido por alguns autores [1] que enormes quantidades de energia que estes objetos aparentemente emitem pode ser resultado de um colapso de uma massa da ordem de $(10^6 - 10^8)$ massas solares para a vizinhança do seu raio de Schwarzschild, acompanhado por uma violenta liberação de energia, possivelmente na forma de radiação gravitacional. A discussão matemática detalhada em tais situações é difícil, pois toda complexidade da relatividade geral é necessária. Consequentemente, os cálculos mais exatos tratando das implicações do colapso gravitacional empregaram a suposição simplificadora da simetria esférica. Infelizmente, isso impede qualquer discussão detalhada da radiação gravitacional – que requer pelo menos uma estrutura quadripolar.

A situação geral no que diz respeito a um corpo esfericamente simétrico é bem conhecida [2]. Para uma massa suficientemente grande, não há estado final de equilíbrio. Quando energia térmica suficiente é irradiada, o corpo se contrai e continua a se contrair até que uma singularidade física em $r = 0$ é encontrada. Como medido por observadores locais comoveis, o corpo passa através do seu raio de Schwarzschild, $r = 2m$. (As densidades envolvidas não são enormemente grandes se a massa total é grande o bastante). Para um observador externo a contração para $r = 2m$ parece tomar um tempo infinito. No entanto, a existência de uma singularidade apresenta um sério problema para qualquer discussão completa sobre a física da região interior.

A questão que tem sido levantada é se essa singularidade é, de fato, simplesmente uma propriedade da alta simetria assumida. A matéria colapsa radialmente para dentro de um ponto único no centro, tal que uma catástrofe espaço-temporal talvez não seja surpreendente. Não poderia a presença de perturbações que destroem a simetria esférica alterar a situação drasticamente? A recente solução rotacional de Kerr [3] também possui uma singularidade física, mas devido ao alto grau de simetria ainda presente (a solução é algebricamente especial), pode ser novamente argumentado que a mesma não é representativa de uma situação geral [4]. Colapsos sem assumir simetrias [5] serão discutidos aqui.

Considere a evolução temporal de uma hipersuperfície de Cauchy C^3 representando a distribuição inicial de matéria. Podemos assumir as equações de campo de Einstein e equações de estado apropriadas para a matéria. De fato, a única suposição feita aqui sobre essas equações de estado será a definição não negativa da expressão de energia de Einstein (com ou sem termo cosmológico). Suponha que essa distribuição de matéria sofra um colapso gravitacional de uma forma que, em princípio, quantitativamente se assemelha ao caso simetricamente esférico. Será demonstrado que, após uma certa condição crítica ser cumprida, desvios da simetria esférica não podem impedir de surgirem singularidades espaço-temporais. Se, como parece justificável, não é permitido a existência de singularidades físicas reais no espaço-tempo, a conclusão aparentemente inescapável é que, dentro de um objeto em colapso, ao menos uma das condições seguintes deve valer: (a) Ocorre energia negativa local [6]. (b) As equações de Einstein são violadas. (c) A variedade do espaço-tempo é incompleta [7]. (d) O conceito de espaço-tempo perde seu significado em curvaturas muito altas – possivelmente devido a fenômenos quânticos [2]. De fato (a), (b), (c) e (d) estão de alguma forma interligadas, sendo a distinção, parcialmente, um exercício mental.

Antes de examinar o caso assimétrico, considere uma distribuição de matéria esfericamente simétrica de raio finito em C^3 que colapsa simetricamente. A região vazia que circunda a matéria irá, neste caso, ser um campo de Schwarzschild, e podemos usar convenientemente a métrica $ds^2 = -2drdv + dv^2(1 - 2m/r) - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$, com um parâmetro temporal avançado v para descrevê-lo [8]. A situação está descrita na Figura 1.[2] Note que o observador exterior sempre verá a matéria fora de $r = 2m$, sendo o colapso

[1] Publicado originalmente em 18 de Janeiro de 1965, na Physical Review Letters, volume 14, número 3.

[2] Nota dos Editores: A figura original é de autoria do próprio Penrose, que é um talentoso desenhista e entusiasta do uso de desenhos e diagramas no ensino e pesquisa em física e matemática, veja por exemplo o projeto "The Big Draw": www.youtube.com/watch?v=hb4V4O-7M4s.

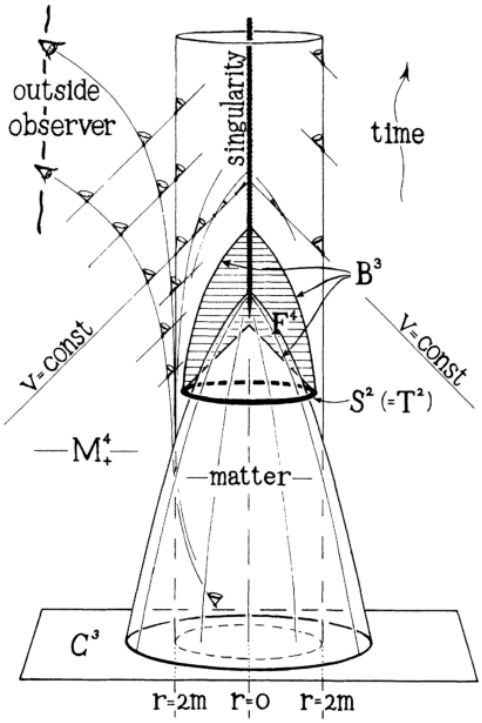


Figura 1: Colapso esfericamente simétrico(Suprimido numa dimensão espacial) O diagrama serve essencialmente também para a discussão do caso assimétrico.

através de $r = 2m$ até a singularidade em $r = 0$ invisível para ele.

Após a matéria ser contraída para dentro de $r = 2m$, uma esfera tipo espaço S^2 (t = constante, $2m > r$ = constante) poderá ser encontrada na região vazia que circunda a matéria. Esta esfera é um exemplo do que podemos chamar aqui de *superfície aprisionada* – definida geralmente como uma 2-superfície T^2, tipo tempo, fechada, com a propriedade de que dois sistemas de geodésicas nulas que encontram T^2 ortogonalmente convergem localmente em direções futuras em T^2. Notadamente, superfícies aprisionadas ainda existirão se a região com matéria não tiver uma fronteira nítida ou se a simetria esférica for abandonada, contanto que os desvios da situação acima não sejam muito grandes. De fato, todas soluções de Kerr com $m > a$ (momento angular ma) possuem superfícies aprisionadas, ao passo que, aquelas para as quais $m \leq a$, não possuem [9]. O raciocínio será mostrar que a existência de uma superfície aprisionada implica – independentemente da simetria – que as singularidades necessariamente ocorrem.

A existência de uma singularidade nunca pode ser inferida, no entanto, sem uma hipótese tal como a completeza da variedade considerada. Será necessário, aqui, supor que a variedade M^4_+, que é a evolução temporal futura de uma hipersuperfície de Cauchy inicial C^3 (limite passado da região M^4_+) possui completeza nula no futuro. As várias hipóteses serão, mais precisamente, como se segue: (i) M^4_+ é uma variedade riemanniana não-singular $(+---)$ a qual cada meio cone nulo forma dois sistemas separados ("passado" e "futuro"). (ii) Cada geodésica nula em M^4_+ pode ser estendida para o futuro para valores arbitrariamente grandes do parâmetro afim (completeza nula). (iii) Toda curva tipo tempo, ou geodésica nula, em M^4_+ pode ser estendida para o passado até que encontre C_3 (condição de hipersuperfície de Cauchy). (iv) Em cada ponto de M^4_+, todos vetores tipo tempo t^μ satisfazem $(-R_{\mu\nu} + \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu})t^\mu t^\nu \geq 0$ (não negatividade da energia local). (v) Existe uma superfície aprisionada T^2 em M^4_+. Será mostrado aqui, em resumo, que (i), ..., (v) são conjuntamente inconsistentes.

Seja F^4 o conjunto de pontos em M^4_+ que podem ser conectados a T^2 por uma curva regular tipo tempo, levando para o futuro de T^2. Seja B^3 a fronteira de F^4. Considerações locais mostram que B^3 é nula onde é não singular, sendo gerada pelos segmentos de geodésicas nulas que encontram T^2 ortogonalmente em um ponto final passado, e tem um ponto final futuro se esse for uma singularidade (numa região cáustica ou de cruzamento) de B^3.

Seja l^μ (sujeito a $l^\mu_{;\nu}l^\nu = 0$), $\rho\,(= -\frac{1}{2}\,l^\nu_{;\nu})$, e $|\sigma| = \{[\frac{1}{2}\,l_{(\mu;\nu)}l^{\mu;\nu} - \frac{1}{4}\,(l^\mu_{;\mu})^2]^{1/2}\}$, respectivamente, um vetor tangente apontado para o futuro, a convergência, e o cisalhamento para essas geodésicas nulas [10], e seja A uma área infinitesimal correspondente a uma seção transversal de B^3. Então $[(A^{1/2};_\mu\, l^\mu)];_\nu\, l^\nu = -(A^{1/2}\rho);_\mu\, l^\mu = -A^{1/2}(|\sigma|^2 + \Phi) \leq 0$ onde $\Phi = -\frac{1}{2}\,R_{\mu\nu}l^\mu l^\nu[\geq 0$ por (iv)]. Como T^2 é aprisionada, $\rho > 0$ em T^2, então A zera numa distância afim finita para o futuro de T^2 em cada geodésica nula. Cada geodésica, então, encontra uma cáustica. Consequentemente, B^3 é compacta (fechada), sendo gerada por um sistema compacto de segmentos finitos. Podemos aproximar B^3 arbitrariamente próximo a uma superfície tipo espaço, fechada e suave B^{3*}.

Seja K^4 o conjunto de pares (P, s) com $P \in B^{3*}$ e $0 \leq s \leq 1$. Defina um mapa contínuo

$\mu : K^4 \to M^4_+$ onde, para P fixo, $\mu\{(P,s)\}$ é o segmento de geodésica passado normal a B^{3*} em $P = \mu\{(P,1)\}$, encontrando C^3 [como deve ser, por (iii)] no ponto $\mu\{(P,0)\}$. Em cada ponto Q de $\mu\{K^4\}$ podemos definir o grau $d(Q)$ de μ como sendo o número de pontos de K^4 que mapeiam para Q (corretamente contados). Sob qualquer região não contendo a imagem de um ponto fronteiriço de K^4, $d(Q)$ será constante. Perto de B^{3*}, μ é 1 - 1, então $d(Q) = 1$. Segue que $d(Q) = 1$ perto de C^3, igualmente, por isso o grau do mapa $B^{3*} \to C^3$, induzido por μ quando $s = 0$, também deve ser igual a unidade. A impossibilidade disso decorre da não compacticidade de C^3.

Detalhes completos deste e de outros resultados relacionados serão dados em outro trabalho.

Referências

[1] F. Hoyle e W. A. Fowler, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 125, 169 (1963); F. Hoyle, W. A. Fowler, G. R. Burbidge e E. M. Burbidge, Astrophys.J. 139. 909 (1964); W. A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 36, 545 (1964); Ya. B. Zel'dovich e I. D. Novikov, Dokl. Akad. Nauk SSSR 155, 1033 (1964) [tradução: Soviet Phys. - Doklady 9, 246 (1964)]; I. S. Shklovskii e N. S. Kardashev, Dokl. Akad. Nauk SSSR 155, 1039 (1964) [tradução: Soviet Phys. -Doklady 9, 252 (1964)]; Ya. B. Zel'dovich e M. A.Podurets, Dokl. Akad. Nauk SSSR 156, 57 (1964) [tradução: Soviet Phys. - Doklady 9, 373 (1964)]. Além disso vários artigos nos Proceedings of the 1963 Dallas Conference on Gravitational Collapse (University of Chicago Press, Chicago, Illinois, 1964).

[2] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, Phys. Rev. 56, 455 (1939). Ver também J. A. Wheeler, em Relativity, Groups and Topology, editado por C. deWitt e B. deWitt (Gordon and Breach Publishers, Inc., New York, 1964); e referência 1.

[3] R. P. Kerr, Phys. Rev. Letters 11, 237 (1963)

[4] Veja também E. M. Lifshitz e I. M. Khalatnikov,Advan. Phys. 12, 185 (1963).

[5] Ver também P. G. Bergmann, Phys. Rev. Letters 12, 139 (1964).

[6] A energia negativa de um "campo Q" pode ser invocada para evitar singularidades: F. Hoyle e J. V. Narlikar, Proc. Roy. Soc. (Londres) A278, 465 (1964). No entanto, é difícil ver como até a presença de energia negativa pode levar a um "salto" eficaz se a causalidade local deve ser mantida.

[7] A filosofia "I'm all right, Jack"[3] no que diz respeito às singularidades seria incluída neste título.

[8] D. Finkelstein, Phys. Rev. 110, 965 (1959).

[9] O caso $m < a$ é interessante porque aqui uma singularidade é visível para um observador externo. Se singularidades "visíveis" surgem ou não inevitavelmente em circunstâncias apropriadas é uma questão intrigante não coberta pela presente discussão.

[10] Para a notação, etc., consulte E. Newman e R. Penrose, J. Math. Phys. 3, 566 (1962).

[3] Nota dos Editores: "I'm all right, Jack" é uma expressão britânica, normalmente pejorativa, que descreve um certo egoísmo de alguém contente com suas circunstâncias e indiferente com a dos outros. A expressão também dá nome a um filme britânico, lançado em 1959, que fez sucesso na época.

João Evangelista Steiner (1950 – 2020)



Em 10 de setembro de 2020 faleceu em sua terra natal, São Martinho (Santa Catarina), João Evangelista Steiner, vítima de um enfarte. Tal desaparecimento causou uma comoção na comunidade científica por tratar-se de uma figura de proa da astronomia brasileira, o que explica a pletora de obituários e comunicados publicados na mídia. Não é minha intenção repetir tudo o que já foi dito, mas de recordar apenas meus momentos de vivência com o João, salientando o cientista e o homem que foi.

Na minha volta da França ao Brasil em 1971, comecei a organizar um pequeno grupo de astrofísica no seio do Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de S. Paulo. Os primeiros alunos que se interessaram em participar, todos oriundos do Instituto de Física, foram Augusto Damineli, Laerte Sodré e João Steiner, que sempre mantiveram seus laços de amizade desenvolvidos na época universitária. Com o lançamento do satélite Uhuru em 1970, as primeiras fontes de raios-X associadas a sistemas binários contento um objeto compacto foram descobertas. Assim, com os "três mosqueteiros", iniciamos um projeto de estudo destas fontes. Damineli trabalhou em um modelo para a fonte Her X-1 enquanto Sodré reefetuou um estudo dinâmico de diferente sistemas para determinar suas massas. Ambos estudos resultaram em teses de mestrado defendidas em 1976. João dedicou-se a uma fonte particular, Cygnus X-1, já que esta continha um objeto compacto que poderia ser interpretado como um buraco negro, o que seria o primeiro exemplo astrofísico da realidade destes astros. Seu trabalho também resultou em um mestrado defendido em 1975.

Aqui abro um parêntese para lembrar um pouco o trabalho sobre Cygnus X-1. O espectro desta fonte, na época, era difícil de modelar com o chamado modelo de disco de acreção desenvolvido por Shakura e Sunyaev em 1973 (conhecido como modelo 'alfa'). Introduzimos, entre

Licença Creative Commons

outras, duas modificações radicais no modelo 'alfa' – a primeira, no cálculo da viscosidade turbulenta, que aumentava a eficiência do transporte do momento angular do gás e a segunda, um mecanismo de emissão importante em altas temperaturas, o bremsstrahalung elétron-elétron, capaz de explicar a cauda observada no espectro de Cygnus X-1 em altas energias (dezenas de keV). Este trabalho com o João foi publicado em 1976. Face a importância do resultado, inscrevi o mesmo na 14ª Conferência Internacional sobre Raios Cósmicos, realizada em 1975 na Alemanha. Por razões diversas, não pude apresentar o trabalho e conversei com o João se achava ter condições de fazê-lo. O "sim" foi sem hesitação e a apresentação do João em Munique foi excelente. Como consequência, T. Piran se interessou pelos resultados apresentados e realizou um estudo, publicado em 1978, mostrando que o nosso modelo era termicamente estável, o que não era o caso do modelo de Shakura e Sunyaev. Apesar da imensa vantagem de nossa formulação, a simplicidade do modelo 'alfa' fez com que continuasse a ser amplamente utilizado. No entanto, face as dificuldades deste modelo em explicar certas observações, Duschl e colaboradores em 1998, Richard e Zahn em 1999 propuseram uma alteração na forma de calcular a viscosidade turbulenta, que essencialmente reproduzia o modelo publicado por nós há mais de duas décadas, sem mencionar nosso trabalho. Como conhecia muito bem Jean-Paul Zahn, escrevi-lhe uma carta, incluindo cópia do nosso artigo que, infelizmente, ficou sem resposta! Dez anos depois, Zahn veio a Nice participar da banca de doutorado de meu aluno Matias Montesinos, que versava sobre discos de acreção não estacionários nos quais a viscosidade turbulenta tem um papel preponderante. Durante a defesa, Zahn declarou publicamente, na presença de outros especialistas como Pierre-Luigi Selvelli e Jean-Pierre Lasota, que a formulação do número de Reynolds crítico tinha sido proposta originalmente em 1976 por Steiner e eu mesmo. Em 2017 vim a S.Paulo para apresentar uma conferência na reunião anual da Sociedade Astronômica Brasileira, ocasião que tive para reencontrar o João. Na nossa conversa, entre outros assuntos, contei-lhe a declaração do Zahn – João fez um largo sorriso e comentou – "sabia que tínhamos razão". Eu é que não sabia que era a última vez que encontrava o João na minha vida.

Prosseguindo o trabalho sobre discos de acreção, João apresentou sua tese de doutorado em 1979 onde discutia a presença de tais discos em binárias cerradas (tipo cataclísmicas) e em núcleos ativos de galáxias. Seu pós doutorado foi realizado nos EUA (Harvard, Smithsonian Center for Astrophysics) e, retornando ao Brasil em 1982, dedicou-se ao estudo das variáveis cataclísmicas e núcleos ativos de galáxias, em continuidade ao seu projeto de doutorado. João deu uma importante contribuição para estes campos de pesquisa e, em particular, seu artigo com J. P. Halpern de 1983 ("Low-ionization active galactic nuclei-X-ray or shock heated?") teve até agora mais de 300 citações. Formou vários estudantes nestas linhas de pesquisa, que se encontram hoje ativos em diferentes centros de pesquisa do país.

A estada em Harvard mostrou ao João a importância da colaboração científica internacional e a necessidade do país se associar a grandes projetos desenvolvidos por consórcios implicando a participação de várias nações. Assim, João teve um papel preponderante na participação do Brasil nos projetos Gemini e Soar. Pessoalmente, embora favorável a estas iniciativas, noto que, exceção feita ao INPE, a maioria dos grupos e/ou departamentos de astronomia universitários não desenvolveram uma infraestrutura instrumental adequada. Como consequência, até hoje o

país foi incapaz de projetar e construir qualquer instrumento de vanguarda para os telescópios Gemini e Soar.

A contribuição do João para a disciplina não se limitou as atividades de pesquisa e de formação. João foi ainda um excelente professor, atuando tanto na graduação como na pós, bem como foi um grande divulgador da ciência em geral e em particular da astronomia.

Durante sua carreira ocupou diferentes funções acadêmicas. Foi secretário geral da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC), presidente da Sociedade Astronômica Brasileira e diretor do Instituto de Estudos Avançados (IEA) da USP. O reconhecimento da sua contribuição para a disciplina e para a comunidade fica evidenciado por sua eleição à Academia Brasileira de Ciências em 2005 e a atribuição, pelo governo brasileiro, da Grã-Cruz do Mérito Científico em 2010.

No entanto, sua passagem por outras funções públicas foi controversa. Como diretor da divisão de Ciências Espaciais do INPE teve divergências com o grupo de radioastronomia que, como consequência engendrou uma nova cisão neste grupo: parte permaneceu na instituição e outra parte foi acolhida temporariamente pela Escola Politécnica da USP, antes de retornar a Universidade Mackenzie. Tal grupo já havia anteriormente sofrido uma cisão por ocasião de seu deslocamento do Observatório Nacional para o INPE, pois parte do grupo ficou no Rio de Janeiro, sendo em seguida absorvida pelo IAG-USP. Estes sucessivos episódios marcaram a decadência da radioastronomia brasileira. A passagem do João pela Secretaria dos Institutos do MCT também foi marcada por um grave conflito com o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, ligado a avaliação do instituto e a sua pós graduação.

Durante o governo Lula, o ministro do MCT, Sergio Resende, apoiou uma iniciativa de parte da comunidade astronômica nacional em favor da entrada do Brasil na organização do Observatório Europeu Austral (ESO). Apesar da oposição de um grupo liderado pelo João, o acordo com o ESO foi assinado no fim do governo Lula e tramitou durante anos no Congresso Nacional, que deveria aprovar os recursos necessários previstos no acordo. Tal não ocorreu, e o ESO decidiu prosseguir em seus projetos (principalmente o E-LT ou Extremely Large Telescope) sem a participação do Brasil, cujos recursos eram, na época, indispensáveis para que o ESO tivesse um orçamento adequado para este projeto em particular. Como observador distante, creio que as duas partes tiveram um comportamento sectário, sendo incapazes de ouvir e levar em conta objeções levantadas e sugestões feitas pelo outro lado. Os partidários da entrada no ESO, como os que defenderam a participação no consórcios Gemini e Soar, em qualquer momento associaram as propostas em questão ao problema do desenvolvimento instrumental, como mencionei anteriormente, muito mais sério no caso do ESO. Os novos instrumentos fazem parte de um plano à longo prazo e são desenvolvidos por institutos dos países membros, que responderam e que ganharam uma concorrência pública. O grupo responsável pelo desenvolvimento do projeto tem privilégios de uso do instrumento durante 2 anos, bem como dos alvos estabelecidos nos objetivos científicos iniciais. Isto representa um sério *handicap* para os astrônomos que não participaram da elaboração do projeto, que serão obrigados a uma associação ou a uma utilização que os excluem dos objetivos importantes do instrumento.

Não me cabe julgar ou pontuar a contribuição do João para a astronomia brasileira, em relação a suas ações positivas e aquelas contestáveis. Caberá aos historiadores, com suficiente

recuo temporal, analisar os fatos. Pessoalmente, nestas poucas linhas, quis apenas dar meu testemunho sobre um cientista de valor que tive o privilégio de orientar, colaborar e com o qual, até o nosso último encontro em 2017, mantive relações cordiais e de sincera amizade.

J.A. de Freitas Pacheco
Observatoire de la Côte d'Azur, França