

# CADERNOS DE ASTRONOMIA

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

## BURACOS NEGROS

A large, central image of a black hole with a glowing accretion disk, showing a bright ring of light and a dark center. The background is a dark, textured space.

A geologia  
de Marte

Planck e a  
quantização  
da energia

Astronomia  
literária

Buracos  
negros  
quânticos

# Cadernos de Astronomia

ISSN 2675-4754

## EDITORES RESPONSÁVEIS

Prof. Dr. Alan M. Velasquez Toribio (UFES)  
alan.toribio@ufes.br

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

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

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

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

## CONSELHO CIENTÍFICO

Adriano Mesquita Oliveira (UFES)

Davi Rodrigues (UFES)

Jose Alexandre Nogueira (UFES)

José A. Freitas Pacheco (OCA, França)

Martin Richarte (UFES)

Oliver F. Piattella (UFES)

Renato Las Casas (UFMG)

Sergio Mascarello Bisch (UFES)

Valerio Marra (UFES)

William Ricaldi (UFES)

Winfried Zimdahl (UFES/UD, Alemanha)

## RESPONSÁVEL GRÁFICO

Carolina Luzes Marcos -  
carolina.marcos@edu.ufes.br

## ENDEREÇO

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

[www.periodicos.ufes.br/astronomia](http://www.periodicos.ufes.br/astronomia)

## SOBRE A REVISTA

A revista Cadernos de Astronomia é uma publicação semestral do Núcleo de Astrofísica e Cosmologia da UFES (Cosmo-ufes) e do Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação (PPGCosmo). Propõe-se a publicar artigos destinados à divulgação científica, história da ciência, ciência e sociedade, ensino e pesquisa em astronomia e áreas correlatas. Com acesso totalmente gratuito, o objetivo é tornar acessível a um amplo público, que inclui estudantes secundários, professores, graduandos e simpatizantes da área, o conhecimento científico relacionado à astronomia, cosmologia e gravitação.

## 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](http://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](http://ppgcosmo.cosmo-ufes.org) e [www.cosmologia.ufes.br](http://www.cosmologia.ufes.br)

Crédito imagens:

Capa: NASA's Goddard Space Flight Center; background, ESA/Gaia/DPAC

Contra capa: NASA's Goddard Space Flight Center

## *Carta ao leitor*

A ciência em geral possui um grande poder influenciador sobre a cultura popular. A literatura e o cinema talvez sejam os maiores palcos por onde o conhecimento científico consegue motivar a produção cultural, como demonstra um dos mais famosos gêneros literário e cinematográfico, a ficção-científica. O despertar do imaginário humano pelas descobertas científicas é ainda mais acentuado quando estas revelam conceitos que fogem do senso comum. Tem sido assim, por exemplo, com as inusitadas constatações da física quântica e seu mundo não determinístico. Dentro da astronomia, os buracos negros talvez sejam os objetos mais atrativos para a exploração criativa. Isso devido a seu fortíssimo campo gravitacional, capaz de sugar estrelas inteiras e impedir que qualquer coisa possa escapar de seu interior. São objetos enigmáticos espalhados por todo o universo, nos convidando a avançar até a fronteira do conhecimento científico para desvendar seus mistérios.

É sobre este atrativo tema que se debruça a Seção Temática dessa edição dos Cadernos de Astronomia. Pesquisadores e pesquisadoras, especialista em gravitação, apresentam o estado da arte da física de buracos negros e como se deu a formação desse conhecimento ao longo da história. Veremos como a solução mais simples da teoria da relatividade geral levou a complexos debates acerca da existência desses objetos exóticos e do entendimento da própria física gravitacional e suas consequências para todo o cosmo. Esperamos que estes textos possam fornecer um panorama amplo para diversos públicos, não só jovens estudiosos que pretendem se dedicar a este assunto, mas também curiosos em geral que gostariam de entender melhor os buracos negros.

Outros artigos do presente número focam em temas também instigantes para os leitores e leitoras. A geologia de Marte e suas implicações para uma possível colonização do planeta vermelho é discutida em detalhes. O artigo marcante de Max Planck, onde se apresenta a ideia de quantização da energia, é apresentado em uma tradução direta do alemão para o português. Entre outros trabalhos de pesquisa e ensino de astronomia, também há textos produzidos pelos grupos premiados na última edição da Mostra de Astronomia do Espírito Santo, realizada em 2022.

Assim, mais um vez, os Cadernos de Astronomia espera contribuir para a popularização do conhecimento científico em variados ambientes de nossa sociedade.

*Os editores*

# Sumário

## Seção Temática

### Apresentação

*Os Editores* . . . . . 5

### Sobre buracos negros

*Felipe Tovar Falciano* . . . . . 6

### As soluções de buraco negro: 1916-1965

*Carla Rodrigues Almeida* . . . . . 16

### Sobre a evolução conceitual acerca da formação de buracos negros

*Rafael Fernandes Aranha* . . . . . 35

### Introdução à física de buracos negros

*Santiago Esteban Perez Bergliaffa* . . . . . 49

### Agujeros negros

*Gustavo Dotti* . . . . . 67

### A termodinâmica de buracos negros

*Tiago V. Fernandes* . . . . . 78

### Uma discussão sobre buracos negros quânticos

*Matheus S. Soares e Gabriel Menezes* . . . . . 91

## Artigos

### Introdução aos aspectos geológicos do planeta Marte: implicações para a possibilidade de colonização humana

*Gislayne Roque Silvestre* . . . . . 110

### A estrutura de emissão e cinemática do gás molecular quente e gás ionizado na galáxia NGC6814

*Pedro Albino Baierle e Rogemar A. Riffel* . . . . . 120

## Ensino

### Estrelas e buracos negros: uma proposta transdisciplinar

*Lincoln S. F. Correia et al.* . . . . . 129

## MAES 2022 - Trabalhos Premiados

### Astronomia literária: o ensino e a divulgação em astronomia através da literatura de cordel

*Zowguifer E. N. dos Anjos et al.* . . . . . 135

### Estrelas: propriedades e ciclo de vida

*Carlos Daniel C. Silva et al.* . . . . . 143

### Reflexões acerca das ondas gravitacionais: O que aprendi na Iniciação Científica Junior

*Ana Júlia P. Poloni et al.* . . . . . 156

### Uma abordagem histórica da astronomia no contexto da iniciação científica

*Lucas A. Xavier et al.* . . . . . 165

## Textos Clássicos

### Max Planck e a quantização da energia

*Oliver F. Piattella* . . . . . 175

## *Buracos Negros*

Um tema singular do qual nosso imaginário não consegue escapar. Este é o buraco negro, um dos objetos astrofísicos mais misteriosos do universo. Há pouco mais de um século, o físico alemão Karl Schwarzschild encontra a primeira solução das recém formuladas equações de Einstein, base da teoria da Relatividade Geral, que descreve os fenômenos gravitacionais. Trata-se de uma solução matemática simples, fruto do trabalho de um combatente que, em meio à primeira guerra mundial e contando como armas apenas lápis e folhas de papel, encontra um resultado que moveria as próximas gerações de astrônomos em busca deste novo objeto astrofísico, capaz de aprisionar tudo o que é conhecido, inclusive a luz.

Esta edição dos Cadernos de Astronomia publica uma série de artigos dedicados a este tema tão envolvente. Os textos são assinados por vários especialistas no assunto, do Brasil e do exterior, discutindo diferentes aspectos tanto do ponto de vista histórico quanto técnico. São artigos que levarão o leitor a compreender conceitos básicos sobre buracos negros, a evolução do conhecimento científico nessa área, a matemática por detrás da física de buracos negros.

Felipe Falciano é quem abre essa Seção Temática apresentando de forma clara e elementar os conceitos básicos que circundam o entendimento atual dos buracos negros. Mas como uma solução matemática tão exótica passou a ser admitida como a descrição de um objeto físico real? O artigo de Carla Rodrigues revive a história sobre o desenvolvimento do conceito de buracos negros durante as primeiras décadas após o trabalho de Schwarzschild. Desde as primeiras interpretações desta solução até o atual estado da arte deste tema, houve uma enorme evolução nesta área. Rafael Aranha, em seu artigo, também revive a evolução dos conceitos matemáticos e físicos mas em torno da questão de como se dá a formação de buracos negros no universo.

Dentro do entendimento atual destes objetos, sabemos, por exemplo, que outras soluções de buracos negros podem existir se considerarmos propriedades como rotação e carga elétrica. Aspectos mais detalhados da física de buracos negros são apresentados nos trabalhos de Santiago Perez-Bergliaffa e Gustavo Dotti. Buracos negros também podem servir como exemplos de sistemas onde diferentes áreas da física podem ser aplicadas. Os artigos de Tiago Fernandes e Soares & Menezes demonstram, respectivamente, como as leis da Termodinâmica e da Mecânica Quântica se aplicam no estudo de buracos negros.

*Os Editores*

# Sobre buracos negros

Felipe Tovar Falciano

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

---

## Resumo

Buracos negros são objetos astrofísicos com propriedades muito particulares e fascinante. A partir de hipóteses genéricas, como a validade da teoria da relatividade geral, é possível provar teoremas que garantem a existência e propriedades desses objetos. Porém, apenas a observação e os experimentos são capazes de testar e verificar afirmações sobre fenômenos naturais. Seguindo este raciocínio, iremos desenvolver os conceitos básicos do que é um buraco negro, explicitar algumas de suas propriedades peculiares e por fim pontuar as observações que comprovaram a existência desses objetos compactos.

## Abstract

Black holes are astrophysical objects with very particular and fascinating properties. Starting from generic hypotheses, such as the validity of the theory of general relativity, it is possible to prove theorems that guarantee the existence and properties of these objects. However, only observation and experiments are capable of testing and verifying statements about natural phenomena. Following this reasoning, we will develop the basic concepts of what a black hole is, explain some of its peculiar properties, and finally punctuate the observations that prove the existence of these compact objects.

---

**Palavras-chave:** Buracos Negros, Relatividade Geral, Astrofísica.

**Keywords:** Black Holes, General Relativity, Astrophysics.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39981](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39981)

## 1 O que são buracos negros

Como é esperado de toda teoria científica, a Relatividade Geral trouxe com seu desenvolvimento uma nova visão e a identificação de novos fenômenos naturais. Um exemplo característico de inovação conceitual oriunda da Relatividade Geral são as soluções de buraco negro. O nome buraco negro advém da existência de uma região compacta a partir da qual nem mesmo a luz consegue escapar. No cenário das teorias relativísticas, as trajetórias de partículas sem massa (geodésicas nulas), como é o caso dos fótons, formam um envelope que delimita a região onde pode haver trajetórias de partículas massivas (geodésicas do tipo temporal). Assim, a impossibilidade de escape da luz significa na realidade o aprisionamento de qualquer ente físico.

Contudo, é bem verdade que a noção de um objeto astrofísico com massa suficientemente grande, para que a velocidade de escape de sua superfície fosse maior do que a velocidade da luz, já havia sido aventada ainda no final do século XVIII, independentemente por John Michell [1] e

por Pierre-Simon Laplace [2].

Imagine por exemplo que você esteja na superfície da Terra e atire um objeto para o alto na direção vertical ao solo. O objeto irá subir até uma certa altura e depois descer. Se lançarmos com uma velocidade inicial maior, o objeto irá atingir uma altura mais alta e retornará. Existe uma velocidade inicial a partir da qual o objeto consegue vencer o campo gravitacional da Terra e escapar para o infinito (regiões arbitrariamente longínquas). Essa velocidade se chama velocidade de escape e depende da massa do planeta.

Não é difícil imaginar um objeto astrofísico com massa grande o suficiente para que a velocidade de escape seja maior que a velocidade da luz. Neste caso, a luz conseguiria atingir uma altura máxima mas necessariamente retornaria à superfície do astro. Assim, observadores distantes não conseguiriam detectar estes objetos astrofísicos.

Note porém que a velocidade de escape depende da posição do lançamento, quanto mais afastado da superfície do Planeta, ou da Estrela, mais fácil torna-se o escape (menor velocidade de escape). Um sinal físico lançado da superfície do

astro atinge uma certa altura. Se colocarmos um repetidor podemos retransmitir o sinal a uma altura ainda maior, e sucessivamente até a distância que quisermos. Dito de outra forma, não há uma região de aprisionamento da qual não podemos extrair informação.

Esta concepção difere substancialmente do conceito moderno de buraco negro. Na Relatividade Geral, os buracos negros são definidos especificamente pela presença de horizontes, os quais impossibilitam a conexão causal de dentro para fora da região delimitada por esta superfície. O horizonte é um conceito matemático que pretende formalizar a ideia de aprisionamento e está intimamente ligado à própria definição de buraco negro.

Porém, vale lembrar que a propagação de qualquer sinal físico é sempre finita - um dos resultados basilares da relatividade. Logo, o fato de em um certo instante uma dada informação não estar acessível para uma outra região espacial não implica que haja uma região de aprisionamento. Pode ser o caso apenas uma questão de tempo necessário para que o sinal viaje até a região de interesse. De forma contrária, se houver uma configuração física que faça com que uma região compacta não possa emitir sinais independente do quanto se espere, então surge o conceito de aprisionamento.

De um ponto de vista astrofísico, os buracos negros são nada mais que objetos compactos oriundos do colapso de uma estrela. A natureza do remanescente (objeto resultante do colapso) depende do quão massivo era a estrela original. Ao longo da vida, a estrela realiza reações nucleares em seu interior, produzindo forte emissão de radiação, o que durante bilhões de anos, possibilita manter um certo equilíbrio e contrabalanceando o colapso gravitacional. As reações nucleares alteram a constituição da estrela e faz com que o sistema evolua para novas reações nucleares. O ponto importante aqui é que as cadeias de reações nucleares acessíveis dependem da massa total da estrela.

Toda estrela começa com a queima do hidrogênio, mas apenas as estrelas muito massivas são capazes de certas reações nucleares no estágio avançado da evolução estelar. O estágio final produz uma explosão denominada supernova, a qual ejeta parte da matéria para o espaço sideral, enquanto permanece no local o remanescente da

estrela em forma de um objeto compacto muito denso.

Tendo esgotado a produção de energia por reações nucleares, o mecanismo de sustentação dos remanescentes advém de um efeito quântico devido ao princípio de exclusão de Pauli. As Anãs Brancas são sustentadas pela repulsão quântica entre elétrons, enquanto as estrelas de nêutrons, como o próprio nome sugere, são sustentadas pela repulsão entre nêutrons. Porém, há um limite para a efetividade deste mecanismo de sustentação. Há situações em que nem mesmo os efeitos quânticos de repulsão são capazes de evitar o colapso gravitacional e assim forma-se um buraco negro.

Os buracos negros são objetos compactos remanescentes da evolução estelar cujo colapso gravitacional é intenso o suficiente para que toda a matéria concentre-se em uma região tão pequena a ponto de formar um horizonte ao seu redor. O que acontece dentro do horizonte não é conhecido e depende substancialmente da descrição da teoria que utilizamos. De fato não temos dados observacionais sobre o que acontece dentro de um buraco negro. Se aplicarmos a teoria da relatividade geral até às últimas consequências, concluímos que o colapso gravitacional que produz os buracos negros condensa toda a matéria do remanescente em um único ponto produzindo uma singularidade no espaço-tempo.

Na seção seguinte, iremos oferecer uma definição formal de buracos negros o que irá exigir um formalismo matemático adequado. Caso não seja do interesse, o leitor pode pular esta seção sem perda de compreensão para o restante do texto.

## 2 Definição de buracos negros

Para definirmos formalmente o que é um buraco negro, primeiramente, precisamos introduzir alguns conceitos matemáticos relacionados à estrutura causal do espaço-tempo. Em um espaço-tempo genérico, podem existir três tipos de curvas, a saber, as curvas do tipo espacial, do tipo nula, e as curvas do tipo temporal. As curvas do tipo nula e temporal podem ser direcionadas para o futuro, quando seus vetores tangentes apontam na direção crescente do tempo, ou para o passado no caso oposto.

Defini-se o futuro causal de um dado ponto  $x_o$ , e designa-se por  $\mathcal{C}^+(x_o)$ , o conjunto de pon-

tos do espaço-tempo que são conectados a  $x_o$  por uma curva dirigida para o futuro que seja do tipo nula ou temporal. Assim, um ponto  $p$  pertence a  $\mathcal{C}^+(x_o)$  se existe uma curva direcionada para o futuro do tipo temporal ou do tipo nula que inicia-se em  $x_o$  e termina em  $p$ . Pode-se, sempre, definir o futuro causal de um sub-espaço  $\mathcal{S}$  como a união do futuro causal de todos os seus pontos, i.e.  $p \in \mathcal{C}^+(\mathcal{S})$  se  $p \in \mathcal{C}^+(y)$  para  $y \in \mathcal{S}$ . O futuro causal de  $x_o$  consiste em todos os pontos do espaço-tempo que podem ser influenciados causalmente por  $x_o$ .

De maneira similar, pode-se definir o passado causal de  $x_o$ , e designá-lo por  $\mathcal{C}^-(x_o)$ , o conjunto de pontos conectados a  $x_o$  por uma curva direcionada para o passado que seja do tipo nula ou temporal. O passado causal é basicamente o mesmo conceito que o futuro causal, mas usando curvas direcionadas para o passado. É fácil notar que, ao invés de usar curvas saindo de  $x_o$  para o passado, é equivalente usar curvas para o futuro mas chegando em  $x_o$ . Um ponto  $p \in \mathcal{C}^-(x_o)$  se existe uma curva direcionada para o futuro do tipo nula ou temporal que origina-se em  $p$  e termina em  $x_o$ . O passado causal de  $x_o$  consiste de todos os pontos do espaço-tempo que podem influenciar causalmente  $x_o$ .

No espaço-tempo plano de Minkowski,<sup>1</sup> o futuro causal e o passado causal de qualquer ponto possuem a conhecida estrutura de cones de luz. Ademais, não há regiões espaciais que sejam inacessíveis no sentido de não ser possível contato causal com outras regiões espaciais distantes. É apenas uma questão de tempo para permitir a necessária propagação dos sinais físicos.

As regiões assintóticas de um espaço-tempo diferem quanto aos tipos de curvas que conseguem atingi-las. O infinito espacial, designado por  $i^o$ , é definido como a região assintótica espacial, ou seja, ele caracteriza tomar o limite assintótico das coordenadas espaciais mantendo o tempo finito. De maneira similar, o infinito futuro, designado por  $i^+$ , é definido como a região assintótica com as coordenadas espaciais finitas mas fazendo o tempo tender a infinito. O infinito passado, desig-

nado por  $i^-$ , tem a mesma definição mas fazendo o tempo tender a menos infinito.

Finalmente, há ainda duas regiões assintóticas distintas que são caracterizadas por fazer tanto o tempo quanto as coordenadas espaciais tenderem a infinito. O infinito nulo futuro, designado por  $\mathcal{J}^+$ , é definido por ambas coordenadas tenderem simultaneamente a infinito de forma que  $ct + r \rightarrow \infty$  mas  $ct - r = \text{finito}$  ( $c$  é a velocidade da luz no vácuo), e o infinito nulo passado, designado por  $\mathcal{J}^-$ , segue a mesma definição, *mutatis mutandis*.

$$\mathcal{J}^+ : \text{ infinito nulo futuro } \left\{ \begin{array}{l} ct + r \rightarrow \infty \\ \text{com} \\ ct - r = \text{finito} \end{array} \right\}$$

$$\mathcal{J}^- : \text{ infinito nulo passado } \left\{ \begin{array}{l} ct - r \rightarrow \infty \\ \text{com} \\ ct + r = \text{finito} \end{array} \right\}$$

Usando essas definições assintóticas podemos rephrasing a estrutura causal do espaço-tempo de Minkowski.

Primeiro note que a partir de qualquer ponto do espaço-tempo de Minkowski, as curvas nulas direcionadas para o futuro estendem-se até o infinito nulo futuro  $\mathcal{J}^+$ . De maneira complementar, a partir de qualquer ponto deste mesmo espaço-tempo, as curvas tipo temporal direcionadas para o futuro estendem-se até o infinito futuro  $i^+$ . Assim, o passado causal da região que denominamos infinito nulo futuro cobre todo o espaço-tempo, i.e.  $\mathcal{C}^-(\mathcal{J}^+) = \mathcal{M}$ , onde  $\mathcal{M}$  designa o espaço-tempo. Não há um ponto do espaço-tempo que não esteja no passado causal do infinito nulo futuro. Em Minkowski, temos também a propriedade complementar, ou seja  $\mathcal{C}^+(\mathcal{J}^-) = \mathcal{M}$ .

Caso houvesse uma região  $\mathcal{U}$  que não fizesse parte de  $\mathcal{C}^-(\mathcal{J}^+)$ , isso significaria que a região  $\mathcal{U}$  não consegue enviar sinais físicos para a região assintótica  $\mathcal{J}^+$ . A ideia de buracos negros é justamente haver uma região no espaço-tempo que não consegue se comunicar (mandar sinais) para regiões assintóticas. O espaço plano de Minkowski claramente não possui nenhum buraco negro.

Pode-se identificar que um espaço-tempo  $\mathcal{M}$  possuiu um buraco negro pela existência de uma região cujo futuro causal não se estende até o infinito nulo futuro  $\mathcal{J}^+$ . De maneira similar, pode-se definir o buraco negro como a região complementar do passado causal do  $\mathcal{J}^+$ , ou seja, o buraco negro é definido por  $\text{BN} = \mathcal{M} - \mathcal{C}^-(\mathcal{J}^+)$ .

<sup>1</sup>O espaço de Minkowski é um espaço-tempo plano, ou seja, sem curvatura e geralmente associado ao estado fundamental da teoria da relatividade geral no sentido de ser a solução sem curvatura. Este raciocínio é justificado também pelo espaço de Minkowski ser o espaço-tempo da relatividade restrita (cenário quando podemos ignorar efeitos gravitacionais).

O horizonte de eventos é a superfície que delimita o buraco negro, logo é composta por pontos na borda do passado causal do infinito nulo futuro, o qual denotamos por  $\dot{\mathcal{C}}^-(\mathcal{J}^+)$ . Desta maneira, definimos o horizonte de evento por  $h_e = \mathcal{M} \cap \dot{\mathcal{C}}^-(\mathcal{J}^+)$ . Pode-se mostrar que  $\mathcal{C}^-(\mathcal{J}^+)$  é um conjunto aberto (veja [3]), e assim sendo, o buraco negro é uma região fechada que contém o horizonte de eventos,  $h_e \subset \text{BN}$ .

### 3 Propriedades dos buracos negros

Os buracos negros são objetos astrofísicos estáveis com propriedades particulares. Até recentemente, tudo que conhecíamos sobre buracos negros era fruto de desenvolvimentos teóricos. A partir de hipóteses genéricas, como a validade da teoria da relatividade geral, os físicos e matemáticos provaram uma série de teoremas que especificam certas propriedades desses objetos, e talvez mais interessante ainda, garantem a manutenção de sua existência.

Por exemplo, há um teorema que assegura que, uma vez formado, um buraco negro não pode desaparecer nem bifurcar-se, ou seja, com o passar do tempo, ele não pode dividir-se em buracos negros menores.

Um outro exemplo muito interessante é que a área do horizonte de eventos nunca decresce com o tempo.<sup>2</sup> Isso significa que ao absorver um objeto genérico, o buraco negro sempre aumenta de “tamanho”, ou ainda, se dois buracos negros se chocarem formando um novo buraco negro, este teorema garante que a área do buraco negro resultante será maior ou igual a soma das áreas dos buracos negros que inicialmente se chocaram.

A solução mais simples de buraco negro é conhecida como solução de Schwarzschild. Karl Schwarzschild foi um físico e astrônomo alemão que encontrou em 1916 [4] uma solução exata das equações de Einstein. Seu intuito era descrever a solução exterior (região sem matéria) de uma estrela esfericamente simétrica, a qual deveria ser suavemente conectada com a solução no interior da estrela (região com matéria). Entretanto, esta mesma solução exterior descreve um buraco negro estático e esfericamente simétrico. Esta solução

<sup>2</sup>Esse resultado é válido para o regime clássico. Iremos mencionar a possibilidade de evaporação de buracos negros na seção 4

**Tabela 1:** Comparação entre o raio de Schwarzschild ( $r_s$ ) e o raio físico de alguns objetos astrofísicos típicos.

| Objeto         | raio $r_s$            | raio físico        |
|----------------|-----------------------|--------------------|
| E. de Nêutrons | 6 km                  | 10 km              |
| Anãs brancas   | 1,8 km                | $10^4$ km          |
| Sol            | 3 km                  | $7 \times 10^5$ km |
| Terra          | $9 \times 10^{-6}$ km | $6 \times 10^3$ km |

é caracterizada por apenas um parâmetro associado a massa total  $M$ . Podemos construir um raio característico pela combinação que denominamos raio de Schwarzschild

$$r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} \quad (1)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz e  $G$  é a constante gravitacional de Newton. O horizonte de eventos do buraco negro de Schwarzschild localiza-se justamente no seu raio de Schwarzschild, i.e.  $r_h = r_s$ .

Esta quantidade pode ser usada como uma estimativa grosseira da necessidade de considerarmos efeitos relativísticos para descrever o campo gravitacional de planetas e estrelas. Para isso, compara-se o raio físico do objeto com o seu raio de Schwarzschild. Incluir efeitos relativísticos torna-se imprescindível quando o raio de Schwarzschild for comparável ao raio físico do objeto astrofísico.

A tabela 1 mostra essa comparação para alguns objetos típicos. Note que nem mesmo em Anãs Brancas, com densidades da ordem de  $10^9 \text{ kg/m}^3$ , os efeitos relativísticos de gravitação são sub-dominantes o que é manifesto pela razão  $r_s/R \approx 2 \times 10^{-4}$ . No caso de Estrelas de Nêutrons temos  $r_s/R \approx 0,6$  e de fato estes objetos astrofísicos só são descritos de maneira adequada no contexto da relatividade geral.

As soluções convencionais de buracos negros podem ser descritas por apenas 3 parâmetros. O primeiro é justamente o raio de Schwarzschild associado a massa do buraco negro. Os outros dois são a carga total e o seu momento angular.<sup>3</sup> Buracos negros carregados são denominados de buracos negros de Reissner-Nordström [5, 6], enquanto que os com rotação (momento angular) são chamados de buracos negros de Kerr [7]. Logo

<sup>3</sup>Mais precisamente, o parâmetro que caracteriza a solução com rotação é o momento angular por unidade de massa

**Tabela 2:** Possíveis famílias de buracos negros de acordo com os valores dos parâmetros associados a carga  $Q$  e momento angular  $J$ .

|            | $J = 0$            | $J \neq 0$  |
|------------|--------------------|-------------|
| $Q = 0$    | Schwarzschild      | Kerr        |
| $Q \neq 0$ | Reissner-Nordström | Kerr-Newman |

em seguida, Newman e colaboradores generalizaram esta solução incluindo carga ao buraco negro com rotação [8]. A solução mais geral de um buraco negro carregado e com rotação é chamada de buraco negro de Kerr-Newman. As possíveis famílias de buracos negros podem ser resumidas de acordo com a tabela 2.

Usando a massa do buraco negro e as constante da natureza  $G$  e  $c$ , podemos definir distâncias características associadas ao momento angular e carga de um buraco negro da mesma forma que definimos o raio de Schwarzschild. Assim os três parâmetros da família de buracos negros de Kerr-Newman podem ser escritos por

$$r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} \quad , \quad r_J \equiv \frac{2J}{Mc} \quad , \quad r_Q \equiv \frac{2\sqrt{G}Q}{c^2}$$

Em termos destes raios característicos, o horizonte de eventos de Kerr-Newman localiza-se em

$$r_h = \frac{1}{2} \left( r_s + \sqrt{r_s^2 - (r_J^2 + r_Q^2)} \right) .$$

No caso de um buraco negro de Schwarzschild ( $r_J = r_Q = 0$ ), o horizonte se reduz ao raio de Schwarzschild (1). É imediato notar que tanto o momento angular quanto a carga diminuem o tamanho do horizonte. Ademais, existe um limite máximo de valor da carga e do momento angular para a existência do horizonte, a saber  $r_s^2 \geq r_J^2 + r_Q^2$ . O caso limite onde os valores de  $J$  e  $Q$  produzem a igualdade na relação anterior é conhecido como buraco negro extremo. No caso de um buraco negro extremo de Kerr temos  $r_s = 2J/Mc$  enquanto se for um buraco negro extremo de Reissner-Nordström temos  $r_s = 2\sqrt{G}Q/c^2$ .

O único dos três parâmetros que não pode ser zero é a massa. O limite de tomar a massa tendendo a zero faz com que o sistema recaia no espaço plano (sem buraco negro). De maneira oposta, é muito difícil que um buraco negro astrofísico seja carregado. Não há cenários razoáveis em que um buraco negro apresente excesso de

carga suficiente para ser descrito por uma solução carregada. Isto decorre das interações eletromagnéticas atuarem para neutralizar a carga total dos corpos astrofísicos.

O Sol, por exemplo, é composto por partículas carregadas e possui fortes campos magnéticos. Contudo, a sua carga total, se não exatamente nula, é irrelevante se comparada com sua massa total. A natureza da interação gravitacional faz com que os efeitos das massas sempre se somem, ao contrário da interação eletromagnética que possui cargas positivas e negativas com a possibilidade de uma anular o efeito da outra.

Os buracos negros são entendidos como remanescentes dos estágios finais de estrelas muito massivas. A teoria de evolução estelar argumenta que as estrelas se formam por um processo de condensação de nuvens de gás interestelar. Em geral, esse processo de colapso produz estrelas com rotação (evidente pelas observações). Logo, é esperado que os buracos negros em geral também apresentem rotação.

A solução de Kerr descreve um buraco negro estacionário sem carga mas com momento angular. O fato de ser estacionário significa que a velocidade com que o buraco negro gira não varia no tempo. É uma configuração que não muda com o tempo. O exterior do buraco negro de Kerr é vácuo, ou seja, o buraco negro se apresenta isolado sem campo de matéria.

Há na literatura soluções de buraco negro com rotação que não são vácuo no exterior. Existem campos que se estendem para fora do buraco negro como cabelos em uma cabeça. Contudo, estas soluções são particulares e não há prova de que possam realizar-se na natureza. A expectativa da comunidade científica é que toda solução fisicamente aceitável, ou seja, realizável na natureza, deva se comportar de forma a relaxar até decair na solução de Kerr. Mesmo que a condição inicial seja muito diferente de Kerr, a evolução faria com que o sistema tendesse ao buraco negro de Kerr e assim permanecesse. Esta ideia é conhecida como conjectura do não-cabelo.

Uma das características marcantes dos buracos negros é a existência do horizonte de eventos. Este conceito implementa de maneira satisfatória a ideia de uma região da qual nenhuma informação pode ser extraída. Contudo, do modo com que é definido, a noção de horizonte de eventos requer o conhecimento de toda evolução do espaço-

tempo até o infinito futuro. Esta dificuldade operacional e técnica, incentivou a busca por definições locais de horizontes. Uma definição muito útil é a noção de horizonte aparente, a qual se baseia no conceito de região de aprisionamento.

A superfície de aprisionamento é uma superfície bidimensional compacta sobre a qual o fator de expansão, designado por  $\theta$ , das trajetórias nulas, e.g. fótons, é sempre negativo. O fator de expansão mede o quanto as trajetórias vizinhas se afastam ( $\theta > 0$ ) ou se aproximam ( $\theta < 0$ ). Assim, quaisquer duas trajetórias direcionadas para o futuro que iniciem na superfície de aprisionamento irão necessariamente se aproximar. O interior desta superfície é chamado de região de aprisionamento. De maneira semelhante ao horizonte de eventos, identificamos o horizonte aparente como a borda das regiões de aprisionamento.

O horizonte aparente possui propriedades interessantes. Assumindo a validade das equações de Einstein e certas condições de energia,<sup>4</sup> é possível mostrar que o horizonte aparente sempre localiza-se dentro do (ou coincide com o) horizonte de evento [3]. Além disso, o fator de expansão é uma quantidade que pode ser calculada a qualquer instante e ponto do espaço-tempo, não requerendo que toda a evolução seja resolvida de antemão. Por isso, é o horizonte aparente, e não o horizonte de eventos, que costuma ser utilizado nas simulações numéricas para definir a região do buraco negro.

A formação de uma superfície de aprisionamento está intimamente ligada com a formação de singularidades. É possível provar um teorema que mostra que dentro de todo horizonte aparente há uma singularidade. Em geral, as singularidades são catastróficas para a descrição física. Porém, no caso em questão, a singularidade está dentro do horizonte e sem contato causal com o exterior, ou seja, ela não pode influenciar o que acontece fora do buraco negro. Quando a singularidade não está velada por nenhum horizonte dizemos que a singularidade é nua, e temos uma situação sem controle preditivo.

Os teoremas que mencionamos mostram que no cenário da teoria da relatividade geral, com condições plausíveis para o campo de matéria, é inevitável a formação de singularidades, ou seja,

<sup>4</sup>As condições de energia são premissas sobre o comportamento dos campos de matéria que podem ser traduzidas em propriedades do tensor energia-momento associado a estes campos.

é algo que teremos que considerar. Porém, singularidades nuas fogem do controle descritivo. Esta situação levou a formulação do que é conhecido como a conjectura da censura cósmica que propõe que toda singularidade oriunda do colapso gravitacional deva sempre estar coberta (escondida) por um horizonte de modo que observadores externos não possam vê-la.

#### 4 Termodinâmica de buracos negros

O desenvolvimento das propriedades dos buracos negros mostram que as relações entre quantidades físicas associadas a mecânica dos buracos negros se assemelham muito as três leis da termodinâmica. As leis associadas aos buracos negros são resultados de teoremas para buracos negros estacionários. Em particular iremos considerar o caso de buracos negros de Kerr (com rotação).

Primeiramente, vamos introduzir uma quantidade definida sobre o horizonte de qualquer buraco negro estacionário denominada gravidade superficial e designada por  $\kappa$ . Na gravitação newtoniana, a gravidade superficial de um corpo astronômico é o valor da aceleração gravitacional no equador de sua superfície. No caso de buracos negros, a superfície é entendida como o horizonte de eventos, e neste caso a aceleração diverge a infinito.<sup>5</sup> Por isso, em buracos negros, a gravidade superficial é definida como o valor da aceleração própria local, ou seja, a aceleração necessária para impedir que o observador caia no buraco negro e que diverge no horizonte, renormalizada por um fator de dilatação temporal que tende a zero. Desta forma, a gravidade superficial assim renormalizada fornece um valor finito. Este fator de dilatação temporal faz com que reinterpretemos a gravidade superficial  $\kappa$  como sendo a aceleração para manter um objeto parado (sem cair no buraco negro), mas medida por um observador distante (na região assintótica longe do buraco negro).

O primeiro resultado da mecânica dos buracos negros é mostrar que  $\kappa$  é constante sobre o horizonte de eventos. Como veremos, esta quantidade aparece nas leis dos buracos negros da mesma forma que a temperatura aparece na termodinâmica. Em particular, a lei zero da termodinâmica

<sup>5</sup>Isto indica que seria necessária uma aceleração infinita para manter corpos massivos parados em cima do horizonte.

diz que a temperatura  $T$  é constante em corpos em equilíbrio térmico, da mesma forma que  $\kappa$  é constante no horizonte para buracos negros estacionários.

Um outro resultado crucial para associar a mecânica de buracos negros com as leis da termodinâmica é o teorema que garante que a área de um buraco negro nunca decresce. Lembre-se que, na termodinâmica, a entropia de um sistema isolado nunca decresce. Esta comparação estimula a associarmos a entropia do buraco negro  $S_{BN}$  com a sua área. Para acertar as unidades devemos incluir alguns constantes fundamentais da natureza na forma

$$S_{BN} = \frac{k_B c^3}{4G\hbar} A$$

onde  $k_B$  e  $\hbar$  são respectivamente a constante de Boltzmann e a constante de Planck reduzida. A área do horizonte de eventos, naturalmente, depende dos parâmetros do buraco negro. No caso de um buraco negro de Kerr, se variarmos a sua massa  $M$  ou o seu momento angular  $J$ , a área do horizonte de eventos  $A$  muda de acordo. É possível mostrar que estas quantidades estão relacionadas pela equação

$$\delta M = \frac{\kappa}{8\pi G} \delta A + \frac{\Omega_h}{c} \delta J \quad (2)$$

onde  $\kappa$  é a gravidade superficial definida acima, e  $\Omega_h$  é a velocidade angular do horizonte de eventos. Em relatividade, massa é uma forma de energia,<sup>6</sup> de modo que (2) pode ser interpretada como uma equação de balanço de energia. A primeira lei da termodinâmica pode ser escrita como

$$\delta U = T\delta S - p\delta V, \quad (3)$$

onde  $\delta U$ ,  $\delta S$  e  $\delta V$  são respectivamente a variação da energia interna, da entropia, e do volume do sistema, enquanto que as quantidades intensivas são a temperatura  $T$  e a pressão  $p$ .

Note que o termo  $\Omega_h/c \delta J$  representa uma forma de trabalho no caso de variações no momento angular, da mesma maneira que o termo  $p\delta V$  funciona para variações do volume de um gás. Como  $\kappa$  faz o papel da temperatura e  $A$  o da entropia, temos uma identificação um-a-um entre as expressões (2) e (3).

<sup>6</sup>Essa é a essência da famosa fórmula de Einstein  $E = mc^2$  a qual possibilita, dentre outras coisas, calcular quanto de energia é liberada em reações nucleares quando um decaimento radioativo faz com que a massa resultante seja menor que a massa do átomo inicial.

Finalmente, a terceira lei da termodinâmica afirma ser impossível atingir o limite  $T \rightarrow 0$  por processos físicos. No caso de buracos negros extremos a gravidade superficial se anula, i.e.  $\kappa = 0$ . É possível mostrar que ao tentar levar um buraco negro não-extremo a se aproximar da condição de extremalidade, por aumento de carga ou de momento angular, quanto mais próximo da situação extrema mais difícil se torna alterar a condição do buraco negro. Desta forma, acredita-se não ser possível, por processos físicos, levar buracos negros a condição extremal que é justamente quando a gravidade superficial  $\kappa$  se anula. Chegamos assim as analogias da tabela 3.

Para identificarmos estas relações temos que a temperatura e a gravidade superficial devem se relacionar por

$$T = \frac{\hbar\kappa}{2\pi k_B c} \quad (4)$$

Duas ressalvas são necessárias. A primeira é que a terceira lei da termodinâmica tem uma formulação alternativa que afirma que a entropia tende a zero quando a temperatura tende a zero. Esta formulação não pode ser utilizada no caso de buracos negros, o que é evidente pois no caso extremo  $\kappa$  vai a zero mas a área do buraco negro permanece finita. A outra questão diz respeito a associação de uma temperatura ao buraco negro.

Classicamente, a temperatura termodinâmica dos buracos negros é zero pois esse objetos astrofísicos são absorvedores perfeitos que não emitem nada. Assim, a associação de  $\kappa$  como a temperatura do buraco negro não poderia ser de fato uma identificação mas apenas uma mera analogia. Contudo, em 1975 Hawking [9] mostrou que efeitos quânticos na presença de buracos negros podem criar partículas causando uma emissão efetiva pelo buraco negro com um espectro térmico com temperatura dada justamente pela relação (4). Ao emitir essa radiação Hawking, o buraco negro acaba por perder massa o que diminui a sua área. Este decréscimo de massa viola o teorema citado anteriormente em que a área de um buraco negro nunca decresce, o que mostra a limitação do teorema apenas para o regime puramente clássico. Note, no entanto, que a radiação Hawking fortalece as associações da tabela 3. A única ressalva é a necessidade de uma reformulação da segunda lei da termodinâmica para incluir tanto os campos de matéria quanto buracos negros. Com esta motivação, Bekenstein propôs [10, 11] a se-

**Tabela 3:** Analogia entre a mecânica de buracos negros e as leis da termodinâmica.

| Lei            | Buracos Negros  | Termodinâmica                                     |
|----------------|---|---|
| zero           | $\kappa$ é constante sobre o horizonte de um BN estacionário                | $T$ é constante em um corpo em equilíbrio térmico |
| 1 <sup>a</sup> | $\delta M = \frac{\kappa}{8\pi G} \delta A + \frac{1}{c} \Omega_h \delta J$ | $\delta U = T \delta S - p \delta V$              |
| 2 <sup>a</sup> | $\delta A \geq 0$   | $\delta S \geq 0$                                 |
| 3 <sup>a</sup> | impossível atingir $\kappa = 0$ por processos físicos                       | impossível atingir $T = 0$ por processos físicos  |

gunda lei generalizada a qual afirma que a variação da entropia da matéria somada ao buraco negro não pode decrescer, i.e.  $\delta(S_{BN} + S_{mat}) \geq 0$ . Com esta modificação na lei da entropia, a termodinâmica dos buracos negros torna-se consistente.

### 5 Observação dos buracos negros

A teoria da relatividade geral foi formulada há pouco mais de 100 anos e, durante este centenário, seu formalismo foi desenvolvido junto com suas consequências. Porém, por mais bela ou matematicamente consistente que seja uma teoria, apenas a observação e os experimentos são capazes de verificar se ela de fato descreve de maneira satisfatória os fenômenos naturais. Um caso exemplar é justamente a existência de buracos negros.

Em 2020, o comitê da academia de ciências real da Suécia decidiu agraciar Roger Penrose, Reinhard Genzel e Andrea Ghez por suas contribuições no estudo e descoberta de Buracos Negros. Roger Penrose recebeu metade do prêmio “*pela descoberta que a formação de buracos negros é uma predição robusta da teoria de relatividade geral*” enquanto Reinhard Genzel e Andrea Ghez dividiram a outra metade do prêmio “*pela descoberta de um objeto compacto supermassivo no centro da nossa galáxia*”.<sup>7</sup>

O trabalho de Roger Penrose é citado como um método matemático engenhoso capaz de provar que buracos negros são uma consequência direta da teoria da relatividade geral. Note, porém, que isto não garante que buracos negros existam na natureza. Poderia ser o caso desta teoria ser

muito boa para descrever a gravitação mas no regime necessário para descrever a formação de buracos negros ela deixasse de ser válida. O próprio Einstein não acreditava que buracos negros realmente existiam. A bem da verdade, as provas matemáticas de Penrose foram desenvolvidas anos depois da morte de Einstein, durante a década de 1960. Não há como saber se o estudo de Penrose já seria suficiente para convencer a Einstein ou ele só se renderia a observação direta destes objetos super compactos.

No início da década de 1990, Reinhard Genzel e Andrea Ghez iniciaram os trabalhos que culminariam com a primeira evidência observacional robusta da existência de buracos negros. Cada um, liderando o seu grupo de astrônomos, decidiu focar seus esforços na observação de uma região no centro de nossa galáxia chamada de Sagitário A\*. Eles desenvolveram métodos para conseguir ver através de nuvens gigantes de gás interestelar e poeira, além de refinar técnicas para compensar as distorções causadas pela nossa atmosfera terrestre. O desafio foi remover os efeitos sofridos pela luz ao viajar do centro da galáxia até o telescópio na superfície da Terra para acompanhar a trajetória de estrelas. Essas trajetórias manifestam a curvatura local do espaço-tempo (de uma perspectiva newtoniana seria o equivalente ao campo gravitacional) e assim desvelaram a existência de um objeto extremamente massivo e invisível em uma região compacta pequena, da ordem do sistema solar. A única explicação cientificamente convincente para esta configuração é a presença de um buraco negro super-massivo.

Mais recentemente, tivemos mais dois tipos de observação que confirmam a existência de buracos negros: a detecção de ondas gravitacionais pela colaboração LIGO em 2015 e a foto de um buraco negro pelo Telescópio Horizonte de Eventos

<sup>7</sup>Tradução livre das citações na página oficial do prêmio Nobel justificando a premiação a estes três cientistas <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2020/press-release/>

(Event Horizon Telescope) em 2019.

A colaboração LIGO (acrônimo em inglês para observatório de ondas gravitacionais com interferômetro a laser) possuiu dois detectores gêmeos (mesma tecnologia e construção) localizados nos Estados Unidos. Em 14 de Setembro de 2015, ambos detectores registraram um sinal [12] que depois de uma análise exaustiva confirmou ser a primeira detecção de ondas gravitacionais (veja o v.2 n.2 dos Cadernos de Astronomia 2020). A reconstrução da possível origem do sinal indicou que a fonte possuiu uma distância luminosidade de  $410_{-180}^{+160}$  Mpc e originou-se a partir do choque de dois buracos negros com massas  $36_{-4}^{+5}$  e  $29_{-4}^{+4}$  massas solares produzindo um buraco negro final com massa  $62_{-4}^{+4}$  massas solares, ou seja, houve emissão de radiação por ondas gravitacionais equivalente a uma energia de  $3,0_{-5}^{+5} M_{\odot} c^2 \approx 1,78 \times 10^{47}$  Joules  $\approx 10^{57}$  GeV.<sup>8</sup>

O telescópio Horizonte de Eventos (EHT) é uma colaboração internacional com 8 telescópios de rádio na superfície da Terra que se compõem para formar um conjunto de detectores com escala planetária. A ideia é usar cada um dos 8 telescópios como se fosse parte de um único telescópio com dimensão da superfície da Terra. Esta colaboração conseguiu revelar a primeira evidência visual direta de um buraco negro super-massivo e de sua sombra [13]. O buraco negro registrado localiza-se no centro da gigante galáxia elíptica Messier 87 a qual faz parte da constelação Virgo - um aglomerado vizinho ao nosso. Este é um dos buracos negros mais massivos que conhecemos, sendo aproximadamente 1500 vezes mais massivo do que o localizado no centro de nossa galáxia, com  $6 \times 10^9$  massas solares.

O buraco negro absorve mas não emite luz, por isso, o mais perto que se consegue de uma foto destes objetos é registrar a sombra do buraco negro. Ao cair no buraco negro, a matéria que o circunda emite radiação a qual eventualmente consegue escapar e viajar até nossos detectores. Parte desta matéria segue trajetórias que cruzam o horizonte de eventos deixando uma área negra cercada por uma região luminosa. Esta região negra é chamada de sombra do buraco negro. Estima-se que o horizonte de eventos deste

buraco negro é 2.5 vezes menor do que a sombra que ele cria e tem um diâmetro de área superficial de pouco menos de 40 bilhões de km.

Os buracos negros super-massivos são relativamente pequenos se comparados com outros objetos astronômicos. Como o tamanho do buraco negro é proporcional a sua massa, os buracos negros super-massivos em galáxias vizinhas são os candidatos ideais para ser registrados. Em particular, a enorme massa do buraco negro na M87 e sua relativa proximidade foram decisivos para a sua escolha com primeiro alvo. Recentemente esta mesma colaboração conseguiu fotografar também o buraco negro Sagitário A\* no centro de nossa galáxia [14].

É muito estimulante notar que já passamos da fase de tentar provar a existência de buracos negros para usá-los como fenômenos naturais capazes de testar nossas teorias e hipóteses. Estas observações além de comprovar a existência desses objetos também são fundamentais para testar nossas teorias.

## 6 Considerações finais

Por fim, vale lembrar que há uma série de questões teóricas e outras observacionais relacionadas à física dos buracos negros. Estuda-se, por exemplo, se a taxa de formação desses objetos pode nos ensinar sobre a formação da estrutura em cosmologia. A produção de ondas gravitacionais na colisão de dois buracos negros, ou entre um buraco negro e uma estrela de nêutrons, é uma das áreas promissoras para o futuro próximo com possibilidades tanto de desenvolvimento astrofísico quanto em cosmologia. Ademais, devido a intensidade dos efeitos gravitacionais, os buracos negros servem de laboratório para avanços em estudos de gravitação quântica.

Contudo, apesar do enorme progresso em nosso entendimento da astrofísica desses objetos, ainda há perguntas não respondidas como, por exemplo, quais são os graus de liberdade associados a entropia do buraco negro ou o paradoxo da informação em buracos negros. Todos estes pontos, somados a riqueza e a situação extrema desses sistemas, fazem da física dos buracos negros uma das áreas mais belas e instigantes da física relativística.

<sup>8</sup>Os valores acima e abaixo de cada valor de massa indica a incerteza calculada, enquanto  $M_{\odot}$  e  $c$  são respectivamente a massa do Sol ( $1,988 \times 10^{30}$  kg) e a velocidade da luz no vácuo ( $2,99 \times 10^8$  m/s).

## Agradecimentos

O autor gostaria de agradecer o apoio financeiro parcial do Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq).

---

## Sobre o autor

Felipe T. Falciano ([ftovar@cbpf.br](mailto:ftovar@cbpf.br)) é Doutor em Física (2008) pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) e Mestre em Filosofia (2017) pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ). Desde 2009 é pesquisador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, vinculado a coordenação COSMO e atuando nas áreas de cosmologia e gravitação.

## Referências

- [1] 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. by the rev. john michell, b. d. f. r. s. in a letter to henry cavendish, esq. f. r. s. and a. s.*, *Philosophical Transactions of the Royal Society* **74**, 35 (1784).
- [2] P.-S. Laplace, *Beweis des satzes, dass die anziehende kraft bey einem weltkörper so gross seyn könne, dass das licht davon nicht ausströmen kann.*, *Allgemeine Geographische Ephemeriden* **4**, 1 (1799). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1799A11GE...4....1L/abstract>, acesso em fev. 2023.
- [3] R. M. Wald, *General Relativity* (The University of Chicago Press, 1984).
- [4] K. Schwarzschild, *On the gravitational field of a mass point according to Einstein's theory*, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1916**, 189 (1916). [ArXiv: physics/9905030](https://arxiv.org/abs/physics/9905030).
- [5] H. Reissner, *Über die Eigengravitation des elektrischen Feldes nach der Einsteinschen Theorie*, *Annalen der Physik* **355**(9), 106 (1916).
- [6] 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).
- [7] R. P. Kerr, *Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics*, *Phys. Rev. Lett.* **11**(5), 237 (1963).
- [8] E. T. Newman et al., *Metric of a Rotating, Charged Mass*, *Journal of Mathematical Physics* **6**(6), 918 (1965).
- [9] S. W. Hawking, *Particle Creation by Black Holes*, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975), [Erratum: *Commun.Math.Phys.* **46**, 206 (1976)].
- [10] J. D. Bekenstein, *Black holes and the second law*, *Lett. Nuovo Cim.* **4**, 737 (1972).
- [11] J. D. Bekenstein, *Generalized second law of thermodynamics in black-hole physics*, *Phys. Rev. D* **9**(12), 3292 (1974).
- [12] B. P. Abbott et al. e LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [13] A. Kazunori et al. e The Event Horizon Telescope Collaboration, *First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole*, *The Astrophysical Journal Letters* **875**(1), L4 (2019).
- [14] A. Kazunori et al. e The Event Horizon Telescope Collaboration, *First Sagittarius A\* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way*, *The Astrophysical Journal Letters* **930**(2), L12 (2022).

# As soluções de buraco negro: 1916-1965

Carla Rodrigues Almeida

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

---

## Resumo

Historicamente, as primeiras soluções da relatividade geral não foram reconhecidas como soluções de buracos negros. Elas foram, a princípio, idealizadas para descrever o campo gravitacional de objetos massivos esfericamente simétricos, como o Sol ou o elétron. Neste artigo, vamos apresentar as soluções de buracos negros em seu contexto histórico e mostrar como a nossa compreensão sobre o universo mudou à medida que desvendamos propriedades fundamentais sobre estes campos gravitacionais. O objetivo é apresentar uma introdução histórica sobre a relatividade geral e buracos negros, focada na teoria de gravitação e suas interpretações, como apoio didático para aqueles que pretendem iniciar os estudos sobre o tema.

## Abstract

Historically, general relativity's first solutions were not recognized as black-holes solutions. They were, *a priori*, derived to describe the gravitational field of a spherically symmetric massive objects, such as the Sun or an electron. In this paper, I present the black-hole solutions in their historical context, revealing how our understanding of the universe has changed as we discovered fundamental properties of these gravitational fields. My goal is to present a historical introduction to general relativity and black holes, focusing on the theory of gravitation and its interpretations, as didactic support for those who want to initiate their studies on the subject.

---

**Palavras-chave:** estrelas invisíveis, massas puntuais, buracos negros, Schwarzschild, Reissner-Nordström, Kerr, Newman, extensões analíticas

**Keywords:** invisible stars, *Massenpunktes*, black hole, Schwarzschild, Reissner-Nordström, Kerr, Newman, analytical extensions

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39861](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39861)

## 1 Introdução

Na teoria da relatividade geral existem quatro soluções diferentes para as equações de campo de Einstein que descrevem buracos negros. As soluções de Schwarzschild, Reissner-Nordström, Kerr e Kerr-Newman descrevem buracos negros estáticos, carregados, em rotação e com rotação e carga, respectivamente. No entanto, elas não foram identificadas inicialmente como soluções de buracos negros. A ideia de que objetos como os buracos negros existissem na natureza era considerada absurda. O intuito primário de tais soluções era estudar o campo gravitacional de objetos esfericamente simétricos, como o Sol e o elétron, por exemplo. Para isto, estes sistemas foram idealizados a fim de facilitar a obtenção de soluções analíticas da relatividade geral. O Sol foi tratado como uma massa puntual, desconsiderando-se suas dimensões. O exemplo clássico nos artigos originais de massa puntual carregada foi o

elétron, porém suas propriedades quânticas também foram ignoradas e a simplificação do campo gravitacional considerava apenas as propriedades elétricas deste. Ainda assim, aos poucos os físicos e matemáticos desvendaram propriedades importantes destas soluções que nos levaram a uma melhor compreensão do nosso próprio universo. Neste artigo, vamos apresentar em seu contexto histórico as soluções que hoje sabemos que descrevem buracos negros, buscando entender como o conhecimento sobre estes objetos foi construído e, em particular, como a visão Newtoniana do universo foi dando lugar à interpretação relativística do espaço-tempo.

A teoria da gravitação de Albert Einstein traz uma interpretação bem diferente do universo em comparação à teoria da gravitação universal de Isaac Newton. Para começar, a relatividade geral (RG), como a teoria de Einstein ficou conhecida, redesenhou o universo como uma versão quadridi-

mensional de um metafórico tecido cósmico que é deformado pela matéria. Ela se opõe à perspectiva tridimensional Newtoniana, que separa o espaço do tempo, sendo este último uma componente externa que provê a evolução do universo. Esta foi uma revolução comparável à Copernicana, quando a Terra deixou de ser o centro do cosmo. Assim como aconteceu com Copérnico, a teoria de Einstein não foi imediatamente adotada após sua formulação em 1915 [1]. O pensamento Newtoniano permaneceu forte por várias décadas.

Alguns século antes de Einstein, Johannes Kepler havia proposto três leis do movimento planetário ao redor do Sol, baseando-se nos dados observacionais de Tycho Brahe. Neste modelo heliocêntrico do nosso sistema solar, planetas seguem uma órbita elíptica num movimento não-uniforme, com o Sol localizado em um dos focos da elipse. Para explicar as leis de Kepler, Isaac Newton sugeriu posteriormente que existe uma força de atração entre quaisquer dois corpos massivos, ao qual ele chamou de *gravidade*.

O universo Newtoniano tem uma geometria bem simples: é um espaço tridimensional Euclidiano, onde o caminho mais curto entre quaisquer dois pontos é uma reta. O tempo é uma variável externa à geometria. Na mecânica Newtoniana, a gravidade é essa força de atração de intensidade  $F$  que age à distância:

$$F = G \frac{Mm}{r^2}, \quad (1)$$

onde  $G$  é uma constante chamada de constante de gravitação universal,  $M$  e  $m$  são as respectivas massas dos corpos sendo atraídos e  $r$  é a distância entre eles.

Por outro lado, na relatividade geral um sistema gravitacional (um sistema solar, uma galáxia, ou mesmo o universo como um todo) é mapeado em uma variedade quadridimensional chamada espaço-tempo, munida de uma métrica  $g_{\mu\nu}$ ,  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ . A métrica provê uma forma de medir distâncias no espaço-tempo, que tem uma geometria não-Euclidiana. A curvatura deste espaço, dada por  $R$ , depende do conteúdo de matéria do sistema. Esta relação entre matéria e curvatura é dada pelas equações de campo de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} = 4\kappa T_{\mu\nu}, \quad (2)$$

onde  $T_{\mu\nu}$  é o tensor energia-momento que descreve o campo de matéria,  $R$ , como dito, é a

curvatura do espaço-tempo, dada pelo traço do tensor de Ricci  $R_{\mu\nu}$ , e  $\kappa$  é uma constante que depende da constante gravitacional  $G$  e da velocidade da luz  $c$ .

A gravidade, neste caso, é um efeito da curvatura do espaço tempo.

Em janeiro de 1916, no ano seguinte à formulação completa da relatividade geral, o físico alemão Karl Schwarzschild apresentou a primeira solução exata das equações de Einstein. Esta descreve o campo gravitacional de um objeto massivo de dimensão puntual, uma solução de *Massenpunktes*<sup>1</sup>. Hoje reconhecida como uma solução de buraco negro, esta e outras soluções de massas puntuais foram obtidas inicialmente para estudar a gravidade gerada por objetos esfericamente simétricos, como representações ideais de estrelas ou partículas carregadas. Diz-se ideal pois a existência física de objetos sem dimensão desafiava o bom senso.

A existência de buracos negros é uma das previsões mais contra-intuitivas da relatividade geral. Em teoria, um buraco negro é um corpo superdenso que curva o espaço-tempo drasticamente, formando uma região onde o campo gravitacional se torna tão forte que aprisiona todo tipo de matéria/radiação em seu interior. Mais do que isso, a gravidade força toda a matéria a colapsar num ponto, o centro de massa. Este ponto recebe o nome de *singularidade*. Apesar de serem bem explicado apenas através da relatividade geral, corpos astronômicos equivalentes aos buracos negros já haviam sido cogitados dentro da teoria da gravitação de Newton, mas foram descartados eventualmente. As “estrelas invisíveis” da teoria Newtoniana também aprisionavam a luz, mas não necessariamente colapsavam sob a influência de seu próprio campo gravitacional, como acontece com a versão relativística.

Cada nova descoberta sobre as propriedades das soluções de buraco negro acompanha uma nova percepção sobre a teoria que descreve o próprio universo. Neste artigo, vamos revisar as diferentes propostas teóricas sobre a gravidade através do aprofundamento do conhecimento sobre as soluções de buracos negros. Da hipótese da estrela invisível da teoria Newtoniana até as *Massenpunktes* da teoria de Einstein, buscamos explorar como a visão geométrica e topológica do cosmo se modificou através do estudo das solu-

<sup>1</sup>Termo em alemão para descrever “massa puntual”.

ções de buracos negros. Com este intuito, vamos expor a visão Newtoniana sobre estes entes e, em seguida, acompanhar os desenvolvimentos históricos das soluções de massas pontuais da relatividade geral. Nosso objetivo é apresentar uma introdução histórica sobre a relatividade geral e buracos negros, focada na teoria de gravitação e suas interpretações, como apoio didático para aqueles que pretendem iniciar os estudos sobre o tema. Para tal, adaptamos as notações dos artigos originais para que não haja confusão na apresentação dos resultados de diversos autores diferentes.

Iniciamos com uma revisão da versão Newtoniana dos buracos negros na Seção 2, para, em seguida, introduzirmos a versão relativística destes objetos na Seção 3. Esta seção se divide em duas subseções, uma apresentando a solução para o campo gravitacional de um objeto massivo esfericamente simétrico (Subseção 3.1) e a outra apresentando a solução para um objeto massivo esfericamente simétrico e carregado (Subseção 3.2). Na Seção 4, apresentamos as tentativas de interpretação da solução de Schwarzschild por Alvar Gullstrand, Paul Painlevé (Subseção 4.1) e por Arthur Eddington (Subseção 4.2), além de apresentarmos, na Subseção 4.3, uma análise sobre a interpretação do raio de Schwarzschild. Em seguida, apresentamos as extensões analíticas das soluções de Schwarzschild na Seção 5. Por fim, comentamos sobre as soluções de Kerr e Newman para campos gravitacionais esfericamente simétricos de objetos massivos em rotação, com e sem carga, na Seção 6. Finalizamos o artigo com as Conclusões.

## 2 Estrelas invisíveis: a versão Newtoniana dos buracos negros

Em 1789, O filósofo natural<sup>2</sup> John Michell estava estudando a conexão entre distância, brilho e movimento de sistemas binários de estrelas, quando ele sugeriu que poderiam haver estrelas completamente invisíveis para nós [2].

Michell estava estudando a relação entre luminosidade e paralaxe de sistemas binários de estrelas, analisando a conexão entre distância, brilho e padrão de movimento destas estrelas. Com

<sup>2</sup>Pessoa que se dedicava aos estudos das ciências, da filosofia e da natureza. O filósofo natural foi o precursor do cientista moderno.

isso, ele percebeu que estrelas mais densas brilhavam menos. Para explicar este fato, Michell propôs que a densidade de uma estrela afetava a velocidade com a qual a luz escapava da estrela — uma ideia que se encaixava bem com a teoria prevalente na época.

Para um objeto (uma partícula, por exemplo) fugir do campo gravitacional de um corpo massivo, ele precisa atingir uma certa velocidade, adequadamente chamada de *velocidade de escape*. Neste limite, a energia cinética da partícula em rota de fuga se torna maior que a energia potencial gravitacional que o puxa na direção oposta. A “partícula” Terra não é rápida o suficiente para fugir da atração gravitacional do Sol, mas possui uma velocidade que a permite se manter estável em órbita, presa a uma trajetória elíptica ao redor da estrela. Uma partícula mais vagarosa não conseguiria escapar e nem se manter em órbita, mas cairia em direção à fonte do campo gravitacional, o Sol.

O reverendo Michell perguntou o que aconteceria se a velocidade de escape de uma estrela fosse maior do que a velocidade da luz. Ele concluiu que a luz não conseguiria escapar da estrela, ficando presa à superfície pela ação da gravidade. Estas estrelas estariam, por tanto, invisíveis para nós. Porém, Michell deduziu que poderíamos detectá-las através de sua influência gravitacional em outros astros. Uma estrela orbitando outra invisível apresentaria irregularidades características em seu movimento que denunciariam a presença da outra<sup>3</sup>.

A mesma conclusão foi alcançada, aparentemente de forma independente, pelo grande filósofo natural francês Pierre-Simon Laplace em seu livro *Sistema do Mundo*, cuja primeira edição é de 1796 [4].<sup>4</sup> Uma estrela com um raio 250 vezes maior que o do Sol, mas densidade comparável a da Terra não permitira que a luz escapasse de sua atmosfera, Laplace concluiu. “Os maiores corpos do universo,” ele explica, “podem ser completamente invisíveis por razão de sua magnitude.” Laplace deixou este comentário sem prova em seu livro, mas publicou um artigo (em alemão) posteriormente com uma demonstração.

A prova de Laplace é bem mais analítica do que

<sup>3</sup>Este é um método que os astrônomos utilizam hoje em dia para detectar buracos negros. Foi assim que o buraco negro no centro da nossa galáxia foi descoberto [3].

<sup>4</sup>Para mais sobre os trabalhos de Michell e Laplace, veja [5].

a argumentação mais retórica de Michell. Numa tradução desta demonstração para métodos e terminologia mais atuais, considere a força  $F$  dada em (1). Pela Segunda Lei de Newton, a aceleração da gravidade é dada por:

$$g = G \frac{M}{r^2}. \quad (3)$$

Para calcular a velocidade de escape  $v_e$  de um objeto de massa  $m$  que se afasta radialmente de um corpo (planeta, estrela) de massa  $M$  e raio  $R$ , é preciso que a energia cinética se iguale à energia potencial gravitacional:

$$\frac{mv_e^2}{2} = mgR \quad \Rightarrow \quad v_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (4)$$

Supondo que a massa  $M$  é constante, então a velocidade de escape se torna uma função do raio do corpo celeste. Assim, existe um raio, que denotaremos por  $a$ , tal que a velocidade de escape seja a velocidade da luz. Ou seja,

$$c = \sqrt{\frac{2GM}{a}} \quad \Rightarrow \quad a = \frac{2MG}{c^2}. \quad (5)$$

Para um corpo de massa  $M$  com um raio igual ou menor que  $a$  como definido acima<sup>5</sup>, a velocidade de escape seria maior ou igual à velocidade da luz, que é a velocidade limite do universo. Uma estrela com uma densidade maior do que  $M(4/3\pi a^3)^{-1}$  seria, portanto, invisível.

Apesar desta publicação de Laplace fornecendo uma prova para esta afirmação, o comentário sobre as estrelas invisíveis desapareceram do seu livro a partir da terceira edição. As motivações de Laplace para retirar este detalhe do livro não são óbvias, mas podemos especular algumas razões científicas. Em 1801, Thomas Young mostrou que a luz possui uma natureza ondulatória [6], o que faria o raciocínio de Michell e Laplace se tornar obsoleto. A ideia da estrela invisível requer que a gravidade Newtoniana afete a luz da mesma forma que afeta outros corpos massivos, mas se a luz é uma onda, então poderia, em tese, escapar ao campo gravitacional. Este seria um bom motivo para Laplace abandonar a ideia, mas a verdade é que esta hipótese de que a luz seria uma

onda só se tornou popular mais de uma década após Laplace retirar o comentário.

De qualquer forma, hoje sabemos que há uma dualidade na natureza da luz, ela sendo considerada ambas onda e partícula. Porém, também sabemos que a luz não é massiva e a gravidade de Newton só afeta corpos massivos, apesar dos indícios observacionais de que estrelas brilham menos. Com isso, as especulações de Michell e de Laplace sobre estrelas invisíveis não são bem fundamentadas dentro da teoria Newtoniana da gravitação.

### 3 *Massenpunktes: a versão relativística dos buraco negros*

Em 1905, Albert Einstein publicou a primeira de suas duas teorias relativísticas. A relatividade especial, como esta ficou conhecida posteriormente, diz que tempo e espaço são relativos. Ou seja, um observador inercial mede distâncias e o tempo decorrido entre eventos diferente de um observador em movimento [7]. Nos dez anos seguintes, Einstein trabalhou numa teoria que explicasse a gravidade considerando esta relatividade entre espaço e tempo, finalizando-a em 1915.

Em contraste com a teoria da relatividade especial, a teoria da gravitação de Einstein não foi instantaneamente bem aceita. Ela recebeu várias críticas pela sua natureza abstrata [8]. A teoria dependia de um formalismo matemático avançado para a época e, por isso, ela recebera as acusações de ser “muito matemática” e difícil de aplicar. O espaço-tempo é curvo e com quatro dimensões. A matemática de espaços curvos de dimensões mais altas havia sido introduzida pelo matemático alemão Bernhard Riemann há pouco mais de 50 anos quando o artigo de Einstein foi publicado, com desenvolvimentos essenciais para a teoria de Einstein apenas no final do século XIX e início do século XX [9]. A teoria da gravitação de Einstein era uma aplicação da matemática mais moderna que havia na época, o que limitou a compreensão inicial da teoria.

As equações de Einstein (equação (2)) são um conjunto de equações diferenciais parciais cuja solução é uma descrição do formato do espaço-tempo através de um tensor  $g_{\mu\nu}$  chamado de métrica. A métrica é uma forma de medir distâncias neste espaço quadridimensional formado por uma dimensão temporal mais três espaciais. A

<sup>5</sup>Veremos que  $a$  é equivalente ao raio de Schwarzschild, hoje em dia mais comumente representado por  $r_S$ . Escolhi manter a notação mais comum nos trabalhos originais, mantendo-me fiel ao objetivo de reconstrução histórica do tema.

primeira solução encontrada para as equações de Einstein descreve um buraco negro, mas este fato só foi compreendido décadas mais tarde.

### 3.1 A solução de Schwarzschild: a primeira solução exata da relatividade geral

Em 1900, o físico alemão Karl Schwarzschild já estava pensando em espaços curvos para descrever o universo. Na introdução do seu artigo sobre a curvatura do universo [10], ele explicou que sua motivação para estudar espaços curvos não teria aplicação real prática ou mesmo significado matemático pertinente, mas que era um assunto interessante por se tratar de uma extensão da visão de mundo para além do que é acessível e que abre estranhas possibilidades para futuros experimentos. Mesmo antes da formulação da relatividade geral, Schwarzschild já apresentava uma predisposição a abandonar a mentalidade Euclidiana que permeava a teoria Newtoniana. Então, quando Einstein finalizou a sua teoria da gravitação, Schwarzschild já estava versado na matemática necessária para entendê-la.

No início de 1916, Schwarzschild publicou dois artigos detalhando uma solução para as equações de Einstein [11, 12]<sup>6</sup>. Ele queria encontrar a solução para o campo gravitacional do Sol e, portanto, considerou um sistema idealizado onde havia simetria esférica do campo e em que a massa  $M$  presente no sistema estava toda concentrada num ponto na origem do sistema de coordenadas. Ela seria uma massa pontual ou *Massenpunktes*, no original alemão. A partir destas considerações, adotando coordenadas esféricas, esta solução é descrita através do elemento de linha<sup>7</sup>:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{a}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{a}{r}\right)} - r^2 d\Omega^2, \quad (6)$$

onde  $a$  seria, a princípio, uma constante de integração e

$$d\Omega^2 = (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2).$$

Esta é a forma mais conhecida da Solução de Schwarzschild.

<sup>6</sup>Ambos foram traduzidos para o inglês, [13, 14].

<sup>7</sup>Um elemento de linha  $ds^2$  é uma outra forma de representar a métrica  $g_{\mu\nu}$ , de tal forma que, na notação de Einstein, temos  $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ .

No primeiro artigo [11], Schwarzschild notou que a solução (6) possui dois pontos de descontinuidade, ou, em outras palavras, duas *singularidades*. Para  $r = 0$  e  $r = a$ , os coeficientes  $g_{00}$  e  $g_{11}$ , respectivamente, possuem uma divisão por zero. Hoje em dia, sabemos que estas representam a singularidade no interior do buraco negro e o horizonte de eventos. Porém, Schwarzschild não aprofundou sua análise sobre estes pontos, preferindo, ao invés, apresentar um exemplo em que a solução é aplicável: no cálculo do periélio de Mercúrio e da lei do movimento circular de Kepler.

No entanto, Schwarzschild propôs um modelo mais realista em um segundo artigo [12]. Neste, ele substituiu a massa puntual que gera o campo gravitacional por um objeto esférico composto de um fluido incompressível, que possui um tensor energia-momento não nulo, ao contrário do objeto massivo puntual. A teoria da relatividade geral, segundo ele, depende tanto da quantidade de matéria quanto de sua energia e por isso este seria um modelo menos idealizado. O campo gravitacional exterior a essa esfera continuaria descrito pela solução de massa puntual, porém o interior possuiria uma distribuição homogênea de matéria e, portanto, não apresentaria as singularidades que a solução de massa puntual apresentou.

Nesta configuração, Schwarzschild encontrou as condições de continuidade na transição de uma região (o vácuo) para a outra (o interior do objeto massivo esférico). Ele deduziu que a soma da densidade e pressão ( $\rho_0 + p$ ) dentro da esfera cresce proporcionalmente à velocidade da luz e que há uma quebra de continuidade se a esfera possui um certo raio,  $a$ . Este fato, argumentou Schwarzschild, estabelece um limite para a densidade do fluido incompressível. “Para um observador externo” [14, p. 32] a esfera não pode ter um raio menor do que  $a$ .

Na literatura, este raio  $r = a$  ficou conhecido como *raio singular*, *raio gravitacional* ou, mais comumente, *raio de Schwarzschild*. A observação de Schwarzschild de que a esfera não poderia ter um raio menor do que  $a$  é um resultado válido *para um observador externo* é notável. Mostra que Schwarzschild entendia bem que diferentes coordenadas correspondiam a observadores distintos. Mas este comentário permaneceu inexplorado. Infelizmente, Schwarzschild faleceu no mês seguinte a esta publicação em decorrência de uma

doença autoimune.

Por volta da mesma época, o matemático holandês Johannes Droste encontrou a mesma solução para o problema de forma independente [15]. Quando a publicação foi finalizada, ele já havia tomado conhecimento do trabalho de Schwarzschild e o cita numa nota de rodapé. Droste se referiu à solução como uma solução esfericamente simétrica para o campo gravitacional de uma *massa central*. Assim como Schwarzschild, ele naturalmente escolheu coordenadas esféricas para as dimensões espaciais do espaço-tempo e obteve a mesma equação que Schwarzschild (equação (6)). No entanto, o caminho para chegar a esta solução difere do de Schwarzschild. Ao invés de focar no corpo celeste que gera o campo gravitacional, Droste investigou o movimento de uma partícula teste sob a influência do campo gravitacional do objeto estudado. Sobre o raio singular, ele observou que uma partícula numa trajetória radial em direção ao centro de massa levaria um tempo infinitamente longo para cruzar este raio. Por esta razão, ele considerou em sua análise apenas a solução na região exterior a este raio gravitacional.

Ao contrário de Schwarzschild, Droste não notou que o movimento da partícula está descrito nas coordenadas de um observador externo e não do referencial da própria partícula. O cálculo de Droste mostra que um observador externo que observa uma partícula em trajetória radial em direção ao centro de massa do campo gravitacional demoraria um tempo infinito para cruzar o raio de Schwarzschild de uma massa puntual. A forma final do elemento de linha como apresentado na equação (6) é devida a Droste e, por isso, as coordenadas da solução descrita desta forma são conhecidas como *coordenadas de Droste-Schwarzschild*.

Outro matemático que abordou a questão em 1917 foi o alemão Herman Weyl. Num compêndio sobre soluções esféricas da relatividade geral intitulado *Sobre a teoria da gravitação* [16], Weyl apresentou um sistema de coordenadas diferente para a solução de Schwarzschild, propondo uma extensão analítica desta:

$$ds^2 = -\left(1 + \frac{a}{r'}\right)^4 (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + \left(\frac{1 - \frac{a}{r'}}{1 + \frac{a}{r'}}\right)^2 dx_0^2, \quad (7)$$

onde  $dr'^2 + r'^2 d\Omega^2 = 16(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)$ . A

coordenada de Droste-Schwarzschild  $(t, r)$  se relaciona com a de Weyl  $(x_0, r')$  pela transformação<sup>8</sup>

$$t = x_0 \quad ; \quad r = \frac{r'}{4} \left(1 + \frac{a}{r'}\right)^2. \quad (8)$$

Weyl foi além de encontrar a solução para a geometria do espaço-tempo e propôs uma descrição topológica para a solução de Schwarzschild. Ele observou que as coordenadas de Droste-Schwarzschild cobrem duas vezes a mesma região, a região externa ao raio de Schwarzschild, quando projetadas no plano  $z = \sqrt{4a(r-a)} = 0$ . Por outro lado, o sistema de coordenadas que Weyl utiliza é uma extensão analítica (conforme ao espaço Euclidiano) que cobre as regiões interior e exterior ao raio singular, de forma que o tempo próprio na solução interior é positivo. Porém Weyl conclui que esta extensão é um artifício matemático, argumentando que na natureza a solução não se aplicaria ao interior da esfera singular.

Embora Weyl tenha considerado a extensão analítica para o interior da esfera de Schwarzschild sem sentido físico, ele percebeu que, matematicamente, só poderíamos visualizar as propriedades topológicas da solução se considerássemos a solução estendida. De qualquer forma, a consideração de uma extensão analítica não apresentou nenhuma mudança imediata na interpretação da solução de Schwarzschild e não recebeu muita atenção na época. Era meramente uma curiosidade matemática.

### 3.2 A solução de Reissner-Nordström para uma massa puntual eletricamente carregada

*Massas puntuais* é uma expressão que remete a partículas massivas. A partir desta, surgiu naturalmente a pergunta: “é possível encontrar a solução exata da relatividade geral para uma um campo gravitacional de uma partícula massiva carregada, tais como elétrons e prótons?”. A questão estava tão imediata que quatro pessoas diferentes resolveram o problema de forma independente: Hans Reissner em 1916, Herman Weyl em 1917, Gunnar Nordström em 1918 e George B. Jeffery em 1921.

O engenheiro aeronáutico Hans Reissner publicou *Sobre a gravidade inerente de um campo*

<sup>8</sup>Weyl não apresenta a transformação de coordenadas explicitamente, mas o resultado final carrega um erro de cálculo: onde aparece  $a$ , ele encontrou  $a/4$ .

*elétrico de acordo com a teoria de Einstein* [17] em março de 1916, dois meses depois do primeiro artigo de Schwarzschild. Reissner leu o artigo de Schwarzschild e seguiu seus passos, usando as equações de campo para encontrar as componentes da métrica para o caso de uma partícula carregada, considerando o tensor energia-momento de um campo eletricamente carregado que Einstein apresentou em seu artigo inicial [1]. Com cálculos diretos, Reissner chegou a uma solução exata, embora não tenha explicitado o elemento de linha desta.

Assim como a solução de Schwarzschild, a de Reissner também apresentou singularidades, uma na origem e dois raios singulares. Porém, considerando a massa do elétron, ele encontrou que os valores destes raios são, respectivamente,  $0,408 \times 10^{-55} \text{cm}$  e  $1,337 \times 10^{-34} \text{cm}$ . Ambos menores do que o raio da partícula, que é da ordem de  $10^{-13} \text{cm}$ . Portanto, Reissner concluiu que não haveria necessidade de estender a solução para a região interior ao raio destes raios. Com este problema parcialmente solucionado, ele prosseguiu para mostrar que era possível recuperar a solução de Schwarzschild ao tomar o limite da carga elétrica indo à zero.

A segunda parte do artigo de 1917 de Herman Weyl [16] é dedicada também à solução de massa pontual carregada. Para este caso, Weyl argumentou que é importante abordar o problema através do formalismo Hamiltoniano, que ele julgou suficientemente amplo para englobar o conhecimento sobre a matéria. Esta consideração diferencia os cálculos de Weyl do método utilizado por Reissner. Foi assim que Weyl chegou à solução escrita em forma de elemento de linha,

$$ds^2 = \left(1 - \frac{a}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{a}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (9)$$

onde  $Q = (e/c) \left(\sqrt{a/2m}\right)$  é uma função da carga elétrica  $e$  e da massa do elétron  $m$ . Assim como Reissner, Weyl identificou duas singularidades radiais, as quais ele chamou de *raio gravitacional associado à massa do elétron* e *raio gravitacional associado à carga do elétron*. Ele também observou que ambos seriam menores que o raio do elétron, mas, desta vez, não expôs nenhuma interpretação topológica da solução.

A equação (9) é conhecida atualmente como *Solução de Reissner-Nordström*, em homenagem a Reissner e ao físico teórico finlandês Gunnar Nordström. Em 1918, Nordström encontrou esta mesma solução para um “um campo de um centro elétrico” [18]. A influência do trabalho de Droste sobre Nordström é perceptível nesta escolha de palavras, *centro elétrico* ao invés de *massa pontual carregada*. Mas também notamos tal influência na estratégia adotada para abordar o problema. Similar ao trabalho de Droste [15], Nordström introduziu o campo elétrico como um termo na Hamiltoniana do sistema, derivando desta a equação (9). Curiosamente, a notação mais usualmente adotada para a equação (9) é a introduzida por Nordström, ao invés da de Reissner, espelhando o que acontece com o caso das coordenadas de Droste-Schwarzschild.

Ao colocar o problema como o cálculo do campo gravitacional de um ‘centro’ carregado, Nordström estrategicamente evitou a idealização matemática da massa pontual, como encontrada nas primeiras soluções de *Massenpunktes*. Embora a carga estivesse centrada na origem do sistema de coordenada, o corpo massivo que produz o campo teria um raio positivo e não nulo. Nordström explicou que tal corpo massivo teria uma borda finita, mas ele desconsidera a possibilidade de raios pequeníssimos através de considerações físicas. Analisando a componente  $g_{00}$  do tensor métrico, ele notou também há dois raios singulares:

$$g_{00} = 0 \quad \Rightarrow \quad r = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - Q^2}, \quad (10)$$

mas não tece comentários sobre eles.

Posteriormente, em 1921, George Barker Jeffery da Universidade de Londres publicou seu artigo *O Campo de Elétron na Teoria da Gravitação de Einstein* [19] expondo os desenvolvimentos das soluções para as equações de Einstein obtidas até aquele momento e apresentando a solução para o campo gravitacional de uma partícula carregada. Ele citou o artigo de Nordström, embora não tenha feito menção a Reissner ou Weyl, mas comenta que tomou conhecimento do artigo após ter derivado a solução. Por isso, Jeffery propôs que o seu pudesse ser considerado um método alternativo ao de Nordström, pois Jeffery derivou o resultado da forma tensorial das equações de campo (assim como fez Reissner), em contrapartida ao cálculo de Nordström, que se baseou na

abordagem Hamiltoniana.

Jeffery refletiu sobre o conceito de um elétron pontual<sup>9</sup>. Ele observou que, embora na teoria eletromagnética o elétron fosse geralmente considerado uma partícula sem dimensões, quando o assunto é gravitação esta hipótese não poderia ser considerada, porque isto resultaria num ponto massivo de densidade infinita. Mesmo para uma partícula sem carga, Jeffery argumenta, o sistema não poderia ser tratado como um ponto singular por causa do raio gravitacional singular, como apontado por Schwarzschild. Porém, Jeffery notou que, na nova teoria da gravitação, não haveria zeros ou infinitos se  $e^2/m^2 > \kappa = 0.67 \times 10^{-7}$  no sistema CGS de unidades, sendo  $e$  é a carga elétrica,  $m$  a massa da partícula e  $\kappa$  está relacionada à constante gravitacional. Esta condição é amplamente satisfeita para os casos do elétron e do núcleo de hidrogênio. Portanto, Jeffery concluiu que pode-se desconsiderar estas soluções singulares do campo sem problemas [19, p. 131].

Jeffery terminou o artigo calculando o desvio da luz causado pelo campo gravitacional de uma estrela carregada, usando o campo eletromagnético do Sol para fazer uma pequena correção às previsões anteriores de Einstein.

#### 4 Entendendo as soluções: reinterpretando mudanças de coordenadas.

Depois do sucesso da expedição de Sobral em 1919 [21], que mediu a deflexão da luz de acordo com o que foi previsto pela teoria da relatividade geral, a popularidade de Einstein cresceu no mundo inteiro e sua teoria da gravitação ganhou destaque no meio acadêmico [22]. Com destaque apareceram críticas, em especial à teoria da gravitação de Einstein, que ainda permanecia mal compreendida.

<sup>9</sup>Antes disso, Jeffery comentou sobre o movimento de um elétron no campo gravitacional de um núcleo atômico carregado. Para isso, ele considera a massa e a carga do elétron como sendo negligenciáveis, uma hipótese que ele mesmo admite ser problemática, mas que este seria “o melhor jeito de lidar com a solução correspondente à duas singularidades [núcleo e elétron]” [19, p. 127]. Posteriormente, em 1926, Jeffery retornaria a este problema da gravitação entre dois corpos não pontuais e publicaria, em conjunto com O.R. Baldwin, um dos artigos mais importantes sobre ondas gravitacionais, *A Teoria Relativística de Ondas Planas* [20].

Pelo menos duas pessoas usaram a solução de massas pontuais para criticar a relatividade geral, alegando inconsistências físicas no modelo. Foram eles o matemático e político francês Paul Painlevé e o duas vezes vencedor do Prêmio Nobel e oftalmologista Alvar Gullstrand. Mas os problemas apontado por eles não foram nem a presença das singularidades e nem a idealização do modelo ao considerar um ponto massivo ao invés de uma estrela. O que Painlevé e Gullstrand entenderam como inconsistências físicas era, na verdade, uma característica da propriedade covariante das equações de Einstein.

#### 4.1 Coordenadas de Gullstrand-Painlevé

Em 1921, Paul Painlevé publicou dois artigos, *Mecânica Clássica e a Teoria da Relatividade* [23] e *Sobre a Gravitação da Mecânica de Newton e da Mecânica de Einstein* [24], nos quais ele resolveu as equações de Einstein para o campo de um corpo esfericamente simétrico de uma massa adimensional em repouso. Painlevé obteve um elemento de linha diferente do Schwarzschild,

$$ds^2 = \left(1 - \frac{a}{r}\right) d\tau^2 + 2\sqrt{\frac{r}{a}} dr d\tau - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (11)$$

Ele supôs que diferentes elementos de linha para um mesmo modelo implicava em uma física diferente e que, por isso, a relatividade geral seria inconsistente [23, pp. 8-9]. Não é este o caso. O historiador da ciência Jean Eisenstaedt acredita que esta conclusão ocorreu devido à má interpretação da covariância das equações de Einstein, afirmando que os físicos tendiam a pensar nas coordenadas como medidas físicas e não como referenciais [8, p. 176].

A covariância de Lorentz, ou princípio da relatividade especial, diz que as equações de Einstein (equação (2)) são invariantes sob certos tipos de transformações de coordenadas, que representam diferentes referenciais inerciais. O elemento de linha (11) está escrito em coordenadas  $(\tau, r)$  que se relacionam com as coordenadas de Droste-Schwarzschild  $(t, r)$  da seguinte forma:

$$\tau = t - 2\sqrt{ar} - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{r} + \sqrt{a}}{\sqrt{r} - \sqrt{a}} \right). \quad (12)$$

Enquanto isso, Alvar Gullstrand havia recebido um pedido do comitê do Prêmio Nobel para escrever um relatório sobre o trabalho de Einstein,

com o objetivo de avaliar sua candidatura ao prêmio em 1921. Einstein foi nomeado ao prêmio Nobel todos os anos entre 1910 a 1922, com exceção a 1911 e 1915. Ele eventualmente ganhou o prêmio em 1921 devido ao seu trabalho sobre o efeito fotoelétrico, mas foi por causa do relatório desfavorável de Gullstrand que Einstein não recebeu o prêmio pela sua teoria da relatividade geral [25].

Em seu artigo de 1921, *A Solução Geral para o Problema do Corpo Estático na Relatividade Geral de Einstein* [26], Gullstrand obteve independentemente o mesmo elemento de linha que Painlevé (equação (11)). Porém, ao invés de afirmar que esta configurava uma física diferente, como fez Painlevé, ele usou seu resultado para calcular o periélio de Mercúrio, concluindo que o cálculo da órbita deste planeta depende de constantes arbitrárias e que isso dava a impressão de que seria possível obter qualquer resultado para a precessão do periélio que se quisesse. Este seria um parâmetro livre que deveria ser vinculado com as observações e que, portanto, o cálculo da precessão do periélio de Mercúrio não seria uma “vitória” da relatividade geral sobre a teoria clássica Newtoniana. Gullstrand também reparou que o desvio para o vermelho das linhas espectrais do Sol dependia deste parâmetro arbitrário, embora a deflexão da luz permanecesse inalterada.

O sistema de coordenadas usado no elemento de linha (11) ficou conhecido como coordenadas de Gullstrand-Painlevé (GP). É interessante notar que, nas coordenadas de GP, o raio singular desaparece. A solução (11) regulariza a singularidade do raio de Schwarzschild, mas este fato passou despercebido na época. O objetivo de ambos Gullstrand e Painlevé era analisar o que a relatividade geral afirmava sobre o campo gravitacional do Sol, um astro com um raio maior do que o de Schwarzschild e, portanto, as singularidades da solução de massa puntual se encontravam fora do domínio que eles estudavam.

## 4.2 As coordenadas de Eddington

Havia, como vimos, uma dificuldade coletiva para entender a matemática por trás das mudanças de referenciais na relatividade geral. Qualquer solução das equações de Einstein (2) para uma massa puntual esfericamente simétrica é a solução de Schwarzschild, independente do sistema de coordenadas adotado. O físico George

Birkhoff demonstrou isso em 1923 [27]. Birkhoff mostrou que, até para campos dinâmicos como os de estrelas pulsantes, a solução das equações de Einstein seriam a mesma. Tal resultado se tornou conhecido como Teorema de Birkhoff, o campo externo de qualquer objeto esfericamente simétrico (sem carga e sem rotação), pulsante ou não, é descrito pela solução de Schwarzschild. Uma das consequências disso é que estrelas pulsantes não gerariam ondas gravitacionais.

Portanto, soluções como a de Painlevé e Gullstrand são a mesma que Schwarzschild.

Painlevé e Gullstrand não foram os únicos a considerarem que coordenadas diferentes resultavam em físicas diferentes. Em 1922, o matemático e filósofo inglês Alfred Whitehead também afirmou ter encontrado uma solução alternativa para o campo gravitacional do Sol segundo a RG, que também exibiria um resultado diferente para o cálculo do periélio de Mercúrio [28]. Em defesa à teoria de Einstein, o físico inglês Arthur S. Eddington, um dos maiores entusiastas da relatividade geral na época e a pessoa que liderou as expedições que confirmaram a deflexão da luz pelo campo gravitacional do Sol de acordo com a teoria de Einstein, publicou um relatório de uma página na revista *Nature* em 1924 [29], mostrando que o resultado de Whitehead era exatamente o mesmo que o de Schwarzschild, a menos de uma transformação de coordenadas.

Eddington reescreveu a expressão de Whitehead como,

$$ds^2 = (-dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin\theta d\phi^2 + dt_1^2) - \frac{2M}{r} (dt_1 - dr)^2, \quad (13)$$

mostrando explicitamente que esta solução escrita nas coordenadas  $(t_1, r)$  corresponde à solução de Schwarzschild nas coordenadas  $(t, r)$  através da transformação de coordenada:

$$t_1 = t - 2M \log(r - M). \quad (14)$$

Não é exagero dizer que Eddington era um dos poucos especialistas em relatividade geral na época. Este e outros exemplos demonstram que ele compreendia bem as propriedades covariantes da teoria. Mesmo assim, a relatividade geral apontava para fenômenos tão estranhos que nem mesmo Eddington pôde aceitar.

A existência física de estrelas superdensas com raios menores do que o de Schwarzschild, desafiava a filosofia de Eddington. Ele não acreditava

que regiões de onde nada pudesse escapar, regiões onde nenhuma medida pudesse ser feita por um observador externo, pudessem existir na realidade. Nas coordenadas (13), o raio de Schwarzschild também é regularizado. Eddington não relevou esta informação, argumentando numa publicação no mês seguinte contra a existência de objetos com raios menores que o de Schwarzschild num contexto astrofísico [30], estabelecendo a hipótese de que as estrelas permaneceriam em equilíbrio hidrodinâmico [31] e nunca se contrairiam além dos seus raios gravitacionais.

### 4.3 Idealizações: as massas pontuais e o mito do raio intransponível

As soluções de massas pontuais são hoje reconhecidas como soluções de buracos negros, mas eram, à princípio, soluções idealizadas que não necessariamente condiziam com a realidade observada. Havia muito o que questionar sobre a solução de Schwarzschild. Em particular, a natureza das duas singularidades que esta apresenta era uma questão matemática que os físicos rapidamente atribuíram à idealização do modelo, ou seja, era um problema que aparecia apenas ao se desconsiderar as dimensões da fonte do campo gravitacional. Isso se torna mais evidente nas análises da solução para o campo gravitacional de partículas carregadas, cujos raios eram maiores do que os raios singulares que apareciam na solução, como vimos na Subseção 3.2.

As singularidades na origem do sistema de coordenadas e a esférica eram problemáticas, mas os argumentos de Schwarzschild e Droste de que estas regiões não eram fisicamente relevantes fizeram sentido, a princípio. Mas esta suposição de que era uma região fisicamente irrelevante também fazia sentido de um ponto de vista astrofísico, já que a densidade que uma estrela compacta com raio menor que seu raio de Schwarzschild deveria ser, no mínimo, centenas de trilhões de vezes maior do que qualquer densidade encontrada na Terra [31].

No final da década de 1920, o cosmólogo e padre belga George Lemaître, em sua tese de doutorado que se tornou um marco da cosmologia, demonstrou que o raio de Schwarzschild era, na verdade, uma *singularidade aparente* [32]. Isto significa que a natureza singular do raio de Schwarzschild depende do sistema de coordenadas. Lemaître também mostrou que a origem, a outra

singularidade da solução de Schwarzschild, era, no entanto, uma singularidade real. Ou seja, não importa com qual sistema de coordenadas a solução é descrita, esta singularidade sempre estará presente.

Restava ainda saber se a esfera delimitada pelo raio de Schwarzschild era mesmo intransponível, como Droste tinha mencionado. O físico japonês Yusuke Hagihara, ao analisar as trajetórias de partículas se movendo num campo gravitacional de Schwarzschild em 1931, mostrou que, matematicamente, as trajetórias iniciadas no exterior do raio de Schwarzschild poderiam sim cruzar o raio gravitacional, mas Hagihara interpretou isto como órbitas colisionais [33] de partículas caindo na estrela. Como não haveriam corpos com um raio menor que o de Schwarzschild, ele argumenta, as partículas colidiriam com a superfície da estrela antes de cruzar tal raio. Nesta mesma década, o físico e matemático Howard P. Robertson, também estudando trajetórias de partículas num campo gravitacional de Schwarzschild, demonstrou que elas poderiam sim cruzar o raio de Schwarzschild na direção de fora para dentro, mas não de dentro para fora<sup>10</sup>. Apesar de Robertson comunicar oralmente o resultado a vários pesquisadores próximos (incluindo Albert Einstein), estas contas foram publicadas apenas postumamente, em 1968 [34].

Segue disto que o raio de Schwarzschild não é intransponível.

Einstein, averso à ideia da existência de singularidades no universo, sugeriu uma mudança drástica na topologia do espaço-tempo [35] numa tentativa de evitar que as singularidades aparecessem na teoria. No lugar da singularidade, Einstein e Nathan Rosen propuseram uma conexão entre duas regiões (desconexas) do espaço-tempo através de uma espécie de ponte. A solução de Schwarzschild cobre a região exterior duas vezes, como bem apontou Weyl (Subseção 3.1) e esta “ponte” seria uma conexão entre estas duas coberturas. Tal conexão recebeu o nome de *ponte de Einstein-Rosen*. Posteriormente, em 1939, Einstein publicou outro artigo alegando ter provado que singularidades não se formariam, que estrelas não se contrairiam para além do raio de Schwarzschild [36]. De fato, Einstein disse, elas

<sup>10</sup>Ou vice-versa. As contas de Robertson já identificavam a possibilidade de uma extensão analítica com uma solução de um buraco branco (de onde tudo escapa e nada adentra), mas Robertson não chegou a esta conclusão.

não se contrariam para além de  $(2 + \sqrt{3})$  vezes o raio de Schwarzschild. Embora sua conclusão estivesse errada, o seu cálculo mostrava na verdade o limite ao qual é possível obter órbitas estáveis ao redor do buraco negro.

De sua concepção até meados da década de 1920, a relatividade geral estava em sua infância, onde as pessoas ainda tentavam entender a matemática e as implicações da teoria. Na segunda metade desta década, a relatividade entrou num período de estagnação que durou aproximadamente trinta anos<sup>11</sup>, caracterizado pela diminuição do interesse na teoria, como poucas publicações sobre o tema.

Sobre a idealização das soluções de massas pontuais, havia a esperança de que a física nuclear, bem melhor entendida e testada do que a relatividade geral, seria capaz de evitar que a matéria se agregasse desta forma. J. Robbert Oppenheimer e colaboradores mostraram que este não é o caso [37–39], que a força gravitacional de objetos supermassivos não entraria em equilíbrio com as forças nucleares, ganhando a disputa afinal. Isso implica que estrelas supermassivas se contraem indefinidamente até o centro de massa. Oppenheimer calculou que isto aconteceria num tempo finito. O último artigo da trilogia de Oppenheimer, em coautoria com G.M. Volkoff, foi publicado em 1º de setembro de 1939, no dia em que a Segunda Guerra Mundial foi oficialmente declarada. Neste e nos anos seguintes, as pesquisas sobre gravitação, cosmologia e astrofísica basicamente cessaram [40].

## 5 Extensões Analíticas

A Segunda Guerra Mundial terminou em 1945, mas demorou alguns anos até que as pesquisas em relatividade geral retornassem. Trinta e cinco anos após sua formulação, a relatividade geral conquistou enfim menos desconfiança da comunidade científica. Os questionamentos dos anos iniciais sobre a validade da teoria, assim como as dúvidas sobre que física ela descrevia, não apareceram novamente no pós-guerra.

Apesar dos artigos de Oppenheimer, a existência de objetos colapsados gravitacionalmente, os buracos negros, ainda era suspeita, mas não completamente rejeitada, como nas décadas anterior-

<sup>11</sup>Tal período o historiador da ciência Jean Eisenstaedt denominou de *período de águas rasas* [8].

res. Não havia evidência observacional de que objetos com tal densidade existissem, mas a teoria gravitacional por trás das soluções de massas pontuais voltou a ganhar notoriedade a partir da década de 1950. Nessa nova fase das pesquisas, o foco se tornou buscar entender as soluções por completo. Para isso, era importante buscar extensões analíticas das soluções, de forma a desvendar propriedades escondidas pela limitação topológica das coordenadas radiais que caracterizavam as soluções de massas pontuais.

### 5.1 O retorno da relatividade geral: o artigo de 1950 de Synge

Em 1950, o matemático irlandês John Lighton Synge, na época trabalhando no Canadá, retomou suas pesquisas sobre cosmologia e gravitação depois dos anos de guerra, nos quais seus conhecimentos foram utilizados em pesquisas de aplicação mais imediata. Dez anos após a publicação dos artigos divergentes de Einstein e Oppenheimer, um alegando que uma estrela não se contrairia além do raio de Schwarzschild e o outro afirmando o contrário, Synge sentiu a necessidade de verificar esta afirmação de um ponto de vista puramente gravitacional [41]. Synge observou que o problema não é comumente levado a sério por sua estranheza astrofísica, mas que era necessário se perguntar se a teoria da relatividade geral realmente proíbe que uma estrela se contraia até as dimensões de uma partícula.

Ambos George Lemaître e Howard P. Robertson haviam comunicado seus trabalhos sobre a natureza aparente do raio de Schwarzschild a Synge, que os menciona em seu artigo. A partir disto, Synge reconstruiu a solução de Schwarzschild levando em consideração a topologia do espaço-tempo e a propriedade de covariância, que faz as equações de Einstein manterem a mesma forma sob transformações gerais de coordenadas. Entendendo que esta foi a fonte de vários mal-entendidos sobre a teoria, Synge julgou a propriedade da covariância como “uma vergonha ao invés de uma vantagem” [41, p. 83].

Synge adotou as coordenadas  $(u', v', \theta, \phi)$  tais que

$$\begin{aligned} -\infty < u' < \infty & \quad , \quad -\infty < v' < \infty , \\ 0 \leq \theta \leq \pi & \quad , \quad 0 \leq \phi < 2\pi . \end{aligned} \quad (15)$$

A solução de Schwarzschild nestas coordenadas

resulta no elemento de linha,

$$ds^2 = du'^2 - dv'^2 + (v' du' - u' dv')^2 \mathcal{F} + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2), \quad (16)$$

onde  $\mathcal{F}$  e  $r$  são funções de  $(u'^2 - v'^2)$  e de uma constante positiva  $a$ . As coordenadas de Synge se relacionam com as de Droste Schwarzschild (6) através das seguintes relações:

Para  $(u'^2 - v'^2) > 0$ :

$$u' = R \cosh\left(\frac{t}{2a}\right); \quad (17)$$

$$v' = R \sinh\left(\frac{t}{2a}\right); \quad (18)$$

$$R^2 = a^2 (\xi + \sinh \xi + \cosh \xi)^2, \quad (19)$$

com

$$1 - \frac{a}{r} = \tanh^2 \xi.$$

Para  $(u'^2 - v'^2) < 0$ :

$$u' = R \sinh\left(\frac{t}{2a}\right); \quad (20)$$

$$v' = R \cosh\left(\frac{t}{2a}\right); \quad (21)$$

$$R^2 = a^2 (\eta + \text{sen}\eta + \cos\eta)^2, \quad (22)$$

com

$$1 - \frac{a}{r} = -\text{tg}^2\eta.$$

Em termos de  $\xi$  e  $\eta$ , as funções  $\mathcal{F}, r$  são:

Para  $(u'^2 - v'^2) \leq 0$ ,

$$r = a \cos^2 \eta, \quad (23)$$

$$\mathcal{F} = \frac{1}{u'^2 - v'^2} \left(1 + \frac{4a^2 \text{tg}^2\eta}{u'^2 - v'^2}\right). \quad (24)$$

Para  $(u'^2 - v'^2) \geq 0$ ,

$$r = a \cosh^2 \xi, \quad (25)$$

$$\mathcal{F} = \frac{1}{u'^2 - v'^2} \left(1 - \frac{4a^2 \tanh^2 \xi}{u'^2 - v'^2}\right). \quad (26)$$

Assim como Weyl, que já tinha reparado que a solução de Schwarzschild cobria o plano  $(r, t)$  duas vezes (Seção 3.1), Synge mostrou que as coordenadas  $(u, v)$  também o faziam (Figura 1). E, assim como Lemaître, com uma análise detalhada das singularidades e geodésicas da solução, Synge conclui que  $r = 0$  é uma singularidade do espaço-tempo, enquanto o raio de Schwarzschild é uma singularidade aparente, que desaparece com

uma mudança de coordenadas. Mais do que isso, Synge calculou que geodésicas do tipo tempo encontram qualquer singularidade em tempo finito. Isso implica que qualquer partícula presa neste campo gravitacional terminaria na singularidade da origem em tempo finito. A conclusão final foi que a relatividade geral não proíbe a existência de uma “partícula gravitacional” (ou massa puntual).

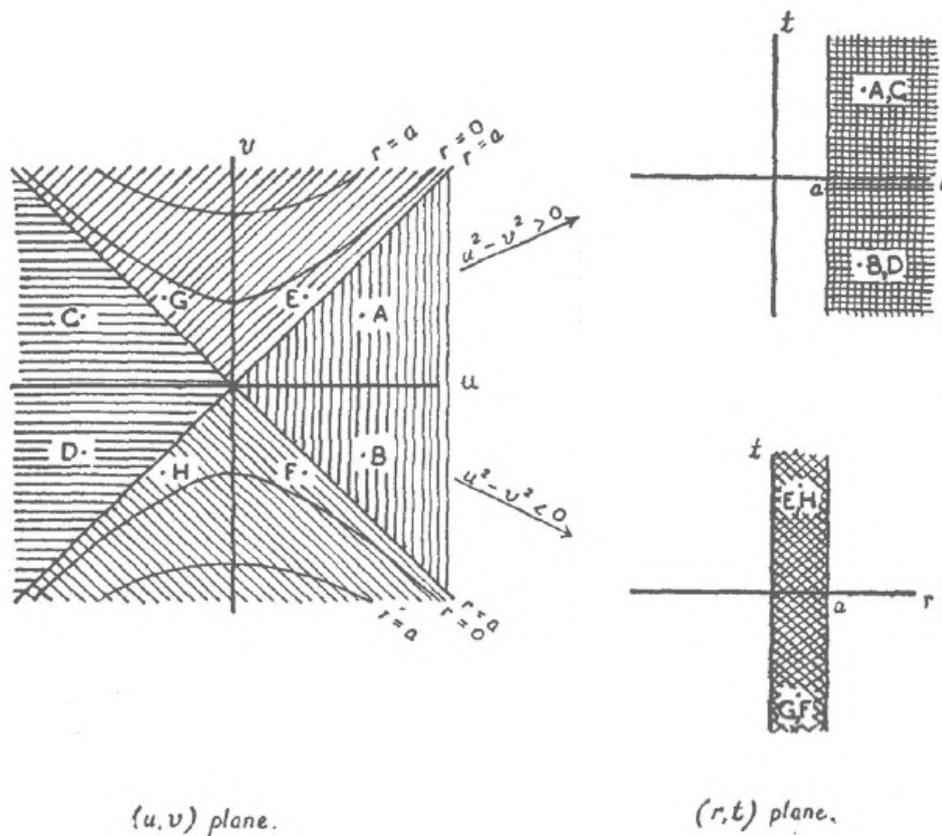
### 5.2 Finkelstein e Fronsdal

Em 1958, David Finkelstein redescobriu as coordenadas de Eddington (equação (13)) em busca de uma extensão analítica para a solução de Schwarzschild [42]. A princípio acreditando ser uma extensão máxima da solução, Finkelstein descobriu durante as provas do artigo que as coordenadas que ele utilizou eram incompletas, ou seja, que haviam geodésicas incompletas nestas coordenadas. Ele menciona numa nota de rodapé que tomou conhecimento que seu colega Martin Kruskal havia obtido uma solução completa há alguns anos antes, mas que não havia publicado.

Diferentemente de Eddington, que preferiu não comentar sobre o raio de Schwarzschild, Finkelstein não apenas confirmou que o raio de Schwarzschild não era uma singularidade real, mas que este só pode ser cruzado unilateralmente. O raio de Schwarzschild age, de acordo com Finkelstein, como uma membrana unidirecional, cujas influências causais podem cruzá-la, mas apenas em uma direção [42, p. 965]. Vale a pena lembrar que este resultado já havia sido obtido por Robertson na década de 1930, que permaneceu não-publicado até 1968. Foi esta publicação de Finkelstein em 1958 que denunciou para o resto da comunidade científica esta propriedade fundamental do que hoje chamamos de *horizonte de eventos*.

Sobre a comparação entre os artigos de Eddington e Finkelstein e entre os resultados de Robertson e o de Finkelstein sobre o raio de Schwarzschild, ressaltamos que eles foram escritos em contexto bem diferentes. Eddington e Robertson buscavam mostrar que a teoria da relatividade geral era consistente frente às desconfianças sobre ela. Já Finkelstein assume a consistência da teoria em seu trabalho e isso o permitiu focar apenas em descobrir novas propriedades da solução.

No ano seguinte à publicação de Finkelstein, outra extensão analítica surgiu com o trabalho de Christian Fronsdal [43], na época trabalhando



**Figura 1:** Com a notação adaptada, a figura ilustra o mapeamento entre os planos  $(u', v')$  e  $(r, t)$ , de acordo com Synge. Extraído de [41].

na Divisão de Estudos Teóricos do CERN, em Genebra. Fronsdal também foi alertado durante as provas de seu artigo por Finkelstein e John A. Wheeler que esta extensão havia sido encontrada previamente por Martin Kruskal. Ela hoje em dia é considerada a extensão analítica máxima da solução de Schwarzschild.

### 5.3 Extensão analítica máxima: Kruskal e Szekeres

A publicação de Kruskal [44] veio no ano seguinte, em 1960, mas não foi escrita por ele. John Wheeler, colega de Kruskal na Universidade de Princeton, conhecia os resultados de Kruskal já há algum tempo e, depois de testemunhar outras pessoas trabalhando no assunto, decidiu formalizar o que Kruskal tinha comunicado a ele num artigo, no qual ele indicou autoria solo de Martin Kruskal. O autor só descobriu quando recebeu o aceite da revista e insistiu para que Wheeler fosse coautor, mas este não achou necessário.

Apontando Synge como referência, o artigo de-

fine coordenadas  $(u, v)$  tal que o elemento de linha seja,

$$ds^2 = f^2(-dv^2 + du^2) + r^2 d\Omega^2, \quad (27)$$

onde,

$$u = \left[ \left( \frac{r}{a} \right) - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left( \frac{r}{2a} \right) \cosh \left( \frac{t}{2a} \right);$$

$$v = \left[ \left( \frac{r}{a} \right) - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left( \frac{r}{2a} \right) \sinh \left( \frac{t}{2a} \right);$$

$$f^2 = \left( \frac{4a^3}{r} \right) \exp \left( -\frac{r}{a} \right).$$

A topologia da solução é similar a de Synge, representada na Figura 1. Com as coordenadas de Kruskal, é possível visualizar uma região da qual nada pode escapar, ou seja, um buraco negro. Mas há outras regiões que não são perceptíveis de imediato se considerarmos as coordenadas de Droste-Schwarzschild, como, por exemplo, uma região onde nada pode permanecer (um buraco branco!) e seções do espaço-tempo completamente isoladas uma da outra.

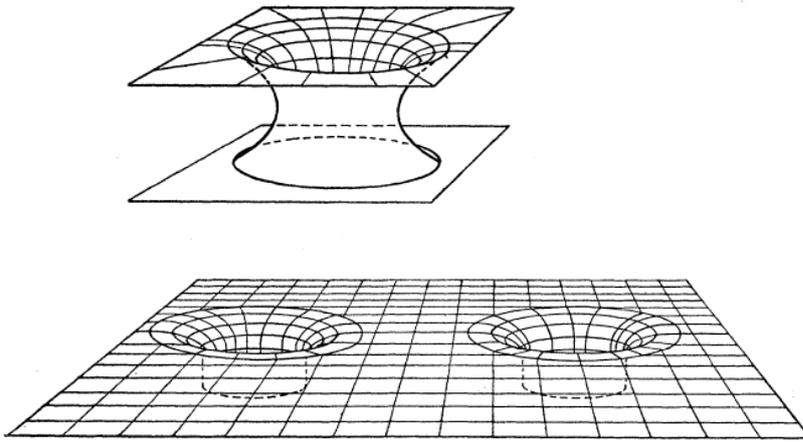


FIG. 1. Two interpretations of the 3-dimensional “maximally extended Schwarzschild metric” at the time  $T=0$ . Above: A connection or bridge in the sense of Einstein and Rosen between *two* otherwise Euclidean spaces. Below: A wormhole in the sense of Wheeler connecting two regions in *one* Euclidean space, in the limiting case where these regions are extremely far apart compared to the dimensions of the throat of the wormhole.

**Figura 2:** Interpretação da topologia da extensão máxima de Kruskal por Wheeler. Extraído de [44]. A legenda original diz, “Duas interpretações da extensão máxima da métrica de Schwarzschild 3-dimensional no tempo  $T = 0$ . Acima: A conexão ou ponte como descrito por Einstein e Rosen entre *dois* planos Euclidianos. Abaixo: Um buraco de minhoca como descrito por Wheeler, conectando duas regiões de *um* espaço Euclidianos, no caso limite em que estas regiões estão extremamente longe uma da outra comparado às dimensões da garganta do buraco de minhoca.”

Neste artigo de Kruskal, mesmo apontando que a origem do sistema das coordenadas de Droste-Schwarzschild,  $(u^2 - v^2) = 0$  nas coordenadas de Kruskal, é uma singularidade real da solução, a interpretação do espaço-tempo nesta extensão máxima no artigo foi como uma topologia de buraco de minhoca ou ponte de Einstein-Rosen. A solução de Schwarzschild seria, então, uma solução de buraco de minhoca (Figura 2). É nesta interpretação que a influência de Wheeler se manifesta, pois, na época, ele era averso à ideia do colapso gravitacional de estrelas. Posteriormente, Wheeler se tornaria um dos maiores entusiastas sobre o assunto. Em 1967, ele adotou o termo o termo *buraco negro* como nomenclatura técnica [45], quando ele era até então usado de forma metafórica. Isso ajudou a popularizar o conceito.

No mesmo ano e no outro extremo do mapamundi, Gy. Szekeres, em Adelaide, Austrália, publicou de forma independente a mesma extensão que Kruskal num artigo bem detalhado cujo objetivo era discutir a natureza das singularidades da solução de Schwarzschild [46]. O trabalho de 1950 de Synge também é citado por Szekeres, que aborda o problema com o mesmo cuidado e analiticidade que Synge. Ao contrário de Finkelstein, Fronsdal e Wheeler, Szekeres não tomou conhecimento da extensão de Kruskal em comunicações privadas. Assim, como ambas as publicações saíram no mesmo ano, as coordenadas desta extensão analítica máxima (27) são hoje conhecidas como coordenadas de Kruskal-Szekeres.

### 6 As últimas soluções: Kerr e Newman

Com o retorno do interesse pela relatividade geral após o final da guerra, o chamado renascimento da relatividade geral [47], novas soluções da equação de Einstein apareceram. Em 1963, Roy Kerr encontrou a solução para um campo gravitacional de um objeto esfericamente simétrico em rotação [48].

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2 + \frac{2Mr^3}{(r^4 + a^2z^2)}(d\omega)^2, \quad (28)$$

onde,

$$d\omega = \frac{r(xdx + ydy) + a(xdy - ydx)}{r^2 + a^2} + \frac{zdz}{r} + dt, \quad (29)$$

e a função  $r$  é tal que,

$$r^4 - (R^2 - a^2)r^2 - a^2z^2 = 0, \quad (30)$$

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2. \quad (31)$$

Essa solução é analítica em todos os lugares menos  $R^2 = r - S$  e  $z = 0$ . Kerr compara a expansão da solução com a aproximação de Einstein-Infeld-Hoffman de terceira ordem de uma partícula em rotação e identifica  $Ma$  com o momento angular da estrela ao redor do eixo  $z$ . Ao final do artigo, Kerr comenta que seria interessante calcular a solução para o interior do raio singular,

mostrando que estava ciente que sua solução não era uma extensão máxima.

Na mesma época, o físico americano Ezra Theodore Newman estava estudando as soluções de Schwarzschild e encontrou generalizações para a métrica de vácuo [49]. Dois anos depois, ele e seu colaborador Allen Janis publicaram um artigo com uma derivação mais detalhada para a métrica de Kerr [50], usando um método de tetradas para descrever a rotação. Este foi o prelúdio para um segundo artigo de Newman e colaboradores, descrevendo a solução para uma massa esfericamente simétrica em rotação e carregada [51].

Partindo da solução de Reissner-Nordström em coordenadas nulas  $(\bar{u}, r)$  (com a assinatura da métrica trocada),

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{e^2}{r^2}\right) d\bar{u}^2 + 2d\bar{u}dr - r^2 d\Omega^2,$$

e utilizando a mesma estratégia que utilizou para derivar a solução de Kerr para um corpo massivo em rotação, Newman e colaboradores encontraram,

$$\begin{aligned} ds^2 &= 1 + \Sigma^{-1}(e^2 - 2Mr)d\bar{u}^2 + d\bar{u}dr \\ &+ \Sigma^{-1}(a \sin^2\theta)(2Mr - e^2)d\bar{u}d\phi \\ &- a \sin^2\theta drd\phi - \Sigma d\theta^2 - \sin^2\theta [r^2 + a^2 \\ &+ a\Sigma^{-1}(a \sin^2\theta)(2Mr - e^2)] d\phi^2, \end{aligned} \quad (32)$$

com  $\Sigma(r, \theta) = r^2 + a^2 \cos^2\theta$ . A solução para um carga massiva em rotação ficou conhecida como *solução de Kerr-Newman*.

Não demorou muito até que uma extensão máxima analítica fosse encontrada para a solução de Kerr [52]. Robert H. Boyer e Robert W. Lindquist publicaram o seu artigo *A Extensão Analítica Máxima da Métrica de Kerr* em 1967, onde eles fazem uma revisão de algumas extensões da solução de Schwarzschild e, em seguida, reescrevem a métrica de Kerr com coordenadas “tipo-Schwarzschild”,

$$\begin{aligned} ds^2 &= \Sigma \left( \frac{dr^2}{\Delta} + d\theta^2 \right) + (r^2 + a^2) \sin^2\theta d\bar{\phi}^2 \\ &- d\bar{t}^2 + \frac{2Mr}{\Sigma} (a^2 \sin^2\theta d\bar{\phi} + d\bar{t})^2, \end{aligned} \quad (33)$$

onde  $r, \theta$  são os mesmos que nas coordenadas de Droste-Schwarzschild e  $\bar{t}, \bar{\phi}$  se relacionam com  $t, \phi$  de (6) da seguinte forma,

$$d\bar{\phi} = d\phi + a \frac{dr}{\Delta}; \quad (34)$$

$$d\bar{t} = dt - 2M \frac{dr}{\Delta}, \quad (35)$$

e  $\Delta(r) = r^2 - 2Mr + a^2$ . Estas são conhecidas como *coordenadas de Boyer-Lindquist*.

Em seguida, Boyer e Lindquist apresentaram as coordenadas “tipo-Kruskal”, obtendo uma extensão máxima para a solução de Kerr. Porém, o elemento de linha que eles apresentam é “muito carregado para ser utilizado”, segundo os autores [52, p. 274]. Analisando a analiticidade da solução e descartando termos de ordem  $a^2$  da solução, Boyer e Lindquist obtiveram:

$$\begin{aligned} ds^2 &\sim r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) + \frac{32M^3}{r \exp\left(\frac{r}{2M}\right)} \\ &\times (du^2 - dv^2) + \frac{4a \sin^2\theta}{r \exp\left(\frac{r}{2M}\right)} (r^2 + 2Mr \\ &+ 4M^2)d\phi(vdu - udv). \end{aligned} \quad (36)$$

Mais ou menos nesta mesma época, surgiu a conjectura de que um buraco negro é completamente caracterizado por sua carga, massa e momento angular. Este se tornou conhecido com o *Teorema No-hair*, que se traduz do inglês como Teorema Sem-Cabelo. Este nome foi cunhado por Wheeler, que descreveu tal resultado como “o buraco negro não possui cabelos”, significando que eles não possuem características distintas além destas três (massa, carga e momento angular) [53, p. 876]. Uma prova simplificada deste teorema foi providenciada por Werner Israel em 1967 [54] para o caso do buraco negro de Schwarzschild e posteriormente generalizada para os casos dos buracos negros carregados e em rotação [55, 56]. A versão mais geral ainda não foi provada, mas, segundo a conjectura, as soluções de Schwarzschild, Reissner-Nordström, Kerr e Kerr-Newman descrevem completamente qualquer buraco negro.

## 7 Conclusão

Este artigo apresentou uma revisão sobre as soluções de massas pontuais da relatividade geral, que são soluções exatas para as equações de campo de Einstein de um sistema esfericamente simétrico de um corpo massivo adimensional. Apresentamos o tema através de uma introdução histórica, mostrando como o estudo de tais soluções modificou nossa compreensão sobre o próprio formato do universo. O objetivo foi apresentar o tema de forma a auxiliar jovens pesquisadores e professores que buscam iniciar seus estudos sobre buracos negros e gravitação.

Para isto, iniciamos o artigo expondo a versão Newtoniana dos buracos negros, as estrelas invisíveis. Apresentamos os argumentos utilizados pelos filósofos naturais John Michell e Pierre-Simon de Laplace para deduzir que poderia haver estrelas no céu cuja luz não conseguiríamos ver. Também mostramos possíveis razões do porquê esta ideia foi descartada.

Em seguida, acompanhamos os desenvolvimentos históricos das soluções de massa puntual da relatividade geral. De 1916 até 1965, a evolução do entendimento sobre o campo gravitacional de massas puntuais foi consistente, mas esparsa. No período desde a concepção da teoria final em 1915 até meados da década de 1920, a relatividade geral ainda estava em sua infância. A teoria da gravitação de Einstein recebeu muita crítica por sua natureza abstrata. Ela depende de um formalismo matemático avançado, que não era dominado pela comunidade física na época. Nestes anos formativos da teoria, a discussão sobre a validade da relatividade geral prevalecia, com alegações de que a solução de Schwarzschild tinha uma física diferente da de Newton. Esta má-concepção foi desmistificada posteriormente.

Mesmo aqueles que aceitaram a relatividade geral desde o começo enfrentaram desafios com a solução de Schwarzschild. Em primeiro lugar, a idealização ao desconsiderar as dimensões do objeto que seria a fonte do campo gravitacional era embaraçosa, afinal a existência física de objetos sem dimensão desafiava o bom senso. Além disso, a solução continha duas singularidades, uma localizada na origem do sistema de coordenadas e outra radial. O estudo destas foi inicialmente postergado, com a alegação de que não existiria um objeto compacto o suficiente que permitisse essa região com as singularidades de existir. O centro de massa e o raio singular estariam para sempre enterrados na estrela ou na partícula geradora do campo. Esta descrença atrasou as investigações das propriedades mais inusitadas destas soluções de massa puntual por várias décadas.

Apenas após a Segunda Guerra Mundial que toda as implicações das soluções de Schwarzschild foram desvendadas. Nesta época, o conhecimento sobre a relatividade geral já tinha amadurecido e as primeiras indicações observacionais de objetos compactos apareceram. A ideia de que buracos negros pudessem existir já não era mais tão absurda. Então, se tornou fundamental estudar as

soluções de massas puntuais por completo, desvendando todas as propriedades escondidas pela escolha inicial de coordenadas. Foi então que surgiram diversos estudos sobre extensões analíticas das soluções. A versão mais completa da solução apresenta uma topologia mais intrincada, com duas singularidades reais, um buraco negro e um buraco branco. O raio de Schwarzschild, uma singularidade aparente, permite que objetos entrem na região interior ao buraco negro, mas não permite que escapem. Entende-se que diferentes coordenadas para a mesma solução indicam uma mudança de referencial e não uma física diferente.

Enfim, as últimas soluções de massas puntuais foram encontradas na década de 1960, para uma massa em rotação e com carga. Hoje sabemos que a solução de Schwarzschild descreve um buraco negro sem carga e estático, a solução de Reissner-Nordström descreve um buraco negro carregado, a solução de Kerr descreve um buraco negro em rotação e, por fim, a solução de Kerr-Newman descreve buracos negros carregados e em rotação. Assim, segundo o teorema *No-Hair*, conhecemos como a gravidade se comporta em todos os tipos de buracos negros.

---

### Sobre a autora

Carla R. Almeida ([cralmeida00@gmail.com](mailto:cralmeida00@gmail.com)) é Mestre em Matemática e Doutora em Física pela Universidade do Espírito Santo. No momento em que este artigo foi escrito, ela era pesquisadora pós-doutoranda no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Atualmente, ela é professora visitante na Universidade Federal do ABC e atua nas áreas de gravitação quântica e história da física do século XX.

### Referências

- [1] A. Einstein, *A new formal interpretation of Maxwell's field equations of electrodynamics*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1916**, 184 (1916). Disponível em <https://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-trans/144>, acesso em fev. 2023.
- [2] 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 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*, *Philos. Trans.* **LX-XIV**, 35 (1783).
- [3] A. Ghez, *A descoberta de um buraco negro supermassivo no centro da nossa galáxia*, in *Anais do I Encontro Brasileiro de Meninas e Mulheres da Astrofísica, Gravitação e Cosmologia - As Astrocientistas*, editado por C. R. Almeida et al. (Blucher, 2022), 1–8.
- [4] P. S. Laplace, *Exposition du Système du Monde* (De l’Imprimerie du Cercle-Social, 1796).
- [5] C. Montgomery, W. Orchiston e I. Whittingham, *Michell, Laplace and the origin of the black hole concept*, *Journal of Astronomical History and Heritage* **12**(2), 90 (2009). Disponível em [https://drive.google.com/file/d/1c582Q154aCZsMky\\_uoNEgOP18cGwmH\\_x/view](https://drive.google.com/file/d/1c582Q154aCZsMky_uoNEgOP18cGwmH_x/view), acesso em fev. 2023.
- [6] T. Young, *II. The Bakerian Lecture. On the theory of light and colours*, *Phil. Trans. R. Soc.* **92**, 12–48 (1802). Disponível em <https://www.jstor.org/stable/107113>, acesso em fev. 2023.
- [7] O. F. Piattella, *O artigo fundador da teoria da relatividade restrita: Sobre a eletrodinâmica dos corpos em movimento*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 157–176 (2020).
- [8] J. Eisenstaedt, *Histoire et singularités de la solution de Schwarzschild (1915-1923)*, *Archive for History of Exact Science* **27**, 157 (1982).
- [9] L. Verstraelen, *A concise mini history of geometry*, *Kragujevac Journal of Mathematics* **38**(1), 5–21 (2014). Disponível em [https://imi.pmf.kg.ac.rs/kjm/pub/14040466060549\\_1\\_a\\_concise\\_mini\\_history\\_of\\_geometry.pdf](https://imi.pmf.kg.ac.rs/kjm/pub/14040466060549_1_a_concise_mini_history_of_geometry.pdf), acesso em fev. 2023.
- [10] K. Schwarzschild, *Ueber das zulaessige Krummungsmaass des Raumes*, *Vierteljahrsschrift d. Astronom. Gesellschaft* **35**, 337 (1900).
- [11] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, phy.-math. Klasse* 189–196 (1916).
- [12] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld einer Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit nach der Einsteinschen Theorie*, *Sitzungsberichte der königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, phy.-math. Klasse* **24**, 424 (1916).
- [13] K. Schwarzschild, *On the gravitational field of a mass point according to Einstein’s theory* (1999), translation by S. Antoci and A. Loinger. [ArXiv:physics/9905030](https://arxiv.org/abs/physics/9905030).
- [14] K. Schwarzschild, *On the gravitational field of a sphere of incompressible liquid, according to Einstein’s theory*, *The Abraham Zelmanov Journal* **1** (2008), translation by Larissa Borissova and Dmitri Rabounski. Disponível em <http://www.ptep-online.com/zelmanov/papers/zj-2008-04.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [15] J. Droste, *The field of a single centre in Einstein’s theory of gravitation, and the motion of a particle in that field*, *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences* **19**, 197 (1917).
- [16] H. Weyl, *Zur Gravitationstheorie*, *Annalen der Physik* **359**, 117 (1917).
- [17] H. Reissner, *Über die Eigengravitation des elektrischen Feldes nach der Einsteinschen Theorie*, *Annalen der Physik* **355**, 106 (1916).
- [18] 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).
- [19] 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).

- [20] O. R. Baldwin e G. B. Jeffery, *The relativity theory of plane waves*, [Proceedings of the Royal Society of London Series A](#) **111**, 95 (1926).
- [21] L. C. B. Crispino, *Expedição do Observatório Real de Greenwich para Sobral em 1919 - anotações tomadas pela Comissão Britânica*, [Revista Brasileira de Ensino de Física](#) **41** (2019).
- [22] C. Earman, John; Glymour, *Relativity and Eclipses: the British eclipse expeditions of 1919 and their predecessors*, [Historical Studies in the Physical Sciences](#) **11**(1), 49 (1980).
- [23] P. Painlevé, *La mécanique classique et la théorie de la relativité*, Académie de Sciences 6–9 (1921).
- [24] P. Painlevé, *La gravitation dans la mécanique de Newton et dans la mécanique d'Einstein*, Académie de Sciences **173**(20), 873 (1921).
- [25] J. G. Ravin, *Gullstrand, Einstein, and the Nobel Prize*, [Archives of Ophthalmology](#) **117**(5), 670 (1999).
- [26] A. Gullstrand, *Allgemeine Lösung des Statistischen Einkörperproblem in der Einsteinschen Gravitationstheorie*, [Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik](#) **16**(8), 1 (1921).
- [27] G. D. Birkhoff, *Relativity and Modern Physics* (Harvard University Press, 1923).
- [28] A. N. Whitehead, *The principle of relativity with applications to physical science* (Cambridge University Press, 1922).
- [29] A. S. Eddington, *A comparison of Whitehead's and Einstein's formulæ*, [Nature](#) **113**(2832), 192 (1924).
- [30] A. S. Eddington, *On the relation between the masses and luminosities of stars*, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) **84**, 308 (1924).
- [31] C. R. Almeida, *Stellar equilibrium vs. gravitational collapse*, [European Physical Journal H](#) (2020).
- [32] G. Lemaître, *L'univers en expansion*, [Annales de la Société Scientifique de Bruxelles](#) **A53**(51) (1933).
- [33] Y. Hagihara, *Theory of the relativistic trajectories in a gravitational field of Schwarzschild*, [Japanese Journal of Astronomy and Geophysics](#) **8**, 67 (1931).
- [34] H. P. Robertson e T. W. Noonan, *Relativity and cosmology* (Saunders, 1968).
- [35] A. Einstein e N. Rosen, *The particle problem in the general theory of relativity*, [Physical Review](#) **48**, 73 (1935).
- [36] A. Einstein, *On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses*, [Annals of Mathematics](#) **40**(4), 922 (1939).
- [37] J. R. Oppenheimer e R. Serber, *On the stability of stellar neutron cores*, [Physical Review](#) **54**, 540 (1938).
- [38] J. R. Oppenheimer e G. Volkoff, *On massive neutron cores*, [Physical Review](#) **55**, 374 (1939).
- [39] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On continued gravitational contraction*, [Physical Review](#) **56**, 455 (1939).
- [40] C. R. Almeida, *A Pré-História dos Buracos Negros*, [Revista Brasileira de Ensino de Física](#) **42** (2020).
- [41] J. L. Synge, *The gravitational field of a particle*, [Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A: Mathematical and Physical Sciences](#) **53**(6), 83 (1950). Disponível em <https://www.jstor.org/stable/20488511>, acesso em fev. 2023.
- [42] D. Finklestein, *Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle*, [Physical Review](#) **110**, 965 (1958).
- [43] C. Fronsdal, *Completion and embedding of the Schwarzschild solution*, [Physical Review](#) **116**, 778 (1959).
- [44] M. D. Kruskal, *Maximal extension of Schwarzschild metric*, [Physical Review](#) **119**, 1743 (1960).
- [45] C. A. R. Herdeiro e J. P. S. Lemos, *O buraco negro cinquenta anos depois: a gênese do nome* (2018). Disponível em <https://www.spf.pt/magazines/GFIS/>

- [392/article/1087/pdf](#), acesso em fev. 2023.
- [46] G. Szekeres, *On the singularities of a Riemannian manifold*, [Publicaciones Mathematicae Debrecen](#) **7**, 285 (1960), reprinted on *General Relativity and Gravitation*, Vol. 34, No. 11, 2002.
- [47] A. S. Blum, R. Lalli e J. Renn, *The renaissance of General Relativity : how and why it happened*, [Ann. Phys.](#) **528**(5), 344 (2016).
- [48] R. P. Kerr, *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*, [Phys. Rev. Lett.](#) **11**, 237 (1963).
- [49] E. Newman, L. Tamburino e T. Unti, *Empty-space generalization of the schwarzschild metric*, [Journal of Mathematical Physics](#) **4**(7), 915 (1963).
- [50] E. T. Newman e A. I. Janis, *Note on the kerr spinning-particle metric*, [Journal of Mathematical Physics](#) **6**(6), 915 (1965).
- [51] E. T. Newman et al., *Metric of a rotating, charged mass*, [Journal of Mathematical Physics](#) **6**(6), 918 (1965).
- [52] R. H. Boyer e R. W. Lindquist, *Maximal analytic extension of the kerr metric*, [Journal of Mathematical Physics](#) **8**(2), 265 (1967).
- [53] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman, 1973).
- [54] W. Israel, *Event horizons in static vacuum space-times*, [Phys. Rev.](#) **164**, 1776 (1967).
- [55] W. Israel, *Event horizons in static electrovac space-times*, *Communications in Mathematical Physics* **8**, 245 (1968).
- [56] B. Carter, *Axisymmetric black hole has only two degrees of freedom*, [Phys. Rev. Lett.](#) **26**, 331 (1971).

# Sobre a evolução conceitual acerca da formação de buracos negros

Rafael Fernandes Aranha

Universidade do Estado do Rio de Janeiro

---

## Resumo

O desenvolvimento intelectual acerca da formação de buracos negros possui uma história muito rica, pois não envolve apenas questões técnicas particulares à teoria da relatividade geral. O pleno entendimento do colapso gravitacional tanto discorre sobre diversos temas da astrofísica relativística, assim como evidencia a participação de muitos dos maiores físicos da história da ciência. Este artigo visa tratar, de forma introdutória e conceitual, as principais características da formação dos buracos negros, numa linha cronológica de inicial rejeição, seguida de sua inevitável aceitação.

## Abstract

The intellectual development around the formation of black holes has a very rich history, as it does not only involve technical issues particular to the theory of general relativity. The full understanding of gravitational collapse both discusses various topics of relativistic astrophysics, as well as evidences the participation of many of the greatest physicists in the history of science. This article aims to address, in an introductory and conceptual way, the main characteristics of the formation of black holes, in a chronological line of initial rejection, followed by their inevitable acceptance.

---

**Palavras-chave:** buracos negros, colapso gravitacional, astrofísica relativística, gravitação.

**Keywords:** black holes, gravitational collapse, relativistic astrophysics, gravitation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.40191](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.40191)

## 1 Introdução

Atualmente, o termo *buraco negro* é bastante aceito, tanto pela comunidade científica quanto pela cultura popular. Do ponto de vista da academia, isto se deve ao fato de que, nos últimos anos, descobertas fundamentais foram realizadas. Pode-se considerar, como exemplos principais, dois casos vencedores de Prêmios Nobel.<sup>1</sup> O primeiro, vencedor em 2017, pela detecção de sinais de ondas gravitacionais a partir da colisão de buracos negros [2] e o segundo, ganhador de 2020, tanto pela demonstração teórica da previsão de buracos negros pela teoria einsteiniana da gravitação, além da comprovação observacional da presença de um buraco negro supermassivo no centro de nossa galáxia [3]. Com relação à cultura *pop*, diversos filmes, séries e livros de ficção científica abordam buracos negros de forma misteriosa

e instigante. Como exemplos, tem-se o filme *Interstellar* [4], a série *Star Trek* [5] e o livro *A Hole in Space* [6]. Porém, esta aceitação não fez parte por praticamente seis décadas dentro da comunidade científica. Como veremos adiante, mesmo Albert Einstein duvidava da existência de buracos negros.

Este texto tem o propósito de evidenciar, num contexto histórico/conceitual, a construção intelectual do processo de formação dos buracos negros. Isto, desde questões astrofísicas envolvendo outros objetos compactos (anãs brancas e estrelas de nêutrons) até elementos histórico-sociais da época. Este texto não busca ser uma referência completa de todas as técnicas existentes na literatura. O teor do manuscrito concentra-se na construção das ideias, muitas vezes apoiada na tensão entre pessoas e suas visões, tanto contraditórias quanto complementares. O conteúdo do texto pode ser resumido da seguinte maneira: na Seção 2, discute-se a concepção de buracos negros e sua rejeição inicial; A Seção 3 apresenta uma

---

<sup>1</sup>Outro caso recente e importante é o da imagem da sombra do buraco negro supermassivo localizado no centro da Via Láctea e obtida pelo consórcio *Event Horizon Telescope* ou EHT [1]

maior profundidade no processo do colapso gravitacional através do estudo das estrelas de nêutrons e a necessidade da introdução de conceitos da física nuclear; A Seção 4 concretiza a aceitação dos buracos negros pela comunidade científica e dá início à chamada *era de ouro* da relatividade geral; Já, na Seção 5 apresenta-se, de forma bastante resumida, uma classificação dos diversos tipos de formação dos objetos compactos. Após isto, segue-se a seção de agradecimentos, além da bibliografia, com todas as referências técnicas postas ao longo do texto.

## 2 A resistência aos buracos negros: Einstein e o embate Eddington versus Chandrasekhar

A discussão sobre a existência de um objeto capaz de aprisionar gravitacionalmente sinais luminosos possui suas raízes no século XVIII, muito baseada na interpretação corpuscular da luz. Pois, se esta se comporta como partícula, podemos aplicar as leis da mecânica newtoniana e deduzir, por exemplo, a velocidade de escape que essa partícula luminosa adotaria para não ficar confinada ao objeto gerador de gravidade. No caso do Sol, a velocidade de escape para este modelo é de, aproximadamente,  $v_{esc} = 0,002c$ , onde  $c$  é a velocidade da luz (no vácuo) como conhecemos hoje ( $c = 3 \times 10^8$  m/s). O primeiro a investigar essa ideia foi John Michell, com seu trabalho publicado em 1784 [7], onde associou o aprisionamento da luz a um raio crítico de um objeto esférico, gerador de gravidade. Ainda considerando o caso do Sol, o trabalho de Michell indica que o raio crítico é da ordem de 3 km. Tal objeto ficou conhecido por *estrela escura*, pois o aprisionamento da luz impediria qualquer detecção por um observador distante. Pode-se dizer que estas estrelas escuras do século XVIII foram a primeira versão de buracos negros. Além de Michell, Pierre Laplace, também no mesmo século, estudou as estrelas escuras nas duas primeiras edições do seu trabalho *Exposition du Système du Monde*, de 1796 [8]. O estudo de Laplace possui duas curiosidades importantes: a primeira é que não há citação sobre o trabalho de Michell. Já, a segunda, está relacionada diretamente ao estudo do comportamento ondulatório da luz, como apontado por Christiaan Huygens e evidenciado pelos experimentos de interferência da luz de Thomas

Young. Assim, houve a necessidade de conciliar tanto a descrição corpuscular quanto a ondulatória numa teoria de gravitação, com o propósito de que a descrição das estrelas escuras fizesse sentido. Esta incompatibilidade fez com que Laplace abandonasse a ideia das estrelas escuras a partir da terceira edição de seu trabalho. Assim, o estudo destes objetos ficou comprometido até que se pudesse descrever o comportamento ondulatório da luz no contexto de uma teoria de gravitação mais abrangente que a newtoniana.

A incorporação das características ondulatórias da luz na teoria de gravitação foi realizada em 1911, através do trabalho seminal de Albert Einstein [9], onde o *redshift* gravitacional de um sinal luminoso, ao passar de um potencial gravitacional mais baixo para um mais elevado, é discutido e calculado. Com a publicação de sua teoria da relatividade geral em 1915 [10], Einstein abre novas possibilidades de soluções matemáticas, cujas interpretações poderiam representar objetos astrofísicos dos mais diversos. Porém, nem toda interpretação das soluções obtidas agradava a Einstein. Em 1916, Einstein apresenta à comunidade científica o trabalho de Karl Schwarzschild [11] sobre a solução exterior de uma distribuição massiva com simetria esférica. Cinco meses depois Schwarzschild morreria devido a sua atuação na Primeira Guerra Mundial. Porém o seu legado perdura até hoje, com sua solução tornando-se um *benchmark* da relatividade geral. Todo curso de gravitação einsteiniana utiliza a solução de Schwarzschild como um exemplo de exploração das principais características da teoria, tanto do ponto de vista teórico, quanto do ponto de vista observacional. Uma das principais características da solução de Schwarzschild está no fato de que a distribuição massiva possui um raio crítico cujo valor é dado por

$$R_{critico} \sim 3 \text{ km} \frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}}, \quad (1)$$

onde  $M_{\bullet}$  é a massa do objeto e  $M_{\odot}$  é a massa do Sol. Isto mostra que, para uma distribuição com a massa do Sol, o raio crítico é de aproximadamente 3 km, o mesmo raio crítico obtido por Michell e Laplace há mais de um século. Este resultado foi, assim, interpretado como a de um objeto onde sinais luminosos, emitidos internamente ou sobre este raio crítico, ficam aprisionados e não chegam a observadores longínquos. Por esta razão, o *redshift* de um sinal luminoso, emi-

tido a partir deste raio, tende ao infinito. Mesmo com o valor equivalente aos trabalhos das estrelas escuras, a solução de Schwarzschild possui mecanismos totalmente distintos. Pode-se destacar que, no caso das estrelas escuras, a luz escapa da superfície do objeto massivo, mas retorna após algum tempo. Um observador logo acima da superfície veria a emissão, logo a estrela não é, de fato, escura. Já, no caso da distribuição de Schwarzschild, o raio crítico delimita a região conhecida como *horizonte de eventos*, onde a luz não escapa de forma alguma, um quectômetro que seja. O que hoje conhecemos como *buracos negros* é exatamente a região delimitada pelo horizonte. Em qualquer ponto externo à distribuição, nenhuma emissão proveniente do horizonte pode ser observada. Porém o termo buraco negro somente seria adotado muitos anos depois (Seção 4). Neste contexto inicial, adotaremos o termo *estrela crítica* ou *estrela de Schwarzschild*.

A ideia da existência das estrelas de Schwarzschild foi bastante criticada pelos maiores especialistas em relatividade geral da época: Arthur Eddington e o próprio Einstein. Na década de 1920, Einstein coloca esta questão de lado e foca sua atenção às questões fundamentais da mecânica quântica, década de seu prêmio Nobel sobre o efeito fotoelétrico (1922).<sup>2</sup> Coube a Eddington tomar a posição de contestador mais árduo da existência das estrelas críticas. Em 1926, ele publica em seu livro [13] que estrelas não poderiam alcançar o raio (circunferência) crítico de Schwarzschild, excluindo a possibilidade de sua existência. Segundo o modelo padrão de evolução estelar, ao longo da vida, as estrelas queimam seus elementos mais leves e expulsam parte de sua massa, perdendo pressão interna e iniciando um processo de colapso gravitacional. A gravidade e a pressão interna lutam entre si pela manutenção da estrela ou pela sua implosão. Ao final do processo, as estrelas entrariam no estágio de uma anã branca.<sup>3</sup> Para Eddington, todas as estrelas teriam este destino em comum, sem

a possibilidade de continuar um eventual colapso gravitacional de forma espontânea. Contudo, no ano de 1931, Subrahmanyan Chandrasekhar publica seu artigo sobre a massa máxima que uma anã branca poderia adquirir [14]. Este trabalho causou uma disputa de praticamente uma década entre Chandrasekhar e Eddington. De fato, se este limite fosse verdadeiro, estrelas mais massivas poderiam jamais alcançar o estágio final de sua vida na forma de uma anã branca. E isto era o esperado por toda a comunidade astronômica, cujo maior expoente, à época, era Eddington. Seguindo um raciocínio lógico, se este estágio final fosse reservado apenas a estrelas menos massivas, qual seria o destino das demais estrelas? Caso o colapso continuasse até que o raio crítico fosse alcançado, abriria-se a possibilidade da existência de estrelas críticas? Do ponto de vista da aceitação da academia, ainda não. Porém, o trabalho de Chandrasekhar aumentou essa possibilidade e a ideia passou a não ser considerada por muitos absurda. Pelo contrário, ao final dos anos 1930, a maior parte dos astrônomos já considerava que Chandrasekhar estava correto, porém, não de forma pública. O poder de influência de Eddington impedia que seus colegas declarassem apoio a Chandrasekhar. Esta disputa fez com que Einstein retornasse ao problema e criasse um modelo o qual vetaria a existência das estrelas críticas [15]. O modelo considerava uma estrela composta por um aglomerado de partículas auto gravitantes e orbitando um centro comum. Na situação em que esta estrela diminuísse seu raio, as partículas deveriam aumentar sua velocidade, a fim de evitar o colapso terminal em uma estrela crítica. Einstein obtém que, ao se aproximar do raio crítico, a velocidade das partículas ultrapassariam a velocidade da luz, limite superior da velocidade de qualquer objeto. Assim, as estrelas críticas nunca poderiam ser alcançadas. Os efeitos centrífugos das partículas compensariam a força gravitacional, assim como o gradiente de pressão das estrelas usuais. O grande problema, tanto de Einstein, quanto de Eddington é que ambos consideravam que a gravidade, de alguma forma, poderia ser impedida. Seja pela pressão interna das estrelas ou por outras forças possíveis, como no caso do aglomerado de partículas. Porém, como analisaremos nas próximas seções, o *colapso gravitacional é inevitável*, o que irá proporcionar a existência das estrelas de Schwarzs-

<sup>2</sup>Apesar do Nobel ser de 1922, seu trabalho original é de 1905 [12].

<sup>3</sup>As anãs brancas são modeladas como um gás de elétrons muito denso. A partir de densidades centrais da ordem de  $10^5$  cm/g<sup>3</sup>, todos os elétrons estão comprimidos de tal forma que estes não permitem (devido ao *princípio de exclusão de Pauli*) a continuidade do colapso gravitacional. A pressão final deste estágio (dito degenerado) é conhecida como *pressão de Fermi*.

child, segundo a teoria da relatividade, de Einstein.

### 3 Estrelas de nêutrons: mais um passo para o entendimento do colapso gravitacional

Os anos da década de 1930 também foram importantes para a concepção e o desenvolvimento de outro objeto astrofísico envolvido no colapso estelar: a estrela de nêutrons. Na primeira metade da década, Walter Baade e Fritz Zwicky estudaram a super luminosidade ( $L \sim 10^{10}L_{\odot}$ )<sup>4</sup> de estrelas que, com o passar do tempo, diminuam sua intensidade e variabilidade para um estado quiescente. Tais estrelas super luminosas foram denominadas por eles de *supernovas* [17, 18].<sup>5</sup> Consequentemente, surge o questionamento do processo físico do qual se originam estas supernovas. A explicação dada por Zwicky foi responsável por conceber a ideia de uma *estrela de nêutrons*. Em 1932, James Chadwick descobre o nêutron ao bombardear núcleos atômicos com radiação altamente energética, comprovando experimentalmente a hipótese da existência do nêutron por Ernest Rutherford [19]. E isto tudo ocorreu ao mesmo tempo em que Baade e Zwicky investigavam e buscavam entender as supernovas. Zwicky enxergou no nêutron uma possibilidade explicá-las e construiu o seguinte modelo: o núcleo estelar passaria por uma implosão até alcançar, em um estágio final da evolução estelar, densidades próximas dos núcleos atômicos ( $\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ), a ponto de se transformar em uma espécie de gás de nêutrons ou, como denominado por Zwicky, uma estrela de nêutrons. Neste estágio, a implosão do núcleo comportaria aproximadamente 90% da massa original da estrela. O restante seria ejetado para o meio interestelar com altíssima energia e luminosidade. Assim, teríamos dois objetos bem definidos, a supernova e a estrela de nêutrons. Ou seja, a existência destas estrelas seria fundamental para explicar as até então recentes descobertas das supernovas. Porém, o processo de implosão do núcleo estelar e a pró-

pria explosão da supernova não foram explicadas por Zwicky, mantendo as dúvidas se tais estrelas de nêutrons poderiam, de fato, existir na natureza. Outro ponto importante é de que Zwicky vincula as supernovas à física de raios cósmicos, sendo esta ideia tratada como altamente especulativa pela comunidade astronômica da década de 1930.

Os trabalhos de Baade e Zwicky possuem aspectos diretamente ligados à questão de Chandrasekhar e do limite superior da massa das anãs brancas, além da possível formação de estrelas críticas. Porém, Chandrasekhar recebeu muitas críticas da comunidade astronômica, a qual seguia a visão de Eddington. Isto fez com que, inclusive, Chandrasekhar abandonasse seus estudos sobre as anãs brancas por décadas. Seguindo a forma de pensar de Eddington, as estrelas de nêutrons poderiam até ser uma opção válida para a total exclusão da ideia do colapso gravitacional até o estágio das estrelas críticas. Ou seja, estrelas muito massivas poderiam até não alcançariam o estágio final das anãs brancas, mas, ainda assim, de uma configuração estelar possível. Claro, como a comunidade astronômica também via o trabalho de Baade e Zwicky como especulativo (assim como o de Chandrasekhar), definitivamente não foi a atitude tomada. Se o limite de Chandrasekhar fosse comumente aceito pela comunidade científica em geral, a extensão deste limite para estrelas de nêutrons poderia ter sido deduzida, mesmo que somente como uma ideia.

Como uma consequência lógica (levando em conta o limite de Chandrasekhar), estrelas ainda mais massivas colapsariam para que outro objeto? Teríamos uma estrela de nêutrons (e com subsequente limite de massa superior?) ou realmente o colapso às estrelas críticas são inevitáveis? Além disso, a física nuclear e a relatividade geral não eram compreendidas por Baade e Zwicky. Eles não tinham o entendimento de todo o processo do colapso gravitacional, passando por todos os estágios possíveis, inclusive o das estrelas críticas. Esta análise, envolvendo detalhes da física nuclear e da relatividade geral somente foi realizada a partir de 1938, com o trabalho de Lev Landau e o subsequente interesse de Richard Tolman e Robert Oppenheimer.

Em 1938, Landau apresenta um processo astrofísico o qual explicaria a energia produzida para manter constante a temperatura de estrelas como

<sup>4</sup>À época, Baade e Zwicky subestimaram o valor da luminosidade em duas ordens de grandeza,  $L \sim 10^8L_{\odot}$ . A correção ao valor citado no texto viria em um trabalho de Baade em 1952 [16]

<sup>5</sup>Em muitos textos, as supernovas são escritas com seu plural em latim, *supernovae*.

o Sol [20]. A emissão sucessiva de radiação resfriaria a estrela e, conseqüentemente, seu raio diminuiria devido à maior influência da gravidade. Porém não é isto que, de fato, ocorre. Por exemplo, na Terra, recebemos energia do Sol por mais de 1 bilhão de anos e sua temperatura é praticamente da mesma ordem. Desta forma, Landau sugere que as estrelas deveriam possuir *núcleos de nêutrons*.<sup>6</sup> Átomos externos a este núcleo seriam capturados e, desta forma, emitiriam a energia necessária para manter a estrela aquecida, contrabalanceando a gravidade. Ou seja, o núcleo de nêutrons serviria como uma espécie de motor das estrelas. O modelo de Landau, apesar de conceitualmente distinto, é equivalente às estrelas de nêutrons de Zwicky. As diferenças estão no período da evolução estelar, além de que Zwicky não explicou quais seriam os processos, tanto para a liberação de energia via supernovas quanto do colapso gravitacional à estrela de nêutrons.

A produção de energia nas estrelas já possuía uma argumentação diferente da apresentada por Landau e seus núcleos de nêutrons. Eddington [13] e grande parte dos astrônomos da época acreditavam que a produção de energia viria de reações nucleares no interior estelar. Porém, à época, não havia um entendimento pleno da física nuclear, além de que, na presença de muitas partículas (como no interior estrelas) e em altas densidades, a gravidade alcança elevados níveis energéticos. Isto tornaria a produção através da fusão nuclear um processo pouco eficiente comparado com a gravidade capturando os átomos próximos, favorecendo o modelo de Landau.

No entanto, o modelo de Landau também não foi convincente para mantê-lo intocável. No mesmo ano de publicação dos núcleos de nêutrons, Oppenheimer e seu aluno Robert Serber publicam um trabalho analisando a massa mínima que um núcleo de nêutrons deveria ter a fim de manter a estrela estável [22]. Caso a massa do núcleo fosse muito alta, o raio da estrela (como o Sol, por exemplo) deveria ser muito menor do que de fato é. E, na situação em que a massa fosse muito menor, a estrela não conseguiria manter as camadas externas por muito tempo. O resultado deles foi de que a massa mínima para o núcleo de nêutrons deveria ser de, aproximada-

mente,  $0,1M_{\odot}$ .

Hans Bethe e Charles Critchfield, também em 1938, publicam um artigo [23] o qual utiliza cálculos mais precisos de física nuclear e revelam que o mecanismo apontado por Eddington estava correto sobre a produção de energia solar através de reações nucleares na produção de deutério. O modelo de Landau estava incorreto para o funcionamento das estrelas convencionais, apesar do conceito do seu núcleo de nêutrons não estar totalmente equivocado.

Então, se o mecanismo de produção de energia se dá pelas reações nucleares no interior das estrelas, conforme esta energia for liberada, qual é o estágio final da evolução estelar? Para estrelas com massas menores que  $1,4M_{\odot}$ , o estágio de anãs brancas é alcançado (segundo Chandrasekhar). Mas e para os demais casos? Se as estrelas de nêutrons previstas por Zwicky são realmente um objeto a ser observado, elas também possuiriam massa máxima? Na situação em que as estrelas de nêutrons adotassem valores arbitrariamente elevados, o colapso gravitacional não poderia prosseguir para uma configuração de uma estrela crítica. Teríamos uma espécie de barreira a impedir o prosseguimento do colapso.

Tolman, Oppenheimer e seu estudante de doutorado, George Volkoff (hoje conhecidos como o trio TOV) desenvolveram as equações de estrutura da estrela de nêutrons e verificaram que existia um valor máximo de sua massa [24, 25]. Este valor foi estimado em  $0,7M_{\odot}$ , na completa ausência de forças nucleares. Para tal, a utilização de uma equação de estado (relação pressão x densidade) mais realística era fundamental. Apesar do valor baixo para a massa, ficou claro que um valor máximo deveria existir. Cálculos mais precisos de física nuclear aumentariam este valor para algumas massas solares, acreditava o trio TOV. E, conseqüentemente, isto abriria ainda mais a discussão sobre a existência das estrelas críticas. Hoje sabemos que o limite máximo da massa das estrelas de nêutrons é em torno de  $3M_{\odot}$  e que existe um considerável número de equações de estado, incluindo todas as características das interações nucleares [26].

Com o avanço da Segunda Guerra Mundial, Oppenheimer passa a fazer parte do principal programa nuclear americano (projeto Manhattan). Assim, a questão da formação de estrelas de nêutrons e estrelas críticas foi adiada por mais de

<sup>6</sup>Em 1932, Landau já havia construído e publicado um modelo de núcleos de nêutrons [21], porém, à época, o *neutron* ainda não havia sido descoberto, o que o inviabilizou de chegar a uma conclusão correta.

uma década, cabendo a outro grande expoente da física desvendar o processo do colapso gravitacional em meados dos anos 1950: John Wheeler. A partir de 1956, Wheeler revisou os trabalhos de Chandrasekhar, Landau, Tolman, Oppenheimer e Volkoff.<sup>7</sup> Wheeler era um grande especialista da física nuclear e, diferentemente do trio TOV, considerou equações de estado com ingredientes da física dos núcleos atômicos. Ele, inclusive, desenvolveu as leis da fissão nuclear juntamente com Niels Bohr [27]. A caracterização do comportamento da matéria, nas diversas fases da evolução estelar, deveria ser levada em conta, a fim de obter-se uma descrição precisa do processo. Wheeler sabia que a condição *sine qua non* para a estrutura das estrelas de nêutrons e anãs brancas é a de que estas deveriam ser frias, ou seja, sem qualquer produção de energia através de reações nucleares (final da evolução termonuclear). Com seu estudante de doutorado, Kent Harrison, construiu uma equação de estado para a matéria fria que envolvia todas as possíveis fases, incluindo os casos de Chandrasekhar (anãs brancas) e de TOV (estrelas de nêutrons) [28, 29]. De forma geral, o modelo de Harrison-Wheeler considerava dois setores de comportamento da equação de estado (como é adotado até hoje): baixas e altas densidades centrais. Estrelas com densidades centrais de até  $4 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$  teriam o comportamento esperado para o colapso até a formação de anãs brancas.<sup>8</sup> Porém, para densidades maiores do que este valor, os elétrons seriam comprimidos cada vez mais e forçados a se combinar com os prótons dos núcleos atômicos, formando assim, nêutrons. Hoje denominamos este processo como *gotejamento de nêutrons* ou *neutron drip*. Isto faria com que a matéria fosse constituída praticamente de nêutrons. A partir deste ponto, a matéria se comportaria como no caso TOV. Hoje sabemos que, ao incluirmos cálculos mais recentes de física nuclear, existe uma repulsão nuclear mais intensa que a proposta pelo trio TOV, o que não muda qualitativamente o processo. O máximo desta repulsão seria em densidades da

ordem de  $10^{15} \text{ g/cm}^3$ . Para densidades maiores, haveria uma pequena diminuição na resistência à compressão gravitacional. Para valores acima de  $10^{16} \text{ g/cm}^3$ , não há uma descrição viável para o comportamento da matéria devido à instabilidade das estrelas. Além de Harrison, Wheeler recorreu à Masami Wakano que, utilizando a equação de estado recém obtida, resolve as equações da relatividade geral de Einstein para estrelas esféricas utilizando cálculos numéricos acelerados por um dos primeiros computadores digitais da época (anos 1950) [28, 29]. O resultado obtido foi o primeiro a considerar uma descrição completa da estrutura das estrelas, de acordo com o comportamento da matéria em diferentes relações de massa, raio (circunferência) e densidade central. De forma geral, pode-se descrever o resultado de Wheeler, Harrison e Wakano através de cinco classes de possibilidades: i) *regime planetário*. Objetos com densidades centrais abaixo de  $10^5 \text{ g/cm}^3$  formam planetas, em geral, feitos de ferro. ii) *regime das anãs brancas*. O intervalo de densidades centrais para estes objetos seria da ordem de  $(10^5 - 10^9) \text{ g/cm}^3$ ; iii) *primeiro regime de instabilidade*. Aqui, as estrelas com densidades centrais entre  $10^9 \text{ g/cm}^3$  e  $10^{14} \text{ g/cm}^3$ , não alcançariam um regime estável. Estas implodiriam para uma estrela de nêutrons, no aumento de sua densidade ou explodiriam para a região das anãs brancas; iv) *regime das estrelas de nêutrons*. Para densidades acima de  $(10^{14}) \text{ g/cm}^3$ , as estrelas encontrariam sua estabilidade no ramo das estrelas de nêutrons e permaneceriam ali para sempre. Frias e sem nenhuma atividade termonuclear, com massas entre  $0,1M_{\odot}$  e  $2M_{\odot}$ .<sup>9</sup> Claro, as densidades das estrelas de nêutrons também possuem um limite superior, baseado no valor máximo de sua massa. Porém, até os dias de hoje não sabemos exatamente a equação de estado para as estrelas de nêutrons e, conseqüentemente, o valor máximo de sua massa. De fato, este tópico é um dos maiores desafios da física contemporânea e reúne esforços de diversos pesquisadores, de diversas áreas correlatas (física nuclear, teoria de campos, gravitação, cosmologia e astronomia). Atualmente, este valor está em torno de  $3M_{\odot}$ . Mas, com diversos candidatos à equação de estado das estrelas de nêutrons, não é possível

<sup>7</sup>Os trabalhos de Baade e Zwicky não foram considerados, possivelmente, pelo fato de que Oppenheimer não os citava. Landau foi comumente referenciado como o pioneiro na concepção das estrelas de nêutrons, o que não condiz com a história.

<sup>8</sup>Este valor leva em consideração regimes de instabilidade da estrela. A região de plena estabilidade possui valor de densidade central máxima da ordem de  $10^9 \text{ g/cm}^3$

<sup>9</sup>O limite inferior de densidades e o seu respectivo valor de massa coincide com o valor mínimo de um núcleo de nêutrons, como avaliado por Oppenheimer e Sorber sobre o estudo de Landau.

vel definir o seu valor de maneira acurada [26]. v) *segundo regime de instabilidade*. Após o limite máximo das estrelas de nêutrons, as estrelas mais densas encontram outro ponto de equilíbrio instável, na mesma forma do caso iii). Porém, a instabilidade associada à explosão alcançaria o regime iv), enquanto a instabilidade de implosão manteria o colapso até alcançar o raio crítico. O trabalho de Wheeler, Wakano e Harrison exclui a possibilidade de um terceiro objeto astrofísico. A gravidade, juntamente com as leis da física nuclear, impedem que haja objetos sem atividade termonuclear diferentes das anãs brancas ou das estrelas de nêutrons. A única outra possibilidade está associada à existência de estrelas críticas. Porém, esta última opção não foi considerada por Wheeler. Ele tinha convicção (de forma similar ao caso Eddington-Chandrasekhar) de que a natureza evitaria a formação de estrelas críticas. Mas como seria este processo? Considerando que as estrelas perdem massa ao longo de suas vidas,<sup>10</sup> talvez esta redução convergisse para um valor final o qual estaria sempre abaixo do limite superior das estrelas de nêutrons. Até a década de 1960, os astrônomos mantiam esta hipótese e descartavam a possibilidade da existência de estrelas críticas. E esta também foi a atitude tomada por Wheeler, o que acarretou em um embate direto com Oppenheimer, cuja convicção era de que as estrelas críticas seriam o destino inevitável dos objetos estelares muito massivos (acima de  $\sim 20M_{\odot}$ ).

#### 4 Oppenheimer, Wheeler, Penrose e a aceitação dos buracos negros

A convicção de Oppenheimer vinha a partir de seu trabalho (ainda em 1939) com outro de seus alunos: Hartland Snyder [31]. Neste trabalho, foi desenvolvido um modelo dinâmico para o colapso de uma estrela em um objeto crítico (buraco negro). Assim, Oppenheimer não somente estabelece a estrutura de objetos compactos (juntamente com Tolman e Volkoff), mas também o mecanismo de sua formação. E a habilidade matemática de Snyder foi crucial para a conclusão do estudo. O grande problema do modelo (o qual ficou conhecido na literatura como o *colapso de*

*Oppenheimer-Snyder*) está no fato de ser um caso idealizado de colapso. A caracterização da estrela progenitora não incluía diversos processos físicos importantes. De maneira geral, as estrelas possuem rotação, as densidades variam ao longo do raio estelar, há emissão de radiação (térmica, eletromagnética, gravitacional e neutrinos) e possuem ondas de choque as quais ejetam matéria ao meio interestelar. O modelo considerado excluía todas estas questões. A estrela não possuía rotação, nem pressão interna (fluido de poeira), densidade constante<sup>11</sup> e sem ejeção de matéria/energia. A evolução dinâmica era realizada através de sucessivas configurações esféricas estáticas, pois era a característica exterior da estrela (esfericamente simétrica), vista por um observador longínquo. Assim, um colapso idealizado deveria ser composto por seqüências de esferas cada vez menores, mas representadas qualitativamente pela mesma solução. Ou seja, Oppenheimer, apesar das simplificações, sabia que a solução final deveria ser a de uma estrela crítica, pois a própria estrela progenitora já era, por construção, representada por uma solução exterior de Schwarzschild. Além disso, estrelas com rotações lentas poderiam ser aproximadamente similares ao caso ideal, assim como estrelas de pressão nula. Se a gravidade em altas densidades supera qualquer tipo de força nuclear, considerar pressão nula, neste caso, não seria de todo um absurdo, pois, em algum momento a gravidade seria tão intensa que qualquer gradiente de pressão seria desprezado.

A principal conclusão do trabalho de Oppenheimer e Snyder está justamente no fato de que o ingrediente mais importante do colapso é a gravidade. As equações da relatividade geral no regime de campo forte da gravitação, mesmo em situações mais realísticas, ditam as regras da implosão, indicando que a formação de estrelas críticas é inevitável. Ou seja, as propriedades internas da matéria estelar não impediriam o processo do colapso.

Mas toda a convicção de Oppenheimer não foi compartilhada por seus pares. O trabalho foi recebido com bastante ceticismo, principalmente por Wheeler. Durante um evento em Bruxelas,

<sup>10</sup>A perda de massa é causada pelo fenômeno de *ventos solares*. O conteúdo ejetado depende diretamente da metalicidade da estrela progenitora [30].

<sup>11</sup>A região interna da estrela é composta por uma solução das equações da relatividade geral (Friedmann-Robertson-Walker-Lemaître ou FRWL) a qual descreve um espaço-tempo homogêneo e isotrópico, justificando a densidade constante ao longo do raio estelar [32].

no ano de 1958, o confronto entre os dois mostrou claramente a divisão de pensamento a qual já possuía um histórico de tensão desde os tempos do programa nuclear americano [33]. O nível de conhecimento da física nuclear e suas consequências para a estrutura e evolução estelar, fez com que Wheeler combatesse a idealização do modelo de Oppenheimer e Snyder. Além disso, a relatividade geral (à época) possuía testes observacionais apenas no regime de campo fraco da gravitação (próximos aos limites newtonianos). O principal nome a considerar correto (e importante) o trabalho de Oppenheimer foi Landau.

Segundo Wheeler, a implosão estelar chegaria a um ponto onde a alta densidade na região do núcleo converteria os nêutrons em radiação. Desta forma, parte da massa da estrela diminuiria ao longo do processo até chegar a um valor abaixo do limite máximo das estrelas (como discutido anteriormente sobre ventos solares). E, ainda segundo Wheeler, justamente todas as grandezas físicas mais realísticas (e desconsideradas por Oppenheimer) seriam fundamentais para a diminuição da massa. Por exemplo, cálculos de fenômenos de transporte via radiação. Isto envolveria equações da hidrodinâmica (até mesmo da magnetohidrodinâmica) que não foram contabilizadas no caso ideal. E, soluções mais realísticas exigem alto nível computacional para a produção de simulações avançadas. Hoje o quadro é bastante favorável, porém, em 1939, isto era totalmente impensável.

De fato, tanto Oppenheimer quanto Wheeler tinham argumentos fortes para a defesa de suas posições. No entanto, as reivindicações de Wheeler sobre inclusão de ingredientes mais realísticos foram atendidas por especialistas em simulações de explosões de bombas atômicas. Todo o aparato computacional do pós-guerra foi importante para a compreensão do colapso gravitacional. Stirling Colgate, Richard White e Michael May eram especialistas em simulações computacionais de explosões de bombas de hidrogênio. Este estudo era importante para prever eventos altamente energéticos (e perigosos), com o intuito de controlar testes nucleares considerados estratégicos. Afinal, a guerra fria aumentava a sua tensão ano após ano e todo domínio intelectual acerca da energia nuclear era crucial. O trio Colgate-White-May, começou a ter bastante interesse na física da implosão gravitacional e, em uma série de trabalhos nos anos 1960 [34–37], simulam o

colapso de estrelas massivas. Excetuando a rotação da estrela (a qual retira a simetria esférica da mesma), todos os outros ingredientes apontados por Wheeler como importantes foram considerados.<sup>12</sup> O resultado das simulações revelaram a formação de estrelas de nêutrons como produtos de supernovas, assim como previsto por Zwicky trinta anos antes. Para massas muito maiores que  $2M_{\odot}$ , a implosão gerava estrelas críticas, de forma similar ao modelo de Oppenheimer-Snyder.

Além deste estudo americano, de forma independente, grupos de soviéticos também obtiveram resultados similares. Aliás, a União Soviética possuía sua versão de Wheeler: Yakov Zel'dovich, grande especialista da física nuclear e desenvolvedor da teoria de reações em cadeia na fissão nuclear (em parceria com Yuli Khariton [39]). Zel'dovich foi responsável por estimular vários de seus colegas a simularem o mesmo problema da implosão estelar como feito nos Estados Unidos. Tal tarefa foi realizada por Dmitri Nadezhin, Vladimir Imshennik e Mikhail Podurets [40, 41]. A junção dos trabalhos americanos e soviéticos, convergindo para o mesmo resultado, foi fundamental para que não houvesse mais dúvidas: *o colapso gravitacional de estrelas muito massivas em estrelas críticas era inevitável*.

Em 1967, Wheeler passa a adotar, de forma mais corriqueira o termo *buraco negro*, referindo-se às estrelas críticas. Inclusive, isto está registrado em uma palestra ministrada por ele e publicada na forma escrita em 1968 [42]. A partir dessa época, a comunidade científica também passa a adotá-lo em definitivo (assim como o autor deste texto o fará daqui em diante.)

Apesar de estar convencido da existência de buracos negros, segundo a dinâmica da relatividade geral, Wheeler reservava dúvidas para uma característica importante da implosão. O modelo de Oppenheimer-Snyder demonstrava que a estrela, de acordo com um observador externo e longínquo, passaria por uma espécie de congelamento.<sup>13</sup> Isto se deve ao fato de que o valor do *redshift* gravitacional, no limite do horizonte, tende ao infinito, impedindo que os raios luminosos escapem para o exterior. Desta forma, a última visão da estrela seria exatamente na imi-

<sup>12</sup>O primeiro trabalho a considerar pequenos desvios da simetria esférica foi o de Andrei Doroshkevich, Yakov Zel'dovich e Igor Novikov [38].

<sup>13</sup>Inclusive, os cientistas soviéticos, à época, se referiam aos buracos negros como *estrelas congeladas* [33].

nência da formação do buraco negro. Matematicamente isto está relacionado ao fato de que a circunferência crítica é uma *singularidade* (uma patologia nas equações). A dinâmica do colapso é interrompida assim que a singularidade é alcançada. Ou seja, qual o destino da matéria estelar ao chegar neste ponto? Se um observador externo não a vê, como saber o que ocorre internamente? A resposta já havia sido parcialmente respondida por um trabalho de 1958 de David Finkelstein [43], onde uma mudança de referencial<sup>14</sup> remove a singularidade no horizonte, permitindo que a descrição do colapso continue no interior do buraco negro. Esta continuação do colapso é vista por um referencial comóvel ao material imergente. Assim, a singularidade do horizonte estava resolvida. Porém, os buracos negros possuem outra singularidade no centro da configuração. Esta singularidade é muito mais crítica que a do horizonte, pois não pode ser removida através da passagem de um referencial a outro, como o caso solucionado por Finkelstein. Roger Penrose, em 1965, demonstrou que a singularidade central é inerente ao colapso e à conseqüente formação de buracos negros [44]. Este trabalho foi revolucionário pelo fato de que Penrose era versado em métodos de topologia, os quais eliminavam qualquer questão sobre o tipo de objeto colapsante. O resultado de seu trabalho, conhecido como o *teorema da singularidade de Penrose*, era global. Por mais deformada que fosse a distribuição de matéria, esta, após o colapso, geraria uma singularidade central.<sup>15</sup> O ingrediente fundamental da descrição do colapso está na formação de um *horizonte aparente* [45]. Horizontes aparentes são, de forma rudimentar, o contorno de uma superfície bidimensional formada por todas as *superfícies de aprisionamento*. Uma superfície de aprisionamento é uma região, (obviamente bidimensional) na qual todos os raios luminosos convergem ao atravessá-la. Ou seja, o horizonte aparente é a fronteira da composição de todas as regiões de aprisionamento da luz. O horizonte aparente

também pode ser pensado como a versão de um horizonte de eventos para situações não estáticas ou estacionárias. Sistemas emissores de radiação gravitacional, por exemplo, localizam buracos negros através de horizontes aparentes. Ao fim da emissão de radiação, o horizonte aparente converge para o horizonte de eventos. Um exemplo clássico desta diferença entre os conceitos de horizonte está no estudo da solução de Vaidya [45]. Estas diferentes definições de horizontes são importantes para caracterizar, de forma inequívoca, a localização de buracos negros do ponto de vista teórico.<sup>16</sup> É importante salientar que o trabalho de Penrose foi contestado por Isaac Khalatinikov e Evgeny Lifshitz, outros dos grandes nomes da física soviética. Em 1963 [47], eles publicam um artigo onde consideram que soluções da relatividade geral com deformações genéricas não levariam à formação de uma singularidade central. Penrose estaria correto, caso fosse encontrada uma solução com deformidades gerais e que produzisse a singularidade. Em 1970, Khalatinikov e Lifshitz, juntamente com Vladimir Belinsky, publicam um trabalho onde encontram uma solução com deformações gerais e que, após o colapso, forma uma singularidade central.<sup>17</sup> Neste trabalho, os autores reconhecem que Penrose estava correto. Contudo, a questão da implosão do conteúdo material da estrela à singularidade central ainda permanecia como um problema. Pois, definitivamente, toda a matéria estelar colapsa em direção à singularidade, sem possibilidade de retorno. Este fato incomodou demasiadamente Wheeler que, mesmo convencido da formação de estrelas críticas, não se contentava com dezenas de massas solares concentradas em um único ponto do espaço.<sup>18</sup> Wheeler via nas leis da mecânica quântica uma possível solução para o problema, pois efeitos desta natureza ocorreriam em uma concentração (densidade) tão alta de matéria em um volume muito pequeno. Novas leis impediriam a implosão da matéria na singularidade, através da conversão de matéria em radiação. Tal radiação produzida

<sup>14</sup>A teoria da relatividade geral não é modificada quando muda-se de um referencial para outros. Isto inclusive é considerado um princípio fundamental da teoria: o princípio da covariância geral. Além disso, esta mudança de referencial já havia sido pensada (mas não concretizada) por Eddington, tornando-a conhecida na literatura como *referencial de Eddington-Finkelstein* [32].

<sup>15</sup>do ponto de vista topológico, uma distribuição com uma deformação generalizada teria uma equivalência com o caso esfericamente simétrico de Oppenheimer-Snyder.

<sup>16</sup>Uma área de estudo da relatividade geral a qual aborda esse tipo de análise é a relatividade numérica, onde simulações computacionais de formação de objetos astrofísicos (principalmente buracos negros e estrelas de nêutrons) são construídas periodicamente [46].

<sup>17</sup>Esta singularidade é conhecida na literatura como *singularidade Belinsky-Khalatinikov-Lifshitz* ou, simplesmente, BKL.

<sup>18</sup>A densidade média de um buraco negro é de  $\sim 10^{18} (M_{bn}/M_{\odot})^{-2} \text{ g/cm}^3$ .

escaparia do buraco negro, a fim de evitar o colapso. Mas como a radiação poderia escapar se o buraco negro impede fluxo de energia (e momento) emergindo de seu horizonte? Wheeler foi convencido a desistir da ideia, apesar de estar correto [33]. De fato, a mecânica quântica permite que o buraco negro emita radiação térmica. Este fenômeno é conhecido como *evaporação* e a radiação emitida no processo como *radiação Hawking*, devido ao trabalho de Stephen Hawking de 1974 [48].<sup>19</sup> A temperatura da radiação é de  $\sim 10^{-7}(M_{\odot}/M_{bn})$  K e o tempo de evaporação  $\sim 10^{64}(M_{bn}/M_{\odot})^3$  anos. Desta forma, quanto menor a massa do buraco negro, mais rápida seria sua evaporação. Massas da ordem de  $10^{15}$  g ( $10^{-18}M_{\odot}$ ) ou menores teriam evaporado dentro do período da idade do Universo (da ordem de  $10^{10}$  anos) [50].

Duas conclusões podem ser tiradas a partir deste ponto. Primeiro, mesmo que a visão de Wheeler estivesse correta acerca dos efeitos quânticos e que o trabalho de Hawking corroborasse com sua visão, a evaporação é praticamente desprezível quando leva-se em conta buracos negros provenientes do colapso estelar (buracos negros ditos astrofísicos). Como visto acima, um buraco negro com uma massa solar emitiria radiação Hawking numa temperatura de  $10^{-7}$  K. A segunda conclusão (e diretamente ligada à primeira) é a possibilidade da existência de buracos negros muito menos massivos que os considerados até então. E a época mais propícia para a formação destes objetos está nos primórdios do universo, segundo o modelo padrão da cosmologia (teoria do Big Bang). Esta hipótese de buracos negros primordiais foi sugerida por Zel'dovich e Novikov [51] em 1967 e independentemente por Hawking em 1971 [52]. No universo primordial, as regiões do espaço são muito densas e quentes. Suas altas energias, quando concentradas em um volume delimitado pela rotação de um aro de raio crítico, permitiriam a formação de buracos negros. Este é o fundamento da chamada *conjectura do aro*, criada por Kip Thorne em 1972 [53]. Esta conjectura leva em conta qualquer formato

da distribuição de energia colapsante, desde que esteja totalmente contida no volume considerado.

Por fim, a produção de buracos negros (similares aos primordiais), segundo a conjectura do aro, poderia ser capaz de ocorrer em aceleradores de partículas. Este é um ponto mais especulativo e necessita da unificação de duas teorias hoje incompatíveis, a relatividade geral e a mecânica quântica. Uma teoria de gravitação quântica descreveria buracos negros próximos ao regime de Planck<sup>20</sup> e estes poderiam ser produzidos através da colisões de partículas, uma vez que fosse localizado um horizonte aparente [55]. A produção de buracos negros em laboratório não representaria um risco à humanidade, pois, quanto mais próximo do regime planckiano, a evaporação do buraco negro levaria um tempo extremamente curto para ocorrer ( $10^{-42}$  s).

## 5 Tipos de formação de buracos negros

De acordo com o que foi explorado no texto, pode-se resumir os diversos tipos de formação de objetos compactos (anãs brancas, estrelas de nêutron e buracos negros),<sup>21</sup> através da classificação de sua massa e do mecanismo de formação [55]:

- a) *Objetos supermassivos* ( $M \geq 10^5 M_{\odot}$ ). Buracos negros supermassivos poderiam ser formados inclusive antes mesmo da queima de hidrogênio. Também podem ser formados através de acreção de matéria em buracos negros de massa intermediária (IMBHs) ou através de colisões entre IMBHs.
- b) *Objetos muito massivos*. Para valores de massa entre  $200M_{\odot}$  e  $10^5 M_{\odot}$ , ocorre o colapso para IMBHs, a partir da instabilidade elétron-pósitron durante a queima de oxigênio. Para massas entre  $100M_{\odot}$  e  $200M_{\odot}$ , tal instabilidade não permite a formação de objetos compactos.
- c) *Objetos massivos*. Entre  $25M_{\odot}$  e  $100M_{\odot}$ , formação de buracos negros com dezenas de

<sup>19</sup>Zel'dovich, em 1971, já havia estudado objetos girantes e emissores de radiação [49]. Em analogia com buracos negros com rotação, estes irradiam até que toda a energia rotacional seja transferida, cessando o processo. Os cálculos de Hawking mostraram que, numa abordagem semi clássica da gravitação, os buracos negros evaporariam mesmo após a ausência de rotação [48].

<sup>20</sup>O regime de Planck ou planckiano possui comprimentos da ordem de  $10^{-33}$  cm, tempos de  $10^{-44}$  s, massas de  $10^{-5}$  g e temperaturas de  $10^{32}$  K [54].

<sup>21</sup>Aqui considera-se apenas o caso da formação de estrelas isoladas, sem uma estrela companheira. Casos de estrelas binárias, por exemplo, são brevemente comentados na seção de considerações finais (seção 6)

massas solares (SBHs), resultado da queima de combustível nuclear. Para massas entre  $1M_{\odot}$  e  $25M_{\odot}$ , formam-se anãs brancas, estrelas de nêutrons (nos limites superiores de  $1,4M_{\odot}$  e  $3M_{\odot}$ , respectivamente) ou total ruptura na fase de ignição de carbono.

- d) *Buracos negros primordiais*. Entre  $10^{-18}M_{\odot}$  e  $1M_{\odot}$ , Formação através do colapso de flutuações primordiais. Para massas no intervalo de  $10^{-38}M_{\odot}$  e  $10^{-18}M_{\odot}$ , ocorre o mesmo que no caso anterior, porém com evaporação. Radiação Hawking possível de ser detectada atualmente; Finalmente, para massas de até  $10^{-38}M_{\odot}$ , os buracos negros seriam remanescentes da evaporação de objetos mais massivos ou remanescentes da fase planckiana do universo.

é possível de ser analisado através de técnicas perturbativas e de relatividade numérica [46].

- ii) *Binárias de estrelas massivas*. Outro possível tipo de formação de binárias de buracos negros está associado a binárias de estrelas progenitoras massivas, onde, na fase de núcleo de hélio, um envelope é formado em ambas as estrelas. Além disso, binárias de buracos negros são formadas no final do processo [58].
- iii) *Fenômeno crítico*. Ao colapsarem, distribuições de matéria apresentam característica similar ao que ocorre em transições de fase na matéria condensada. Choptuik [59] descobre este fenômeno e vincula o parâmetro crítico à amplitude da distribuição inicial da matéria.

## 6 Considerações finais

Apesar de haver uma infinidade de resultados teóricos e, principalmente observacionais (fontes de raios-x e ondas gravitacionais), decidiu-se encerrar o contexto histórico da formação de buracos negros a partir deste ponto. Pode ser que, para o leitor, esta conclusão tenha sido um tanto abrupta. Porém, esta escolha do autor é baseada na ideia de expor, como dito na introdução do texto, o caráter de rejeição e aceitação dos buracos negros numa linha cronológica. O que se sucede historicamente é a busca por estes objetos no universo, além do desenvolvimento de técnicas teóricas no intuito de classificar suas características de maneira precisa [33]. Certamente, os demais textos deste volume do *Cadernos de Astronomia* versam sobre estes temas e seria redundante descrevê-los aqui.

Como considerações finais, serão apontados, a seguir e brevemente, algumas características adicionais e fundamentais sobre a formação de buracos negros. Para os mais interessados, as referências proporcionam um estudo mais aprofundado.

- i) *Formação de sistemas binários*. Buracos negros também são encontrados na natureza em pares. A detecção de ondas gravitacionais [56] proporcionou uma inauguração de buscas por estes objetos e dezenas de binárias já foram detectadas [57]. Do ponto de vista teórico, este processo de formação só

## Agradecimentos

Primeiro, gostaria de agradecer aos professores Júlio Fabris e Junior Toniato pelo convite em fazer parte desta edição do *Cadernos de Astronomia* sobre buracos negros. Este é um tema muito instigante e é sempre prazeroso escrever ou discutir a respeito. Também gostaria de utilizar este espaço para prestar uma pequena homenagem ao professor Ivano Damião Soares, um dos principais investigadores de buracos negros do Brasil. Tive a oportunidade de ser orientado por ele no programa de doutorado do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) e, grande parte do que sei, é graças ao seu empenho na minha formação científica. É uma honra não somente ter sido seu aluno, mas, principalmente, ainda continuar trabalhando com o professor Ivano. Mesmo no regime de colaborador, sigo aprendendo com ele detalhes e técnicas da gravitação einsteiniana.

## Sobre o autor

Rafael Fernandes Aranha ([rafael.aranha@uerj.br](mailto:rafael.aranha@uerj.br)) possui Bacharelado em Física pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ) e Doutorado em Ciências Físicas pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Também realizou pós-doutorado na Georgia Institute of Technology (Georgia Tech), associado ao Center for Relativistic Astrophysics.

Hoje atua como professor adjunto no grupo de gravitação e cosmologia da UERJ (GravCosmo-UERJ). Trabalha majoritariamente na área de relatividade numérica, onde obtém soluções das equações da relatividade geral através de métodos de cálculo numérico, além da utilização de diversas ferramentas computacionais. Os tópicos mais abordados de sua pesquisa versam sobre formação de buracos negros no colapso gravitacional, emissão de radiação gravitacional em sistemas compostos por buracos negros e técnicas numéricas via métodos espectrais aplicados à gravitação einsteiniana.

### Referências

- [1] K. Akiyama et al., *First m87 event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole*, *The Astrophysical Journal Letters* **875**, 1 (2019).
- [2] *The laser interferometer gravitational-wave observatory and the first direct observation of gravitational waves*, The Royal Swedish Academy of Sciences (2017).
- [3] *Theoretical foundation for black holes and the supermassive compact object at the galactic centre*, The Royal Swedish Academy of Sciences (2020).
- [4] *Interstellar*, Diretor: Christopher Nolan (Paramount Pictures, Estados Unidos, 2014).
- [5] *Star Trek The Original Series*, Criador: Gene Roddenberry (Hollywood, Estados Unidos, 1969).
- [6] L. Niven, *A Hole in Space* (Ballantine Books, Estados Unidos, 1974).
- [7] J. Michell, *On the means of discovering the distance, magnitude, etc., of the fixed stars, in consequence of the diminution 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 further necessary for that purpose.*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **74**, 35 (1784). Disponível em <http://www.jstor.org/stable/106576>, acesso em fev. 2023.
- [8] P. S. Laplace, *Exposition du Système du Monde, Volume II: Des Mouvements Réels des Corps Célestes* (Paris, 1796).
- [9] A. Einstein, *On the influence of gravity on the propagation of light*, *Annalen der Physik* **35**, 898 (1911).
- [10] A. Einstein, *The field equations for gravitation*, *Sitzungsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Klasse für Mathematik, Physik, und Technik* **1915**, 844 (1915).
- [11] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, *Sitzungsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Klasse für Mathematik, Physik, und Technik* **1916**, 424 (1916).
- [12] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, *Annalen der Physik* **322**, 132 (1905).
- [13] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars* (Cambridge University Press, Inglaterra, 1926).
- [14] S. Chandrasekhar, *The maximum mass of ideal white dwarfs*, *Astrophysical Journal* **52**, 81 (1931).
- [15] A. Einstein, *On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses*, *Annals of Mathematics* **40**, 922 (1939).
- [16] *28. Commission des nébuleuses extragalactiques*, *Transactions of the International Astronomical Union* **8**, 397–399 (1954).
- [17] W. Baade e F. Zwicky, *Remarks on Supernovae and Cosmic Rays*, *Physical Review* **46**(1), 76 (1934).
- [18] W. Baade e F. Zwicky, *On super-novae*, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **20**, 254 (1934).
- [19] J. Chadwick, *The existence of a neutron*, *Proceedings of the Royal Society of London* **136**, 692 (1932).

- [20] L. D. Landau, *Origin of stellar energy*, *Nature* **141**, 333 (1938).
- [21] L. D. Landau, *On the theory of stars*, *Physicalische Zeitschrift Sowietunion* **1**, 285 (1932).
- [22] J. R. Oppenheimer e R. Serber, *On the stability of stellar neutron cores*, *Physical Review* **54**(7), 540 (1938).
- [23] H. A. Bethe e C. L. Critchfield, *The formation of deuterons by proton combination*, *Physical Review* **54**, 248 (1938).
- [24] J. R. Oppenheimer e G. M. Volkoff, *On massive neutron cores*, *Physical Review* **55**(4), 374 (1939).
- [25] R. C. Tolman, *Static solutions of einstein's field equations*, *Physical Review* **55**, 364 (1939).
- [26] J. Schaffner-Bielich, *Compact Star Physics* (Cambridge University Press, Estados Unidos, 2020).
- [27] N. Bohr e J. A. Wheeler, *The mechanism of nuclear fission*, *Physical Review* **56**, 426 (1939).
- [28] B. K. Harrison, M. Wakano e J. A. Wheeler, *Matter-Energy at High Density: End Point of Thermonuclear Evolution*, in *Onzième Conseil de Physique Solvay*, editado por Editores (Bruxelas, 1958), 124.
- [29] B. K. Harrison et al., *Gravitation Theory and Gravitational Collapse* (University of Chicago Press, Estados Unidos, 1965).
- [30] J. S. Vink, A. de Koter e H. J. Lamers, *Mass-loss predictions for o and b stars as a function of metallicity*, *Astron. Astrophys.* **369**, 574 (2001).
- [31] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On continued gravitational contraction*, *Physical Review* **56**, 455 (1939).
- [32] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman, Estados Unidos, 1973).
- [33] K. S. Thorne, *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (W. W. Norton, Estados Unidos, 1994).
- [34] S. A. Colgate e R. H. White, *Dynamic of a supernova explosion*, *Bulletin of the American Physical Society* **8**, 306 (1963).
- [35] S. A. Colgate e R. H. White, *The hydrodynamic behavior of supernova explosions dynamic of a supernova explosion*, *Astrophysical Journal* **143**, 626 (1966).
- [36] M. M. M. Colgate e R. H. White, *Hydrodynamical calculations of general relativistic collapse*, *Bulletin of the American Physical Society* **10**, 15 (1965).
- [37] M. M. May e R. H. White, *Hydrodynamical calculations of general relativistic collapse*, *Physical Review* **141**, 1232 (1966).
- [38] A. D. Doroshkevich, Y. B. Zel'dovich e I. D. Novikov, *Gavitational collapse of nonsymmetric and rotating masses*, *Soviet Physics - JETP* **22**, 122 (1966). Disponível em <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/22/1/p122?a=list>, acesso em fev. 2023.
- [39] Y. B. Zel'dovich e Y. B. Khariton, *On a issue of a chain reaction based on an isotope of uranium*, *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki* **9**, 1425 (1939).
- [40] V. S. Imshennik e D. K. Nadezhin, *Gas dynamical model of a type ii supernova outburst*, *Soviet Astronomy* **8**, 664 (1965).
- [41] M. A. Podurets, *The collapse of a star with back pressure taken into account*, *Soviet Physics* **9**, 1 (1964).
- [42] J. A. Wheeler, *Our universe: the known and the unknown*, *American Scientist* **56**, 1 (1968).
- [43] D. Finkelstein, *Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle*, *Physical Review* **110**, 965 (1958).
- [44] R. Penrose, *Gravitational collapse and space-time singularities*, *Physical Review Letters* **14**(3), 57 (1965).
- [45] E. Poisson, *A Relativist's Toolkit – The Mathematics of Black Hole Mechanics* (Cambridge University Press, Reino Unido, 2004).

- [46] T. W. Baumgarte e S. L. Shapiro, *Numerical Relativity: Solving Einstein's Equation on the Computer* (Cambridge University Press, Reino Unido, 2010).
- [47] E. M. Lifshitz e I. M. Khalatnikov, *Investigations on relativistic cosmology*, *Advances in Physics* **12**, 185 (1963).
- [48] S. W. Hawking, *Black hole explosions?*, *Nature* **248**, 30 (1974).
- [49] Y. B. Zel'dovich, *The generation of waves by a rotating body*, *JETP Letters* **14**, 180 (1971).
- [50] D. N. Page, *Particle emission rates from a black hole. ii. massless particles from a rotating hole*, *Physical Review D* **14**, 3260 (1976).
- [51] Y. B. Zel'dovich e I. D. Novikov, *The hypothesis of cores retarded during expansion and the hot cosmological model*, *Soviet Ast* **10**, 602 (1967).
- [52] S. W. Hawking, *Gravitationally collapse objects of very low mass*, *MNRAS* **152**, 75 (1971).
- [53] K. S. Thorne, *Nonspherical Gravitational Collapse - A Short Review* (W H Freeman, Estados Unidos, 1972).
- [54] V. Mukhanov, *Physical Principles of Cosmology* (Cabridge University Press, Reino Unido, 2005).
- [55] X. Calmet, B. Carr e E. Winstanley, *Quantum Black Holes* (Springer, Alemanha, 2014).
- [56] B. P. Abbott e et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Physical Review Letters* **116**, 061102 (2016).
- [57] *Detection papers*, LIGO Caltech. Disponível em <https://www.ligo.caltech.edu/page/detection-companion-papers>, acesso em fev. 2023.
- [58] M. Mapelli, *Binary black hole mergers: Formation and populations*, *Front. Astron. Space Sci.* **7**, 38 (2020).
- [59] M. W. Choptuik, *Universality and scaling in gravitational collapse of a massless scalar field*, *Physical Review Letters* **70**, 9 (1993).

# Introdução à física de buracos negros

Santiago Esteban Perez Bergliaffa

Universidade do Estado do Rio de Janeiro

---

## Resumo

O artigo apresenta de forma introdutória as principais características dos diferentes tipos de buracos negros, sejam eles isolados ou em interação com o entorno.

## Abstract

We present, in an introductory way, the main features of different types of black holes, both isolated or interacting with the environment.

---

**Palavras-chave:** Buracos negros, Relatividade Geral.

**Keywords:** Black holes, General Relativity.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.40192](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.40192)

## 1 Introdução

Nos últimos anos, os buracos negros ocuparam repetidamente as manchetes da imprensa internacional, seja pela detecção das ondas gravitacionais, ou pela imagem obtida pelo telescópio *Event Horizon* [1] (Figura 1). Como veremos ao longo do artigo, os buracos negros são objetos fascinantes, cuja descrição envolve diversas áreas da física. Mas o que é um buraco negro (BN)? Uma primeira definição poderia ser “um BN é uma região do espaço-tempo, limitada por um horizonte, da qual nada pode sair”. Mesmo essa definição simples a pouco precisa faz com que seja necessário introduzir conceitos tais como espaço-tempo, interação gravitacional, e colapso, entre outros. Tais conceitos serão discutidos de forma introdutória no presente artigo, além de outros relacionados. Para evitar detalhes técnicos, o conceito de BN será apresentado em função do comportamento dos cones de luz, definidos pela geometria associada ao BN, sem entrar no detalhe da resolução das equações de Einstein.<sup>1</sup>

Para entender o conceito de cone de luz e da geometria associada será utilizada uma analogia na Seção 3. A seção 4 será dedicada ao BN de Schwarzschild. Outros buracos negros (incluindo o BN de Kerr) serão apresentados na Seção 6. Na Seção 7 veremos qual o processo que origina a

formação dos buracos negros estelares. A Seção 8 será dedicada à astrofísica de buracos negros, em particular à interação com seu entorno, incluindo o fenômeno de lenteamento, e as ondas gravitacionais. A relação entre os buracos negros e a mecânica quântica será discutida na Seção 10. A termodinâmica de buracos negros será apresentada na Seção 11. A Seção 12 contém as considerações finais.

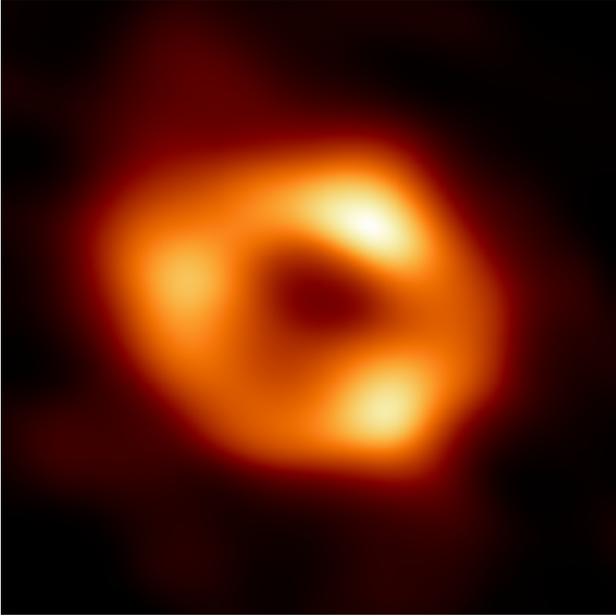
A seguir, será apresentado um breve (e necessariamente incompleto) resumo da evolução do conceito de buraco negro.

## 2 Um pouco de história

Os buracos negros são regiões do espaço-tempo das quais nada pode sair. Tais regiões são representadas por soluções das equações de campo de alguma teoria que descreve a interação gravitacional. Em particular, a primeira solução representando um buraco negro foi obtida por Karl Schwarzschild em 1916 [2] no contexto da teoria da Relatividade Geral de Einstein [3]. Mas a existência de corpos tais que a atração gravitacional é intensa o suficiente para que a luz não consiga escapar dele foi de fato proposta muito antes da criação da RG. Em 1783, John Michell [4] aplicou a lei da gravitação de Newton à luz, que segundo a teoria vigente naquela época era composta de partículas. O raciocínio de Michell é simples: se

---

<sup>1</sup>Mas serão fornecidas referências com os detalhes técnicos ao longo do texto.



**Figura 1:** A figura mostra a imagem do buraco negro *Sagittario A*, no centro da Via Láctea. Crédito: EHT Collaboration.

uma partícula de luz de massa  $m$  é lançada verticalmente para cima desde a superfície de uma estrela, em qualquer ponto da trajetória é válida a conservação da energia [5],

$$E = \frac{1}{2}mv_z^2 + V(z), \quad (1)$$

onde  $V(z) = -GmM/z$  é o potencial gravitacional,  $G$  é a constante de Newton,  $M$  é a massa da estrela, e a origem da coordenada  $z$  coincide com o centro da estrela. Lembrando que a energia cinética não pode ser negativa, segue que para  $E < 0$  a partícula atinge uma altura máxima e volta à superfície, mas para  $E \geq 0$  a partícula consegue escapar. A velocidade de escape  $v_e$  é definida como a mínima velocidade inicial com que a partícula consegue chegar “apenas” (isto é, com velocidade zero) no infinito, caso este que corresponde a  $E = 0$ . Segue então da equação (1) que

$$v_e = \sqrt{\frac{2MG}{R}} \quad (2)$$

onde  $R$  é o raio da estrela. A título de referencia, no caso da Terra,  $v_e \approx 10^6$  cm/seg.

A expressão para  $v_e$  mostra que fixando a massa  $M$ ,  $v_e$  é maior quanto menor é o raio da estrela (o que é compreensível já que a partícula estaria saindo de uma região onde a força gravitacional é mais intensa). Michell concluiu que

existe um raio crítico, tal que  $v_e$  é igual à velocidade da luz  $c$ : para uma estrela com raio menor do que  $R_c = 2MG/c^2$ , a luz não pode escapar da estrela. Ele ainda foi mais longe, e postulou que poderia existir no universo um grande número destas estrelas escuras (antepassados dos buracos negros da RG), sem que pudessem ser vistas.<sup>2</sup> Infelizmente esta ideia caiu no esquecimento devido aos experimentos de interferência da luz realizados por Thomas Young, que apoiavam a tese (defendida entre outros por Christian Huygens) de que a luz era uma onda e não um “jato” de partículas. Foi preciso esperar quase 150 anos para que ela renascesse, já no contexto da teoria da gravitação de Einstein, graças ao trabalho de Karl Schwarzschild.

Pouco tempo depois da publicação do artigo apresentando a RG, Schwarzschild divulgou no exemplar de 25 de Novembro de 1915 dos *Proceedings of the Prussian Academy of Science* [2] a solução das equações de Einstein para o exterior de uma estrela com simetria esférica e sem rotação.<sup>3</sup> Em 1916, ele conseguiu calcular ainda a solução para o interior de uma estrela com densidade constante e esfericamente simétrica [8].<sup>4</sup> Como veremos na Seção 4, a solução de Schwarzschild que descreve o exterior de uma estrela descreve também um buraco negro e, nesse caso tem características exóticas, que levaram aos especialistas da época (o próprio Einstein e A. Eddington entre eles) a não acreditar na existência de objetos por ela descritos na natureza. Em particular, a questão da(s) singularidade(s) desta solução só ficou esclarecida definitivamente nos anos 50 do século passado [9]. Um outro tipo de buraco negro, que difere do de Schwarzschild devido à presença de carga não nula foi descoberto H. Reissner em 1916, e redescoberto por G. Nordstrom em 1918.

Quase simultaneamente à questão das características da solução de Schwarzschild, foi progredindo o estudo do interior das estrelas e do colapso gravitacional, graças aos trabalhos de Chandrasekhar (anãs brancas) e Oppenheimer (colapso esférico), entre outros. Em 1963, Roy

<sup>2</sup>Em 1796, Pierre Laplace apresentou os mesmos resultados no livro [6].

<sup>3</sup>Os detalhes da historia do desenvolvimento do conceito de buraco negro podem ser encontrados em [7].

<sup>4</sup>Schwarzschild, engenheiro de formação, veio a falecer pouco depois por causa de uma doença contraída na frente russa da Primeira Guerra Mundial.

Kerr publicou [10] a primeira solução das EE descrevendo o exterior de uma estrela compacta em rotação, e também um buraco negro com momento angular não nulo. Em 1965 a solução de Kerr foi generalizada ao caso de uma configuração com carga por Newman *et al* [11]. O nome de *buraco negro* foi dado em 1967 por John Wheeler<sup>5</sup> ao estado final do colapso gravitacional de uma estrela muito massiva, sendo mais tarde generalizado para abranger qualquer solução que apresente horizonte(s) de eventos (tal como as de Schwarzschild, Kerr e Kerr-Newmann).<sup>6</sup> Dois anos mais tarde, Roger Penrose desenvolveu um processo para extrair energia rotacional do buraco negro de Kerr (veja por exemplo [13]).

Um outro resultado que foi sendo elaborado na década dos 60 foi o teorema que mostra que “os buracos negros não tem cabelo”. Isto quer dizer que os buracos negros não conservam nenhum detalhe da estrela que colapsou para formá-los. De outra forma, os únicos parâmetros que caracterizam um buraco negro são a massa, o momento angular, e a carga elétrica [14].

Como em qualquer situação de interesse em física, é importante determinar se os buracos negros são estáveis e, caso não sejam, a escala de tempo associada à instabilidade. No início da década dos 70 foi começado o estudo da teoria de perturbações lineares das geometrias associadas a buracos negros de Schwarzschild, completando assim a análise dos dos buracos negros isolados, do ponto de vista clássico.<sup>7</sup> Na Sec. 8 apresentaremos algumas características dos buracos negros astrofísicos, isto é, em interação com o entorno, incluindo situações tais como a formação de um disco de acreção, o lenteamento, e a geração de ondas gravitacionais.

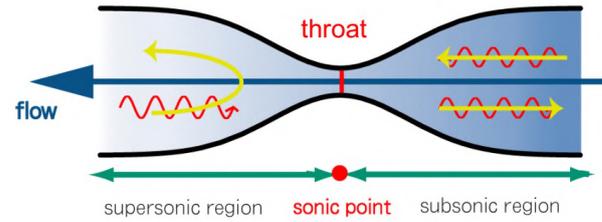
Como veremos na Sec. (10), a surpresa chegou no ano 1974, quando Hawking mostrou que efeitos quânticos fazem com que o buraco negro emita radiação com um espectro de corpo negro. Esta descoberta foi fundamental para a dar sentido à formulação da termodinâmica de buracos negros, e levantando também novos problemas (ver Sec. (11)).

Para descrever as características essenciais dos buracos negros, utilizaremos inicialmente um modelo análogo de buraco negro, que será apresen-

<sup>5</sup>A partir de uma observação feita por Robert Dicke [12].

<sup>6</sup>A rigor, qualquer solução não cosmológica.

<sup>7</sup>Para a estabilidade não linear, veja por exemplo [15].



**Figura 2:** Fluxo com um ponto (o “ponto sônico”) a partir do qual a velocidade do fluido é maior do que a velocidade do som. A configuração mostrada na figura é chamada bocal de Laval.

tado na seção seguinte.

### 3 Uma analogia

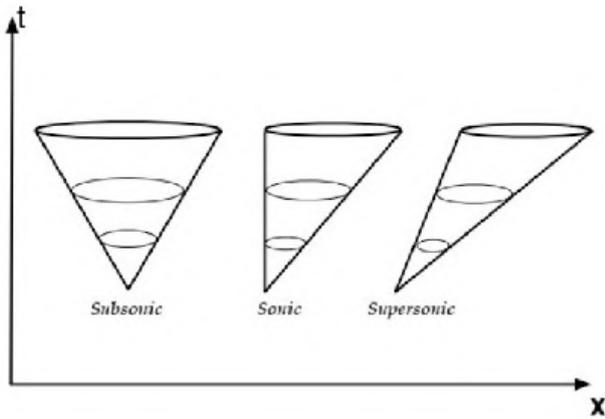
A seguir discutiremos um modelo análogo de um buraco negro, chamado “buraco mudo” [16], que ajudará na descrição dos buracos negros gravitacionais. Consideremos um fluido ideal que flui com velocidade  $\vec{v}$  com relação ao sistema do laboratório na situação descrita na Figura 2. O fluxo é estacionário (isto é, a velocidade não depende do tempo), mas  $\vec{v} = \vec{v}(x, y, z)$ . À esquerda do “ponto sônico” da figura a velocidade do fluido é maior do que a velocidade do som no meio ( $c_s$ ), enquanto que à direita,  $v < c_s$ . Na região sub-sônica, o som pode se propagar tanto para esquerda quanto para direita, mas na região supersônica, o som é literalmente “arrastado” pelo fluido, e não consegue sair do espaço limitado pelo “ponto sônico”, que define assim o horizonte do “buraco mudo”. Matematicamente, a situação é descrita pela adição de velocidades da mecânica clássica [17]:

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = c_s \vec{n} + \vec{v}, \quad (3)$$

onde  $\vec{x}$  é a posição do raio com relação ao sistema da laboratório,  $c_s$  é a velocidade do som relativa ao fluido, e  $\vec{n}$  é um vetor unitário na direção de propagação do fluido. Usando a equação  $\vec{n} \cdot \vec{n} = 1$ , a equação (3) pode ser reescrita como segue:

$$-c_s^2 dt^2 + (d\vec{x} - \vec{v} dt)^2 = 0, \quad (4)$$

que define um “cone de som” para cada ponto  $(x, y, z)$ , como mostra a figura 3. Vemos que o lado externo do cone fica cada vez mais vertical a



**Figura 3:** Cones correspondentes à propagação do som num fluido. Crédito: [17].

medida que o som é emitido em pontos mais próximos do ponto sônico, e fica “virado para dentro” do horizonte depois do ponto sônico, ilustrando o fato de que o som fica preso dentro do horizonte. A Figura 4 mostra o mesmo fenômeno num fluxo radial bidimensional.

Note que a equação (4) pode ser escrita na forma

$$g_{\mu\nu}^{(\text{ef})} dx^\mu dx^\nu = 0, \quad (5)$$

onde

$$g_{\mu\nu}^{(\text{ef})} = \begin{bmatrix} -(c_s^2 - v^2) & -\vec{v}^T \\ -\vec{v} & I_{3 \times 3} \end{bmatrix}$$

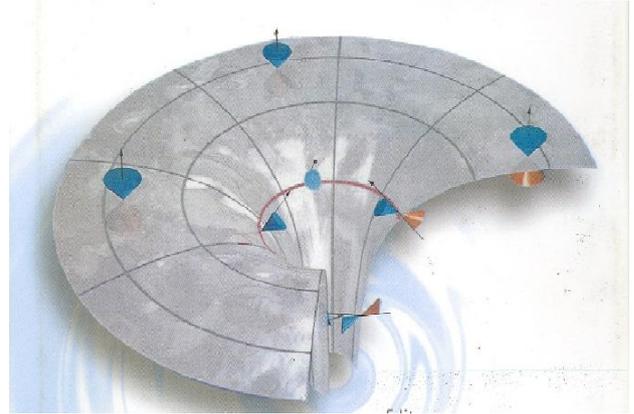
é a chamada métrica efetiva,  $x^0 = t$ ,  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$ ,  $x^3 = z$  e os índices repetidos indicam uma soma sobre os valores permitidos.

É importante frisar que a analogia entre o buraco mudo e o BN tem limites. No buraco mudo, somente o som fica preso dentro do horizonte, enquanto que num buraco negro o horizonte representa um limite para qualquer tipo de objeto. Tem ainda o fato de que o horizonte do buraco mudo origina-se num efeito cinemático (soma de velocidades), enquanto que no buraco negro, é a gravitação a responsável pelo aprisionamento de qualquer tipo de matéria.<sup>8</sup>

### 3.1 Cones de luz

A relatividade restrita, introduzida por Einstein em 1905, unifica o espaço e o tempo (objetos separados na física newtoniana) num objeto só: o

<sup>8</sup>O tratamento usado aqui para introduzir a noção de horizonte é baseado na “acústica geométrica”. Para um tratamento que leva em conta as propriedades ondulatórias do som, veja [18]



**Figura 4:** O desenho mostra um corte transversal de um buraco “mudo” realizado a partir de um fluido em fluxo radial. Vemos como os cones de som vão sendo inclinados na direção do centro do buraco. Crédito: [19].

espaço-tempo. Nele, o intervalo entre dois eventos é dado (no caso de uma dimensão espacial) por<sup>9</sup>

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2, \quad (6)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz. Os raios de luz se propagam com velocidade  $c$  segundo  $ds^2 = 0$ , ou

$$c^2 dt^2 - dx^2 = 0, \quad (7)$$

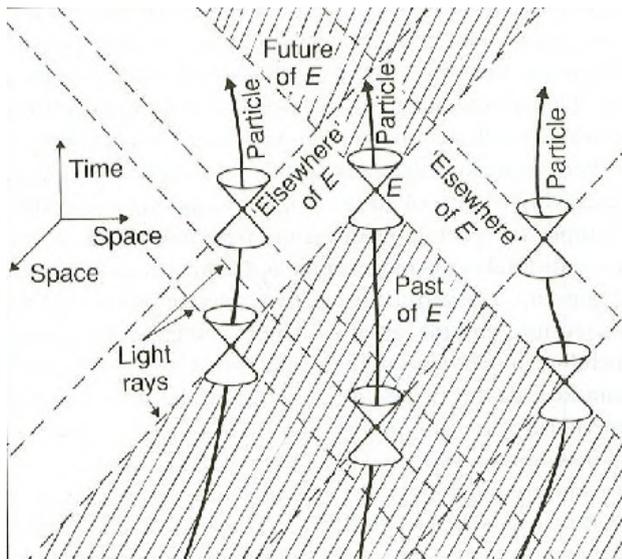
que pode ser reescrita como

$$\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = 0, \quad (8)$$

onde  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1)$  é a métrica de Minkowski. Note a semelhança com a eq. (4). De fato, a eq. (7) define um “cone de luz” para cada evento do espaço-tempo. É importante notar que, dado que a velocidade da luz estabelece um limite máximo para qualquer propagação, os cones de luz restringem as possíveis linhas de universo de qualquer partícula,<sup>10</sup> já que a tangente a uma destas necessariamente deve estar dentro ou sobre o cone de luz (caso contrário, a velocidade da partícula seria maior que  $c$ ). Temos ainda o fato de que cada cone define o conjunto de eventos que podem influenciar um evento dado, e o conjunto daqueles eventos que podem ser por ele influenciados (Figura 5). Para mais detalhes veja por exemplo [21].

<sup>9</sup>Para uma revisão sobre a relatividade restrita ver, por exemplo, [20]

<sup>10</sup>Diferentemente dos cones de som definidos na seção anterior, válidos somente para “raios de som”.



**Figura 5:** O desenho mostra cones de luz correspondentes a alguns eventos, bem como as regiões “passado”, “futuro”, e “sem contato causal” com relação ao evento  $E$ . Crédito: [22].

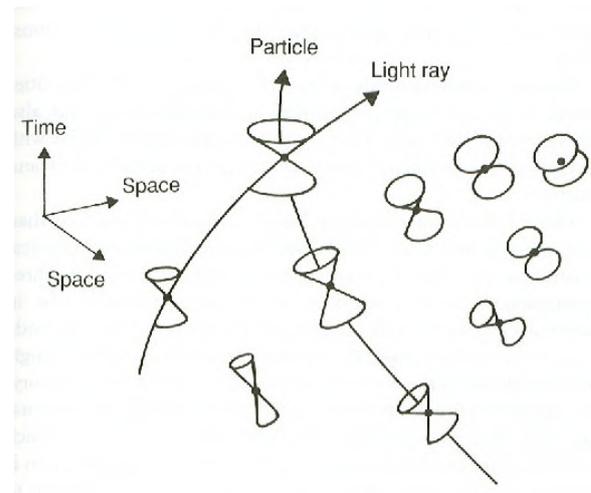
### 3.2 Cones de luz em presença de matéria

A Relatividade Geral, introduzida por Einstein em 1915, estabelece que a gravitação não é mais do que a “deformação” da geometria do espaço-tempo devida à matéria-energia nele contida. Tal deformação é relativa à geometria em ausência de matéria (isto é, a geometria de Minkowski). De forma concisa, a matéria faz com que a geometria seja “curva” (com relação à geometria plana em ausência de matéria), e a matéria se move como a geometria manda [23, 24]. É precisamente devido à curvatura que os cones de luz podem ter diferentes orientações em diferentes eventos, como na Figura 6. É importante notar que a “curvatura” deve ser entendida aqui como uma propriedade do espaço-tempo, e que ele se reduz localmente,<sup>11</sup> ao espaço-tempo plano, de mesma forma que uma esfera  $S^2$  no espaço  $R^3$  pode ser aproximada por um plano. A curvatura do espaço-tempo se manifesta só quando saímos da vizinhança de um evento e nos deslocamos para pontos não tão próximos. Em particular, quando o espaço-tempo é curvo, a curvatura faz os cones se achatarem e/ou inclinarem, como veremos nas seções seguintes.<sup>12</sup>

A seguir, veremos algumas características do

<sup>11</sup>Isto é, numa vizinhança no espaço e no tempo pequena o suficiente de um evento

<sup>12</sup>A curvatura pode ser calculada a partir da métrica, e ela pode ser obtida através das equações da Relatividade Geral de Einstein, para detalhes veja por exemplo [25].



**Figura 6:** A figura mostra como os cones de luz mudam, acompanhando aos raios de luz, devido à curvatura da geometria. Crédito: [22].

espaço-tempo de Schwarzschild, e os cones de luz associados.

### 4 O buraco negro de Schwarzschild

A solução de Schwarzschild das equações da Relatividade Geral [2] é dada pela métrica exterior de um corpo com simetria esférica. A métrica de Schwarzschild nas coordenadas  $(t, r, \theta, \phi)$  tem a forma.<sup>13</sup>

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (9)$$

onde  $r_g = 2MG/c^2 \approx 3(M/M_\odot)$  km, e  $M_\odot$  é a massa do Sol. Algumas de suas características mais importantes são as seguintes:

- *Simetria esférica.* Para  $t$  e  $r$  fixos, as distâncias são determinadas pelo elemento de linha na esfera,

$$ds^2 = r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (10)$$

<sup>13</sup>Como em qualquer outra solução das equações da RG (ou de outra teoria gravitacional), a métrica terá informação não só da geometria mas também do sistema de coordenadas escolhido. Uma escolha judiciosa do sistema coordenado ajuda tanto na resolução das EE quanto na obtenção de uma métrica que explicitamente algumas das propriedades do espaço-tempo em questão. Por exemplo, no caso da geometria de Schwarzschild o problema de achar a solução das EE, que envolve em princípio determinar os 10 coeficientes da métrica, é reduzido usando somente questões de simetria ao problema de achar duas funções da coordenada  $r$ , determinadas através das EE para o caso de vácuo [26].

onde  $0 \leq \theta \leq \pi$ ,  $-\pi \leq \phi \leq \pi$ .

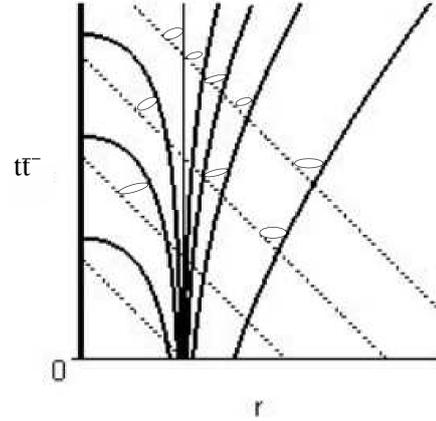
- *Independência da métrica com a coordenada  $t$  no sistema de coordenadas escolhido.* Isto reflete o fato de que o buraco negro de Schwarzschild é estático ( Para uma definição mais precisa dessa propriedade, veja [26]).
- A solução de Schwarzschild é assintoticamente plana (se reduz à geometria de Minkowski em coordenadas esféricas,  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, r^2, r^2 \text{sen}^2\theta)$ , no limite  $r \rightarrow \infty$ ).
- Ela representa a solução exterior de um objeto com massa  $M$ , como pode verse a partir do limite de campo fraco [26].
- Vemos da eq.(9) que há (potenciais) problemas em  $r = r_g$  e  $r = 0$ . Tais valores da coordenada  $r$  correspondem ao horizonte de eventos e a “singularidade” central, conceitos esses que serão discutidos nas Seções 4.1 e 4.2.

De fato, é possível mostrar (devido à divergência da métrica em  $r = r_g$ ) que a coordenada  $t$  de Schwarzschild não é uma boa coordenada (veja por exemplo [13]). Para representar mais fielmente a situação é preciso usar por exemplo o sistema de coordenadas de Eddington-Finkelstein (EF) associado aos raios de luz direcionados para o interior do BN, introduzido por Eddington em 1924 e por Finkelstein em 1958, em que a métrica toma a forma<sup>14</sup>

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) d\bar{t}^2 - \frac{4m}{r} d\bar{t} dr - \left(1 + \frac{2M}{r}\right) dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (11)$$

Novamente é possível traçar as curvas percorridas pelos raios de luz a partir da equação  $ds^2 = 0$ , desconsiderando a parte angular (devido à simetria esférica). O diagrama espaço-temporal resultante para a solução de Schwarzschild nas coordenadas EF é o da figura (7). Os cones abrem a  $45^\circ$  em  $r = \infty$ , já que nesse limite a geometria é plana. O lado esquerdo dos cones (correspondente aos raios direcionados para o interior do BN) é dado por uma linha a  $-45^\circ$  com o eixo  $r$ .

<sup>14</sup>Em algumas equações é usado são usadas as unidades geométricas, definidas por  $c = G = 1$ , veja por exemplo [13].



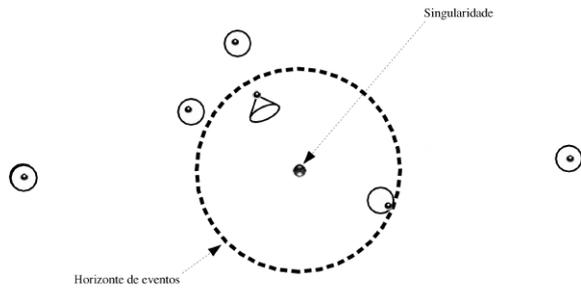
**Figura 7:** Raios de luz na solução de Schwarzschild em coordenadas de Eddington-Finkelstein avançadas

O lado direito (correspondente aos raios direcionados para o exterior do BN) começa a  $45^\circ$  em infinito, e depois vai se fechando a medida que  $r$  diminui, atingindo a vertical em  $r = 2M$ , e continuando a se fechar depois. Vemos que em  $r = 2M$  os raios de luz direcionados para fora só conseguem ficar na superfície  $r = 2M$ .

#### 4.1 Horizonte de eventos

Da Figura 7 vemos que longe da origem, os cones de luz são os do espaço-tempo de Minkowski, como na Figura 5. A medida que vamos nos aproximando a  $r = 0$ , as frentes de onda<sup>15</sup> direcionados para o exterior do BN são atraídos “para dentro” (isto é, os cones viram). Em  $r = 2M$ , fótons direcionados para fora do BN ficam sobre a superfície  $r = 2M$ , enquanto os direcionados para dentro são atraídos para  $r = 0$ . Já dentro da superfície  $r = 2M$ , até os fótons direcionados para fora são atraídos na direção da singularidade. Segue então que a superfície  $r = 2M$  age como uma membrana unidirecional [27], permitindo que as curvas de partículas com  $v \leq c$  dirigidas ao futuro passem do exterior do BN ao interior, mas não deixando que tais curvas possam sair do interior para o exterior. A superfície  $r = 2M$  é chamada de *horizonte de eventos* já que representa a fronteira dos eventos que podem ser observados desde  $r > 2M$ . A figura (8) representa esquematicamente num diagrama espacial o comportamento dos cones de luz num plano arbitrário do buraco negro de Schwarzschild. Note

<sup>15</sup>Lembrando que as direções angulares foram suprimidas devido à simetria esférica.



**Figura 8:** Diagrama espacial do espaço-tempo de Schwarzschild nas coordenadas de E-F avançadas.

que o horizonte existe tanto para curvas geodésicas como para curvas aceleradas, já que mesmo as partículas aceleradas se movem dentro do cone de luz (mas não seguem retas).

### 4.2 Singularidades

De uma forma geral, uma singularidade é um evento em que quantidades físicas são divergentes. Por exemplo, o campo elétrico de uma carga pontual é divergente no “ponto” em que a carga se encontra.<sup>16</sup> Mas há ainda singularidades não físicas, isto é, não associadas à divergência de quantidades físicas. Por exemplo, o eixo  $\theta = 0, \pi$  não pode ser descrito pela métrica de Minkowski nas coordenadas  $(t, r, \theta, \phi)$ , já que para tais valores do ângulo  $\theta$  o elemento de linha de Minkowski (assim como qualquer outro com simetria esférica) é degenerado. Isto é o que se chama uma singularidade de coordenadas, porque reflete uma deficiência no sistema coordenado escolhido (enquanto o espaço-tempo é regular), e pode ser removida (no caso, introduzindo coordenadas cartesianas). A métrica de Schwarzschild é degenerada no caso  $\theta = 0, \pi$  e ainda em outros dois casos:  $r = 0$  e  $r = r_g$ . Qual seria o critério conveniente para decidir se uma singularidade é fictícia (isto é, devida a uma escolha inadequada do sistema de coordenadas) ou real [9]? Poderíamos por exemplo calcular quantidades que não dependam do sistema coordenado escolhido, e se alguma delas fosse divergente, estaríamos em presença de uma singularidade “essencial”, já que a invariância assegura que a divergência acontece em qualquer

<sup>16</sup>Tal singularidade na teoria clássica não existe no tratamento quântico.

sistema coordenado.<sup>17</sup> Um outro critério que poderíamos adotar é o seguinte: uma singularidade é real (isto é, não associada à escolha do sistema coordenado) se as forças de maré que agem sobre um objeto na suposta singularidade são infinitas. Este critério concorda com a noção de singularidade como divergência da força associada ao campo, bem conhecida no caso do eletromagnetismo por exemplo. Não será apresentado aqui o cálculo das forças de maré no caso do BN de Schwarzschild (para detalhes veja [26]), mas a ideia será ilustrada pela figura 9. As forças de maré comprimem e esticam o cubo, de forma cada vez mais intensa quanto mais próximo ele estiver de  $r = 0$ .<sup>18</sup> De fato, as forças de maré são finitas no horizonte, e continuam aumentando dentro dele, e divergem no centro do BN, o que confirma o caráter essencial da singularidade em  $r = 0$ , estabelecendo ainda que a superfície  $r = r_g$  não é uma singularidade real, mas uma consequência do sistema de coordenadas escolhido.

Até aqui analisamos a solução de Schwarzschild, que possui um alto grau de simetria (ela é esfericamente simétrica e estática). Do ponto de vista da astrofísica, seria interessante dispor também de soluções descrevendo objetos em rotação (isto é com simetria axial). Estudaremos a seguir um tipo de buraco negro que possui velocidade angular não nula.

### 5 O buraco negro de Kerr

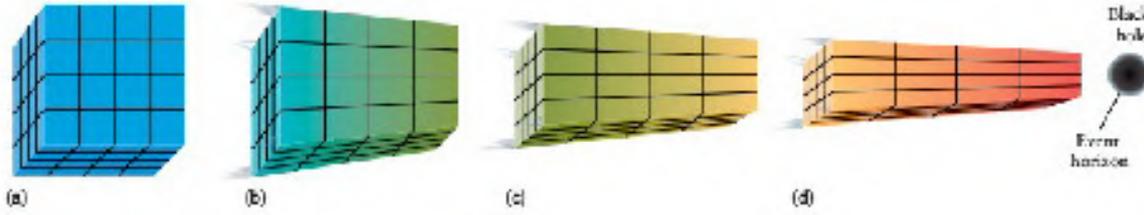
A métrica que descreve o espaço-tempo de um buraco negro em rotação pode ser escrita convenientemente de várias formas diferentes. Daremos aqui duas. A primeira é a forma de EF avançada,

<sup>17</sup>No caso da métrica ((9)) é suficiente calcular alguma quantidade invariante, por exemplo

$$R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{48M^2}{r^6}, \tag{12}$$

onde  $R_{\mu\nu\rho\sigma}$  é o tensor de Riemann [26], para mostrar que o ponto  $r = 0$  é uma singularidade essencial. Mas este resultado não permite concluir nada sobre a superfície  $r = r_g$ .

<sup>18</sup>As forças de maré no BN de Schwarzschild dependem de  $M/r^3$ . No caso de um BN supermassivo, como o do centro da Via Láctea, as forças de maré no horizonte são muito mais fracas do que aquelas num BN de algumas massas solares, como o da figura.



**Figura 9:** A figura mostra um cubo caindo na direção de um BN de Schwarzschild com  $M = 5M_{\odot}$ . Em (a), o cubo se encontra longe do BN, e o efeito deste é desprezível. Nas posições (b),(c), e (d), o cubo é cada vez mais deformado pelas forças de maré assim que ele fica mais próximo do BN. Crédito: [28].

dada por

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2Mr}{\rho^2}\right) dv^2 - 2 dv dr - \rho^2 d\theta^2 + \frac{2Mr}{\rho^2} (2a \sin^2 \theta) dv d\bar{\phi} + 2a \sin^2 \theta dr d\bar{\phi} - \left[ (r^2 + a^2) \sin^2 \theta + \frac{2Mr}{\rho^2} a^2 \sin^4 \theta \right] d\bar{\phi}^2,$$

onde

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta.$$

Esta forma pode ser obtida a partir da métrica de Schwarzschild, fazendo uma transformação de coordenadas onde  $r$  pode ter valores complexos [11].

A segunda é a métrica de Boyer-Lindquist (B-L):

$$ds^2 = \frac{\Delta}{\rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\phi^2)^2 - \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2) d\phi - a dt]^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2, \quad (13)$$

onde

$$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2.$$

Os detalhes do cálculo da solução podem ser encontrados por exemplo em [29].

A forma de B-L é talvez a mais utilizada, e vale a pena salientar algumas das suas propriedades. Primeiramente, as superfícies  $t = \text{constante}$ ,  $r = \text{constante}$  têm a métrica

$$ds^2 = \frac{\Delta}{\rho^2} (-a \sin^2 \theta d\phi^2)^2 - \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2) d\phi]^2 - \rho^2 d\theta^2, \quad (14)$$

que não coincide com a métrica da 2-esfera (10), como era de esperar numa geometria sem simetria

esférica. Em segundo lugar, a métrica de Kerr depende de dois parâmetros,  $M$  e  $a$ . Fazendo  $a = 0$  recuperamos a solução de Schwarzschild nas coordenadas de Schwarzschild, dada pela Eq. (9), e então  $M$  é a massa do buraco negro. Vemos também que os coeficientes da métrica independem de  $t$  e  $\phi$ , e conseqüentemente a solução é estacionária e axialmente simétrica (ela é invariante respeito de rotações com eixo  $z$ ). A métrica tem ainda duas simetrias discretas: ela é invariante sob a transformação

$$t \rightarrow -t, \quad \phi \rightarrow -\phi,$$

e sob

$$t \rightarrow -t, \quad a \rightarrow -a.$$

A primeira sugere que o campo tem como fonte um corpo em rotação. A outra simetria sugere que  $a$  tem relação com o momento angular. De fato, é possível mostrar que  $a$  é o momento angular por unidade de massa,  $a = J/M$  [26].

### 5.1 Singularidades e horizontes

A figura (10) mostra um esquema da solução de Kerr. Segue do cálculo dos invariantes que a métrica de Kerr tem somente uma singularidade essencial quando  $\rho = 0$ . Da definição de  $\rho$ ,

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta,$$

vemos que  $\rho = 0$  traz como consequência  $r = \cos \theta = 0$ . A partir da transformação de coordenadas ligando a métrica em coordenadas E-F com a métrica em coordenadas tipo cartesianas segue a equação [26]

$$x^2 + y^2 = a^2, \quad z = 0.$$

A diferença do caso de Schwarzschild, onde a singularidade é um ponto, a singularidade na geometria de Kerr é um anel de raio  $a$  no plano equatorial  $z = 0$ . As superfícies dadas pela condição

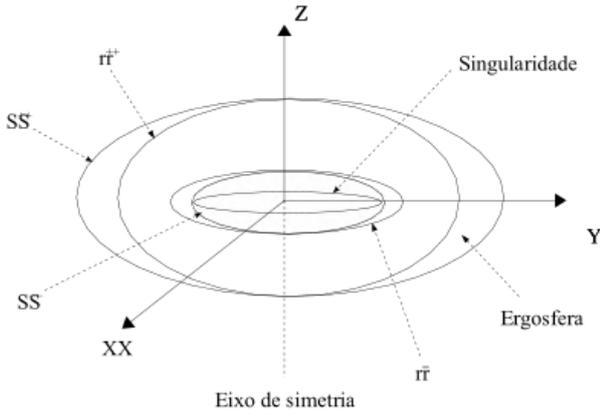


Figura 10: Esquema da solução de Kerr

$g_{00} = 0$ , com raio

$$r_{S_{\pm}} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta},$$

denotadas por  $S_+$  e  $S_-$  são as superfícies do limite estacionário, e têm propriedades especiais (veja por exemplo [30]). No limite  $a = 0$ , a expressão para  $r_{S_{\pm}}$  se reduz a  $r_{S_+} = 2M$ ,  $r_{S_-} = 0$ . As superfícies tem simetria axial, e a  $S_-$  está dentro da  $S_+$ . Já os dois horizontes da solução de Kerr vêm dados pela equação  $g^{11} = 0$ , cuja solução é

$$r_{\pm} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2}.$$

no caso em que  $a^2 < M^2$ , que é o relevante em astrofísica. O horizonte  $r_+$  está totalmente dentro de  $S_+$ , e a região entre eles é a *ergosfera*. É possível extrair energia do buraco negro de Kerr através de determinados processos nessa região (veja por exemplo [13]). Antes de concluir a apresentação das características principais do BN de Kerr, é importante salientar que a métrica de Kerr governa o movimento da matéria no entorno do BN, em particular dos fótons. A través das equações de movimento para eles, e depois de complexas simulações numéricas, foi possível obter a imagem teórica do buraco negro no centro da galáxia Messier 87. Tal imagem foi comparada com a obtida da observação, o que permitiu estabelecer limites sobre os parâmetros do BN (como por exemplo a massa e o momento angular), veja a Figura 11.

## 6 Outros buracos negros

### 6.1 Buracos negros carregados

Existe de fato um outro tipo de buraco negro, importante do ponto de vista teórico. Trata-se do

buraco negro carregado, ou mais precisamente, da solução estática, assintoticamente plana, e com simetria esférica das equações de Einstein-Maxwell descoberta por H. Reissner em 1916, e redescoberta por G. Nordstrom em 1918.<sup>19</sup> A fonte do campo elétrico é uma carga pontual situada na origem (logo o campo será radial). Sem entrar nos detalhes do cálculo, a métrica de R-N tem a forma

$$ds^2 = A(r) dt^2 - A(r)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2),$$

onde  $A(r) = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{q^2}{r^2}\right)$ , e o campo elétrico é

$$E(r) = \frac{q}{r^2}.$$

No caso  $q = 0$ , a solução de R-N se reduz à métrica de Schwarzschild. A análise da solução mostra que há uma singularidade essencial em  $r = 0$ , e dois horizontes (no caso  $q^2 < m^2$ ), situados em

$$r_{\pm} = m \pm \sqrt{m^2 - q^2}.$$

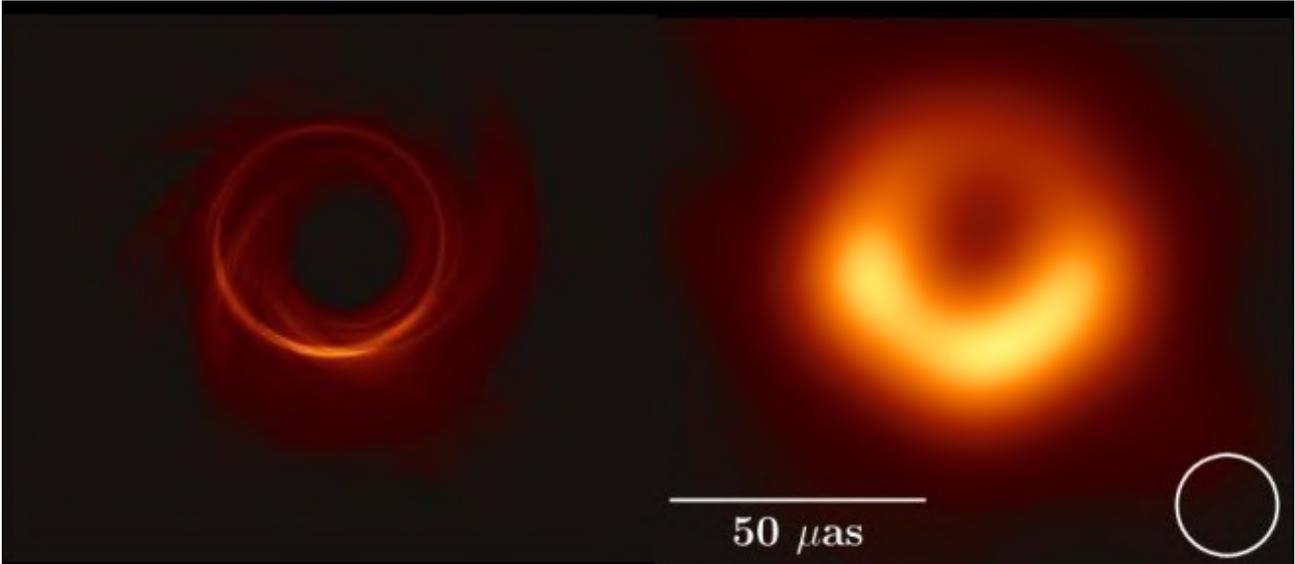
O estudo da solução em coordenadas de Eddington-Finkelstein mostra que  $r = r_+$  é um horizonte, mas  $r = r_-$  é na verdade um horizonte aparente (veja por exemplo [31]).

### 6.2 O buraco negro mais geral

é possível obter a forma mais geral da métrica de um buraco negro (que é solução das equações de Einstein) usando uma transformação complexa na solução de R-N em coordenadas de E-F, como foi feito para passar da métrica de Schwarzschild para a métrica de Kerr (ver detalhes em [26]). O resultado é a métrica de Kerr-Newman,

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left(1 - \frac{2Mr}{\rho^2} + \frac{q^2}{\rho^2}\right) dv^2 - 2 dv dr + \\ & \frac{2a}{\rho^2}(2Mr - q^2) \sin^2\theta dv d\bar{\phi} + \\ & 2a \sin^2\theta dr d\bar{\phi} - \rho^2 d\theta^2 - \\ & [(r^2 + a^2)^2 - (r^2 - 2Mr + a^2 + q^2) \\ & a^2 \sin^2\theta] \frac{\sin^2\theta}{\rho^2} d\bar{\phi}^2, \end{aligned} \quad (15)$$

<sup>19</sup>A interpretação da solução como descrevendo um buraco negro carregado foi feita por J. Graves e D. Brill em 1960.



**Figura 11:** A imagem do lado esquerdo mostra o caminho dos raios de luz obtido usando a métrica de Kerr. Já a da direita mostra a imagem obtida pelo *Event Horizon Telescope* para o BN no centro da galáxia Messier 87. Crédito: [1].

que depende de três parâmetros:  $M$ ,  $a$ ,  $q$  (massa, momento angular por unidade de massa, e carga do buraco negro respectivamente). Esta solução se reduz à de Schwarzschild no caso  $q = a = 0$ , à de Kerr se  $q = 0$ , e à de Reissner-Nordstrom se  $a = 0$ . Trata-se de uma geometria estacionária com simetria axial e assintoticamente plana, que tem uma superfície estacionária limite dada por

$$r = m + \sqrt{m^2 - q^2 - a^2 \cos^2 \theta},$$

e um horizonte de eventos externo em

$$r = m + \sqrt{m^2 - q^2 - a^2}$$

para  $a^2 + q^2 \leq m^2$ . Os detalhes desta solução podem ser encontrados em [32].

Foi mostrado por Carter, Hawking e Robinson que a solução de Kerr-Newman é a única solução estacionária das equações de Einstein no vácuo. Sendo que aparentemente não existem objetos astrofísicos com carga apreciável, a solução de Kerr, caracterizada pelos parâmetros  $M$  e  $a$  é a solução relevante do ponto de vista astrofísico.

Concluimos aqui o nosso estudo das propriedades clássicas dos buracos negros isolados. Várias questões fundamentais dentro deste item, mas exigindo ferramentas matemáticas mais sofisticadas, não foram abordadas aqui. Entre elas podemos citar a teoria de perturbações em geometrias descrevendo buracos negros [32].

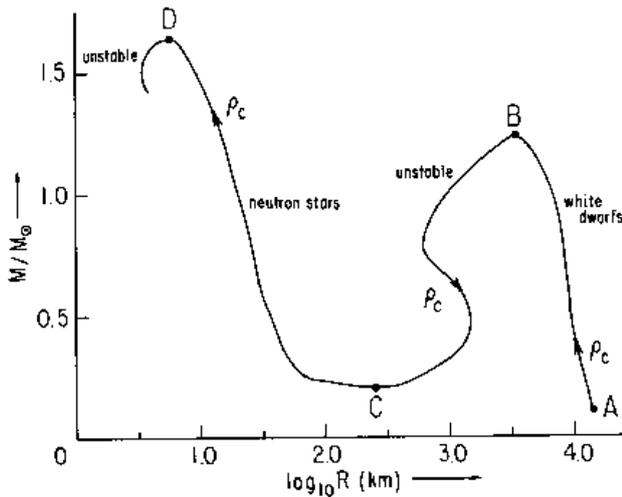
## 7 Colapso gravitacional e buracos negros

De fato, o resultado de um colapso arbitrário (isto é, sem simetrias) deve dar como resultado um buraco negro de Kerr. Ou seja, sem importar o estado inicial da matéria em colapso, o estado final é caracterizado por  $M$  e  $J$ .

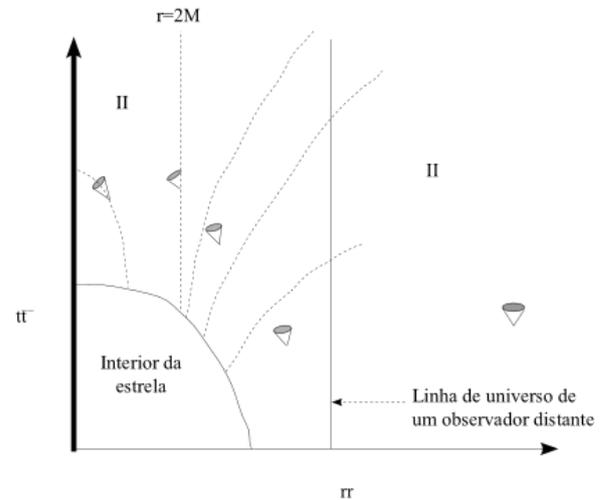
A teoria de evolução estelar mostra que estrelas com massa da ordem de  $1 M_{\odot}$  atingem o equilíbrio como anãs brancas ou estrelas de nêutrons, mas não existe estado de equilíbrio no final da evolução de estrelas de massa muito maior do que  $M_{\odot}$  (veja por exemplo [33]). A figura 12 mostra as possíveis configurações de equilíbrio de forma qualitativa.<sup>20</sup> Caso a massa da estrela seja muito maior do que  $M_{\odot}$ , chegará um ponto na evolução em que a matéria não conseguirá gerar pressões grandes o suficiente para contrabalançar a ação da gravitação, e o colapso será inevitável: as camadas centrais da estrela serão afundadas pelo peso das camadas externas. A RG prediz que o resultado do colapso de uma estrela com simetria esférica é um objeto descrito pela solução de Schwarzschild, isto é, um buraco negro. Os modelos detalhados de colapso gravitacional exigem resolver as equações de Einstein numericamente.<sup>21</sup> Analisaremos aqui qualitativamente

<sup>20</sup>Isto porque os detalhes dependem da equação de estado utilizada para descrever a matéria que compõe a estrela, e há ainda incertezas na descrição da matéria para altas densidades.

<sup>21</sup>Para modelos analíticos simplificados, veja por exem-



**Figura 12:** A figura mostra qualitativamente a forma da curva massa-raio para as configurações de equilíbrio de estrelas compactas. Crédito: [34].



**Figura 13:** Colapso em coordenadas de Schwarzschild.

o caso de uma estrela com simetria esférica que está colapsando, até que o raio da superfície da estrela alcance o valor  $r = 2M$ . Lembremos que enquanto a estrela permaneça com simetria esférica, o campo externo é descrito pela solução de Schwarzschild. Para visualizar o que acontece durante o colapso, utilizaremos um diagrama espaço-tempo bidimensional nas coordenadas de Eddington-Finkelstein, Figura 13. Vemos da figura que os fótons emitidos desde a superfície da estrela nos estágios iniciais do colapso conseguem chegar até infinito, mas o intervalo entre eles cresce com o tempo, sendo que aqueles fótons emitidos quando a superfície atinge  $r = 2M$  ficam nessa superfície, e os emitidos posteriormente são inexoravelmente atraídos pela singularidade. A superfície da estrela some então da vista do observador situado num ponto longe da objeto em colapso, dando lugar a um buraco negro.

A métrica de Schwarzschild é útil então em dois casos. No primeiro, ela representa o exterior de um objeto compacto (uma estrela de nêutrons, por exemplo, ver [36]). Neste caso, o raio gravitacional está sempre no interior do corpo, não há singularidade nenhuma, e a métrica de Schwarzschild descreve a geometria a partir da superfície do objeto.<sup>22</sup> O segundo caso é aquele o mostrado na figura (13), no qual, como resul-

plo [35].

<sup>22</sup>O interior deve ser descrito por uma solução das EE em presença de matéria, que deve ser “colada” continuamente com a solução de Schwarzschild na superfície do objeto.

tado do colapso, a superfície da estrela atravessa o raio gravitacional, e o horizonte fica “descoberto”. Este é o caso do buraco negro.

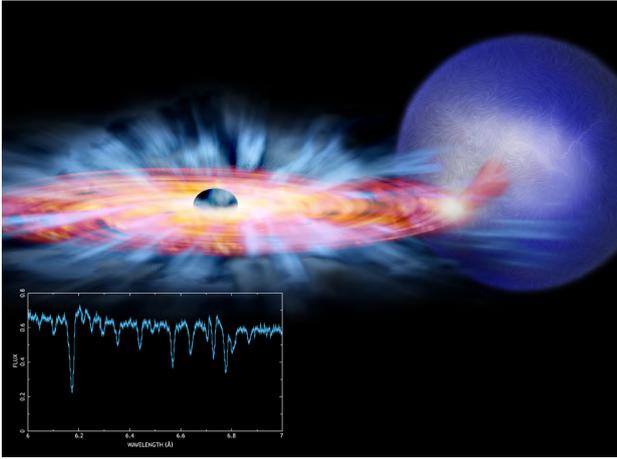
O que acontece no caso mais geral de uma estrela colapsando sem manter a simetria esférica? Não existe critério geral que permita decidir em quais condições se formará um horizonte, dada uma situação inicial arbitrária. A dificuldade principal deste problema é a dependência temporal do processo: durante o colapso, existe um período de tempo durante o qual o horizonte está aumentando desde raio zero até  $2M$  no caso de Schwarzschild. Isto fica claro da figura (13), onde vemos que existe um último fóton que fica no horizonte. Nesta situação de simetria esférica não é difícil determinar a posição do horizonte, mas em situações assimétricas, e com emissão de radiação gravitacional, o cálculo é extremamente complexo. Para um resumo dos resultados obtidos até agora, veja [37].<sup>23</sup>

## 8 Buracos Negros Astrofísicos

Até aqui exploramos algumas propriedades clássicas de buracos negros isolados, mas estes dificilmente podem ser observados.<sup>24</sup> Nesta seção discutiremos brevemente a observação de buracos

<sup>23</sup>Resultados de simulações numéricas podem ser vistos em <https://www.aei.mpg.de/283432/gravitational-collapse>

<sup>24</sup>Uma possibilidade seria o *microlensing*, veja por exemplo <https://hubblesite.org/contents/news-releases/2022/news-2022-001>



**Figura 14:** O desenho mostra o disco de acreção em torno de um buraco negro que atrai matéria de uma estrela normal (ilustrando a situação no sistema GRO J1655-40, na galáxia *Scorpius*). Vemos ainda o vento produzido pela presença de um campo magnético, e o espectro de emissão de raios X. Crédito: Chandra Photo Album.

negros em interação com um corpo celeste (uma estrela normal ou uma anã branca por exemplo). Neste caso, a atração gravitacional do BN faz com que a matéria que compõe a estrela comece a “cair” na direção dele. A descrição deste fenômeno é extremamente complicada: trata-se de um problema de hidrodinâmica onde o fluxo fica confinado num disco que gira em torno do equador de um BN de Kerr. As diferentes camadas do disco giram com uma velocidade angular que aumenta com a proximidade ao buraco, provocando o aquecimento do material em queda até altíssimas temperaturas. O material quente emite radiação, que pode ou não interagir fortemente com o gás. Em muitos casos existe um campo magnético na estrela, o que transforma o processo num problema de magnetoidrodinâmica. Finalmente, todo isto acontece com a geometria de Kerr como pano de fundo. Resumindo, trata-se de um problema de magnetoidrodinâmica relativística dependente do tempo, com equações em duas (ou três) dimensões, com transferência radiativa [38] (veja a Figura (14)).

O caminho que leva a o modelo descrito no parágrafo anterior começou no ano 1962, quando foram observadas as primeiras fontes de raios X em nossa galáxia, num projeto comandado por R. Giacconi (Prêmio Nobel 2002 por seu trabalho em astronomia de raios X). Logo foram observadas fontes variáveis no tempo, algumas com contrapartida na parte óptica do espectro. Mas o aporte decisivo foi o do primeiro satélite dedi-

cado à observações astronômicas, o Uhuru.<sup>25</sup> Ele observou mais de 300 fontes de raios X, muitas delas em sistemas binários. Estes dados foram interpretados como consequência da acreção de matéria num objeto compacto. Os motivos que sustentam tal interpretação são os seguintes:

- A variabilidade observada na emissão dos raios X tem uma escala temporal curta, o que se deve ao fato de que a região emissora deve ser pequena (do tamanho de um objeto compacto).
- Muitas das fontes são efetivamente sistemas binários, com uma estrela observável no óptico em órbita elíptica em torno de um companheiro “invisível”.

Acredita-se hoje que a emissão de raios X deve-se ao processo descrito acima, cuja observação é uma prova *indireta* da existência dos buracos negros. De fato, supõe-se que buracos negros supermassivos (com massas entre  $10^5$  e  $10^9$  vezes a massa do Sol) existem no centro da maioria das galáxias (incluindo a nossa), e buracos negros da ordem de algumas massas solares compõem os sistemas binários mencionados acima. Mas devemos mencionar o fato de que no caso dos sistemas binários é preciso decidir por meio da observação (por exemplo através da medida da massa) se o objeto “escuro” é um buraco negro ou uma estrela de nêutrons. Uma outra possibilidade envolve a diferença fundamental entre estes dois objetos: a estrela de nêutrons tem uma superfície sólida, enquanto o horizonte do buraco negro é uma superfície matemática (veja [39] para detalhes).

## 9 Buracos negros e ondas gravitacionais

Em 1916, um ano depois de publicar a teoria de Relatividade Geral, Einstein mostrou que sua teoria permitia a propagação de ondas [40].<sup>26</sup> No dia 14 de setembro de 2015, praticamente 100 anos depois, o observatório LIGO detectou pela primeira vez tais ondas. A análise dos dados é consistente com a fusão de dois buracos negros de Kerr, de massas aproximadamente  $29 M_{\odot}$  e  $34 M_{\odot}$ , e momento angular por unidade

<sup>25</sup>Uhuru significa liberdade em swahili, língua falada na Etiópia, país de onde foi lançado o satélite.

<sup>26</sup>Veja ainda [41], onde Einstein corrige um erro do artigo de 1916.



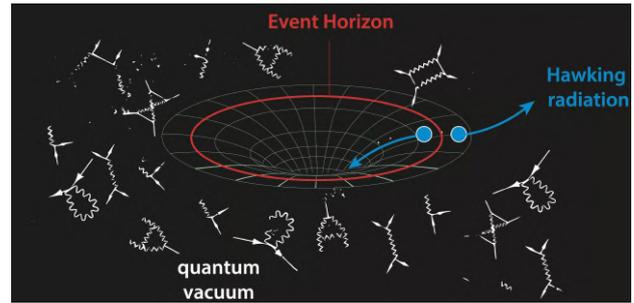
**Figura 15:** .Crédito:LIGO/Caltech/MIT/Sonoma State (Aurore Simonnet).

de massa aproximadamente 0.7 e 0.8, respectivamente, como ilustra a Figura 15. O BN resultado da fusão tem uma massa de  $62 M_{\odot}$ . A (imensa quantidade de) energia de três massas solares faltante foi irradiada em ondas gravitacionais. Hoje já foram detectadas dezenas de eventos, tanto da fusão de dois buracos negros quanto de duas estrelas de nêutrons, e ainda de um buraco negro com uma estrela de nêutrons, Figura 17. Tais detecções dão suporte ao conceito de BN de Kerr, abrem uma janela totalmente nova de observação de fenômenos no Universo, e garantiram o Prêmio Nobel em Física 2017 para Rainer Weiss, Barry C. Barish and Kip S. Thorne por suas contribuições decisivas ao detector LIGO e à observação de ondas gravitacionais.

## 10 Buracos negros e mecânica quântica

Em 1974 Hawking surpreendeu a comunidade dos físicos teóricos ao mostrar que os buracos negros são negros somente quando considerados como objetos clássicos. Se levarmos em conta as leis da mecânica quântica, os buracos negros emitem energia continuamente, e não são então as estruturas permanentes que a física clássica prediz [42]. Os cálculos de Hawking estão baseados no uso de teoria quântica de campos num espaço-tempo curvo, e nos limitaremos aqui a apresentar uma justificativa heurística deste resultado.

A teoria quântica nos diz que o estado que chamamos de vácuo clássico pode ser pensado como



**Figura 16:** Processos quânticos e criação de pares nas vizinhanças de um horizonte. Crédito: Alexander Kruchkov.

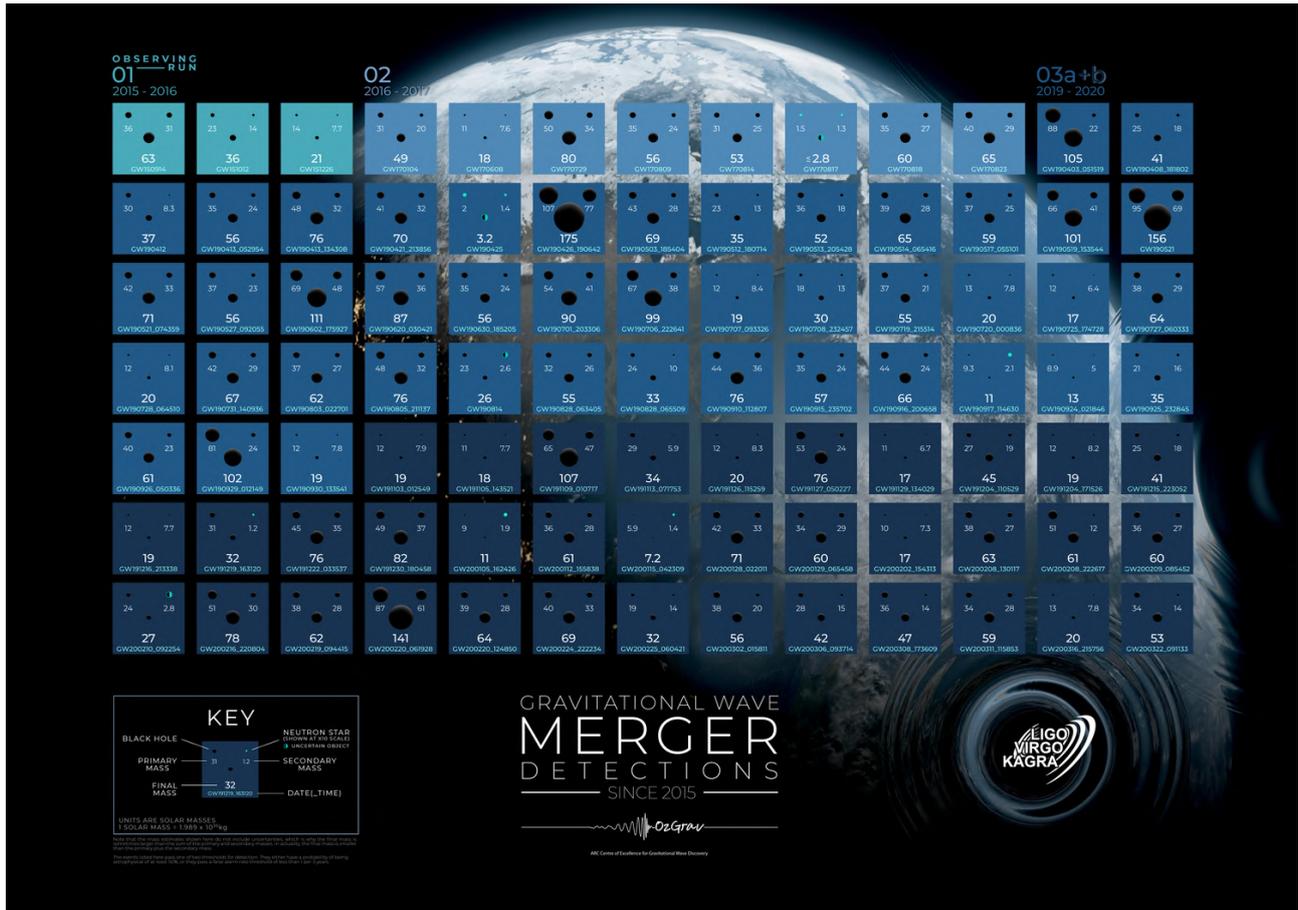
um mar de partículas virtuais, que se materializam em pares partícula-antipartícula, para se aniquilarem pouco depois. Lembrando que a solução de Schwarzschild é uma solução de vácuo das equações de Einstein, perto do horizonte acontecerá também a criação de pares. Embora muitos pares sejam engolidos pelo buraco, dependendo do momento de cada uma das partículas do par, alguns pares podem ser separados, caindo uma das partículas no buraco negro e escapando a outra em direção ao infinito, onde seria interpretada como radiação emitida pelo BN, Figura 16.

Hawking mostrou que a radiação estaria distribuída segundo um espectro de corpo negro. Este processo, que diminui a massa (e o tamanho) do buraco negro, continua sem interrupção, até a evaporação final do buraco. Para buracos negros grandes a evaporação total levaria muito tempo ( $10^{66}$  anos para um buraco de massa  $M_{\odot}$ ). é possível mostrar que a escala temporal associada à perda de energia (“evaporação”) vem dada por [38]

$$\tau \approx \frac{M^3}{\hbar} \approx 10^{10} \text{yr} \left( \frac{M}{10^{15} \text{g}} \right)^3,$$

que é irrelevante para buracos negros de algumas massas solares, mas não para  $M \lesssim 10^{15} \text{g}$ .

O resultado de Hawking é de extrema importância para a compreensão de fenômenos descritos pela teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. Mas a possibilidade de observar em buracos negros astrofísicos a radiação decorrente é nula, já que os buracos negros astrofísicos estão rodeados por material em queda em espiral na direção da singularidade. Este material forma um disco de acreção, e está a temperaturas elevadas, emitindo conseqüentemente radiação a altas temperaturas perto do horizonte (por causa da



**Figura 17:** Fusões de buracos negros detectadas até hoje pela emissão de ondas gravitacionais. Crédito: Carl Knox (OzGrav, Swinburne University of Technology).

fricção). Por outra parte, a intensidade da radiação do efeito Hawking é extremamente baixa, e não existe então possibilidade alguma de observar este efeito nos buracos negros astrofísicos.<sup>27</sup>

### 11 Termodinâmica de buracos negros

Um resultado importante, obtido por Hawking é o teorema da área, que estabelece que em qualquer processo físico que envolva um horizonte, a área do horizonte não pode diminuir. Este resultado pode ser enunciado matematicamente como segue:

$$\frac{dA}{dt} \geq 0.$$

Por outra parte, vimos na seção anterior que um buraco negro emite fótons com o espectro de um

corpo negro de temperatura

$$T = \frac{\hbar}{8\pi kM} \approx 10^{-7} K \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right), \quad (16)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann. No caso do buraco negro de Schwarzschild [43],

$$A = 4\pi \left( \frac{2GM}{c^2} \right)^2,$$

e então  $dA = 32\pi(G/c^2)M dM$ , ou

$$d(Mc^2) = \frac{c^6}{G^2} \frac{dA}{32\pi M} \equiv TdS$$

Como  $T = \hbar/(8\pi kM)$  é a temperatura, segue da equação anterior que a entropia  $S$  do buraco negro vem dada por

$$S = \frac{kc^3 A}{G\hbar 4},$$

e não pode diminuir por causa do teorema da área. Temos então o inesperado resultado de que o

<sup>27</sup>Mas existe uma chance de medir a radiação de Hawking no laboratório, usando buracos negros análogos [17].

**Tabela 1:** Leis da termodinâmica aplicadas à buracos negros

| LEI      | TERMODINÂMICA                                      | BURACOS NEGROS  |
|----------|--|---|
| Zero     | $T$ é constante num corpo em equilíbrio térmico    | $\kappa$ é constante no horizonte de um BN estacionário |
| Primeira | $dE = T dS$ +termos de trabalho                    | $dM = \kappa/(8\pi) dA + \Omega dJ$                     |
| Segunda  | $\delta S \geq 0$ em qualquer processo             | $\delta A \geq 0$ em qualquer processo                  |
| Terceira | é impossível atingir $T = 0$ via processos físicos | é impossível atingir $\kappa = 0$ via processos físicos |

buraco negro se comporta como um corpo negro de temperatura  $h/8\pi M$  e entropia proporcional a  $A$ .

O fato de que os buracos negros deviam possuir entropia já tinha sido notado por Wheeler,<sup>28</sup> mas a temperatura de um buraco negro segundo a física clássica é zero, já que ele absorbe e não emite nada. Foi somente depois da descoberta da radiação de Hawking que a termodinâmica de buracos negros foi aceita. Sem entrar em detalhes, apresentamos a seguir uma tabela comparando as leis da termodinâmica com conceitos de buracos negros (no caso de um buraco negro estático,  $\kappa$  é a força que é necessário fazer desde o infinito para manter uma partícula pequena sobre o horizonte [34]).

## 12 Coda

Mas de um século tem transcorrido desde que Schwarzschild, Reissner e Nordstrom descobriram as soluções de buraco negro sem e com carga. Neste tempo, os buracos negros têm se mostrado como objetos fascinantes, que podem nos conduzir a grandes descobertas. Mencionaremos a seguir somente algumas destas possibilidades.

Como discutimos brevemente na Seção (11), é possível associar uma temperatura e uma entropia ao buraco negro. Mas a física estatística mostra que no caso de sistemas de muitas partículas, a temperatura e a entropia são manifestações da física microscópica que governa as interações entre as partículas. Em particular, a entropia tem relação com o número de configurações microscópicas compatíveis com um dado estado macros-

cópico [44]. Qual seria então a “física microscópica” por detrás da entropia do buraco negro? Esta é uma pergunta que as duas teorias que pretendem descrever a gravitação num nível fundamental (isto é, a teoria de cordas e a gravitação quântica) têm tentado responder, com diferentes graus de sucesso. Embora existam respostas parciais ao problema (ver por exemplo [45]), ainda não temos a resposta definitiva. Seja qual for, ela estará nos dando informação sobre o regime quântico da gravitação.

Um problema que teria uma forte relação com o anterior é o do paradoxo da informação. Como vimos antes, os buracos negros emitem radiação com temperatura  $T_H$  dada pela equação (16). Em princípio a emissão continuaria até o buraco negro se evaporar completamente, deixando somente radiação, cuja temperatura e demais características dependem só dos parâmetros que caracterizam ao buraco negro. Ou seja, o resultado final independe do estado inicial, isto é, do estado da matéria que colapsa para formar o buraco. Em outras palavras, dado um estado final descrito pelas características da radiação, não é possível determinar a partir dele o estado inicial. Este é o problema da “perda de informação”. Por argumentos que não reproduziremos aqui, esta perda de informação traria uma violação a evolução unitária (um dos pilares da mecânica quântica usual), e como consequência, a gravitação quântica deveria incorporar esta não unitariedade [46].

Os exemplos aqui citados ilustram a importância dos buracos negros em diferentes áreas da física, e o enorme potencial para desempenhar um papel fundamental no desenvolvimento das ideias da física moderna.

<sup>28</sup>De outra forma, se um buraco negro engolisse um corpo quente, a entropia total do sistema corpo + buraco negro decresceria para um observador externo.

### Livros texto

Básicos: Refs. [13, 25, 26, 43, 47].

Avançados: [31, 32, 48–50].

### Recursos em internet

- Página sobre buracos negros do telescópio Hubble  
[http://hubblesite.org/explore\\_astronomy/black\\_holes/](http://hubblesite.org/explore_astronomy/black_holes/)
- Página sobre buracos negros do observatório de raios X Chandra  
[http://chandra.harvard.edu/xray\\_sources/blackholes.html](http://chandra.harvard.edu/xray_sources/blackholes.html)
- Perguntas frequentes sobre buracos negros  
<http://cosmology.berkeley.edu/Education/BHfaq.html>
- Introdução aos buracos negros  
[http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/public/bh\\_home.html](http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/public/bh_home.html)
- Uma viagem virtual a um buraco negro  
[http://antwrp.gsfc.nasa.gov/htmltest/rjn\\_bht.html](http://antwrp.gsfc.nasa.gov/htmltest/rjn_bht.html)

### Sobre o autor

Santiago Esteban Perez Bergliaffa ([santiago.bergliaffa@uerj.br](mailto:santiago.bergliaffa@uerj.br)) é Doutor em Física pela Universidade Nacional de La Plata, Argentina e, atualmente, é professor do departamento de física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ). Desenvolve pesquisas na área de Gravitacão e Cosmologia, sendo especialista em temas como buracos negros, modelos análogos, teorias alternativas da gravitacão e modelos cosmológicos não homogêneos.

### Referências

- [1] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**, L1 (2019). [ArXiv:1906.11238](https://arxiv.org/abs/1906.11238).
- [2] K. Schwarzschild, *On the gravitational field of a mass point according to Einstein's theory*, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1916**, 189 (1916). [ArXiv:physics/9905030](https://arxiv.org/abs/physics/9905030).
- [3] A. Einstein, *Die Feldgleichungen der Gravitation*, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften* 844–847 (1915).
- [4] 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.*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* **74**, 35 (1784).
- [5] H. Nussenzveig, *Curso de física básica: Mecânica*, vol. 1 (Blucher, 2013).
- [6] P. S. Laplace, *Exposition du système du monde* (De l'Imprimerie du Cercle-Social Paris, 1796).
- [7] K. S. Thorne, *Agujeros Negros y Tiempo Curvo. El escandaloso legado de Einstein* (Ed. Crítica, 1995).
- [8] K. Schwarzschild, *On the gravitational field of a sphere of incompressible fluid according to Einstein's theory*, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1916**, 424 (1916). [ArXiv:physics/9912033](https://arxiv.org/abs/physics/9912033).
- [9] J. Earman, *Bangs, Crunches, Whimpers, and Shrieks: Singularities and Acausalities in Relativistic Spacetimes* (Oxford University Press, 1995).
- [10] R. P. Kerr, *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237 (1963).
- [11] E. T. Newman et al., *Metric of a Rotating, Charged Mass*, *J. Math. Phys.* **6**, 918 (1965).
- [12] C. A. R. Herdeiro e J. P. S. Lemos, *The black hole fifty years after: Genesis of the name* (2018). [ArXiv:1811.06587](https://arxiv.org/abs/1811.06587).

- [13] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman, 1973), first edition ed.
- [14] C. A. R. Herdeiro e E. Radu, *Asymptotically flat black holes with scalar hair: a review*, *Int. J. Mod. Phys. D* **24**(09), 1542014 (2015). [ArXiv:1504.08209](#).
- [15] S. Klainerman e J. Szeftel, *Brief introduction to the nonlinear stability of Kerr* (2022). [ArXiv:2210.14400](#).
- [16] W. G. Unruh, *Experimental black hole evaporation*, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1351 (1981).
- [17] C. Barcelo, S. Liberati e M. Visser, *Analogous gravity*, *Living Rev. Rel.* **8**, 12 (2005). [ArXiv:gr-qc/0505065](#).
- [18] M. Visser, *Acoustic black holes: Horizons, ergospheres, and Hawking radiation*, *Class. Quant. Grav.* **15**, 1767 (1998). [ArXiv:gr-qc/9712010](#).
- [19] M. Novello, M. Visser e G. Volovik, *Artificial Black Holes* (World Scientific, 2002).
- [20] J. D. Toniato, *De newton a einstein: a geometrização da gravitação*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 17–29 (2020).
- [21] E. Taylor et al., *Spacetime Physics* (W. H. Freeman, 1992).
- [22] J.-P. Luminet, *Black Holes* (Cambridge University Press, 1992).
- [23] O. F. Piattella, *Introdução à relatividade geral*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 30–39 (2020).
- [24] J. B. Hartle, *Gravity: an introduction to Einstein's General Relativity* (Benjamin Cummings, 2003).
- [25] B. F. Schutz, *A first course in general relativity* (Cambridge University Press, 1985).
- [26] R. d'Inverno, *Introducing Einstein's relativity* (Clarendon Press; Oxford University Press, 1992).
- [27] K. S. Thorne, R. H. Price e D. A. Macdonald (eds.), *Black holes: the membrane paradigm* (Yale University Press, 1986).
- [28] R. Freedman e W. J. Kaufmann, *Universe* (W. H. Freeman, 2007), 8<sup>a</sup> ed.
- [29] R. Adler, M. Bazin e M. Schiffer, *Introduction to general relativity*, International series in pure and applied physics (New York, McGraw-Hill, 1975), 2<sup>a</sup> ed.
- [30] E. Hobson e Lasenby, *General Relativity: An Introduction for Physicists* (Cambridge Univ Press, 2006).
- [31] E. Poisson, *A Relativist's Toolkit: The Mathematics of Black-Hole Mechanics* (Cambridge University Press, 2004).
- [32] S. Chandrasekhar, *The mathematical theory of black holes*, The International series of monographs on physics 69 (Oxford University Press, 1983), 1<sup>a</sup> ed.
- [33] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics* (Cambridge University Press, 2017), 2<sup>a</sup> ed.
- [34] R. M. Wald, *General relativity* (University of Chicago Press, 1984).
- [35] R. J. Adler et al., *Simple analytic models of gravitational collapse*, *Am. J. Phys.* **73**, 1148 (2005). [ArXiv:gr-qc/0502040](#).
- [36] M. Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics - White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes*, Astronomy and Astrophysics Library (Springer, 2007).
- [37] P. S. Joshi e D. Malafarina, *Recent developments in gravitational collapse and spacetime singularities*, *International Journal of Modern Physics D* **20**(14), 2641 (2011).
- [38] S. A. Teukolsky e S. L. Shapiro, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: the physics of compact objects*, Physics textbook (Wiley-VCH, 2004).
- [39] S. A. Hughes, *Trust but verify: The case for astrophysical black holes*, eConf **C0507252**, L006 (2005). [ArXiv:hep-ph/0511217](#).
- [40] A. Einstein, *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 688–696 (1916).

- [41] A. Einstein, *Über Gravitationswellen*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 154–167 (1918).
- [42] S. W. Hawking, *Black hole explosions*, *Nature* **248**, 30 (1974).
- [43] D. Raine e E. Thomas, *Black Holes - An Introduction* (ICP, 2009), 2<sup>a</sup> ed.
- [44] F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics* (Waveland Press, 2009), reprint ed.
- [45] C. Rovelli, *Loop quantum gravity*, *Living Rev. Rel.* **11**, 5 (2008).
- [46] J. D. Bekenstein, *Black holes: Classical properties, thermodynamics and heuristic quantization*, in *9th Brazilian School of Cosmology and Gravitation* (1998). [ArXiv:gr-qc/9808028](#).
- [47] E. F. Taylor e J. A. Wheeler, *Exploring black holes: introduction to general relativity* (Addison Wesley Longman, 2000).
- [48] V. P. Frolov e A. Zelnikov, *Introduction to Black Hole Physics* (Oxford University Press, 2011).
- [49] G. E. Romero e G. S. Vila, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, Lecture Notes in Physics 876 (Springer-Verlag, 2014).
- [50] K. S. Thorne, R. H. Price e D. A. MacDonald, *Black Holes: The Membrane Paradigm*, Silliman Memorial Lectures (Yale University Press, 1986).

# Agujeros negros

Gustavo Dotti

Universidad Nacional de Córdoba

## Resumo

Se presenta una introducción a los fundamentos de la Relatividad General y la noción de Agujeros Negros de una manera elemental, asumiendo conocimientos básicos de Física, y relegando a notas al pie de página aquellas acotaciones técnicas que requieran mayores conocimientos. Se da además una breve introducción histórica del concepto de agujero negro, y se mencionan los notables avances recientes en el campo experimental: la detección en 2015 de ondas gravitacionales en LIGO y las imágenes obtenidas por el Event Horizon Telescope.

## Abstract

An elementary introduction to General Relativity and the concept of Black Holes is given assuming a basic knowledge of Physics, and leaving as footnotes any advanced technical comment. A brief historical introduction of the black hole concept is given, and the notable recent experimental advances are commented: the detection of gravitational waves by LIGO in 2015 and the recently disclosed Event Horizon Telescope images.

**Palavras-chave:** Relatividad General, Agujeros Negros

**Keywords:** General Relativity, Black Holes

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.40266](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.40266)

## 1 Las estrellas oscuras de John Michell

La historia del concepto de *agujero negro* es, en alguna medida, circular. En 1783, el reverendo John Michell le envió a su amigo Henry Cavendish una carta en la que proponía, basándose en la teoría corpuscular de la luz entonces vigente, medir masas y distancias de estrellas a partir de la *disminución* de la velocidad de la luz que emanaban, disminución causada por su propia atracción gravitatoria [1–3]. La primera prueba de que la luz no se propaga instantáneamente, y la determinación del orden de magnitud de su velocidad  $c$ , se debe al astrónomo danés Ole Rømer, quien en 1676 obtuvo el valor  $c = 220000$  km/s basándose en las observaciones de las emergencias del satélite Io de Júpiter de la sombra proyectada por el planeta. Si las observaciones de los eclipses de Io por Júpiter se hacían en el período del año en que la Tierra se alejaba de Júpiter, el tiempo entre emergencias consecutivas no era siempre el mismo, como se supondría de la regularidad de la órbita del satélite, sino que crecía. Rømer entendió, correctamente, que eso se debía a que la luz reflejada en Io debía desplazarse distancias cada vez mayores para alcanzar la Tierra. Cuando Michell propuso su idea, se disponía de mediciones

más precisas de  $c$  que la de Rømer: James Bradley había medido  $c = 301000$  km/s en 1729 [4].<sup>1</sup>

Si la luz se comporta como un haz de corpúsculos de masa  $m$  –razonó Michell– al alejarse del centro ( $r = 0$ ) de una distribución esférica de masa  $M$ , dado que se conserva la energía mecánica total  $E$

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r}, \quad (1)$$

la velocidad  $v$  de los corpúsculos disminuirá al crecer  $r$ . El modo en que  $v$  disminuye con la distancia  $r$  es, como puede inferirse de (1), independiente de la masa  $m$ . Esta característica esencial de la gravitación nos libra del problema de estimar la masa de los hipotéticos corpúsculos de luz, y nos permite además introducir el concepto de *velocidad de escape*  $v_e$  de una estrella o planeta: si la masa de la estrella (supuesta esférica) es  $M$  y su radio es  $R$ , un objeto podrá alejarse *indefinidamente* ( $r \rightarrow \infty$ ) sólo si abandona la superficie

<sup>1</sup> John Michell fue también quien diseñó el experimento de la balance de torsión para medir la constante de Newton  $G$  y la masa de la Tierra, experimento que, tras su fallecimiento, llevó a cabo Cavendish.

( $r = R$ ) con una velocidad superior a

$$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (2)$$

Michell dedujo entonces que si la velocidad de la luz fuese menor que  $v_e$ , esto es, si

$$c < \sqrt{\frac{2GM}{R}}, \quad (3)$$

un haz de luz no podría alejarse indefinidamente: retornaría a la superficie de la estrella del mismo modo que una pelota arrojada verticalmente vuelve al piso. La estrella, entonces, no sería visible desde lejos. Fue usando este modelo que Michell estimó, con notable precisión que “*si existieran objetos con densidad no menor a la solar y diámetro 500 veces el del Sol, dado que su luz no nos llegaría [...], no tendríamos información visual; pero si ocurriera que otros objetos luminosos lo orbitaran podríamos, quizás, inferir la existencia del objeto central.*” [1]. En esta simple oración Michael introdujo dos ideas fundamentales: el concepto de “estrella oscura”, aquella que atrapa toda la luz que emite y por lo tanto es invisible desde lejos, y la posibilidad de detectar a estas estrellas oscuras por la existencia de objetos visibles que las orbiten. Más de doscientos años después, las observaciones de Michell tienen una vigencia asombrosa.

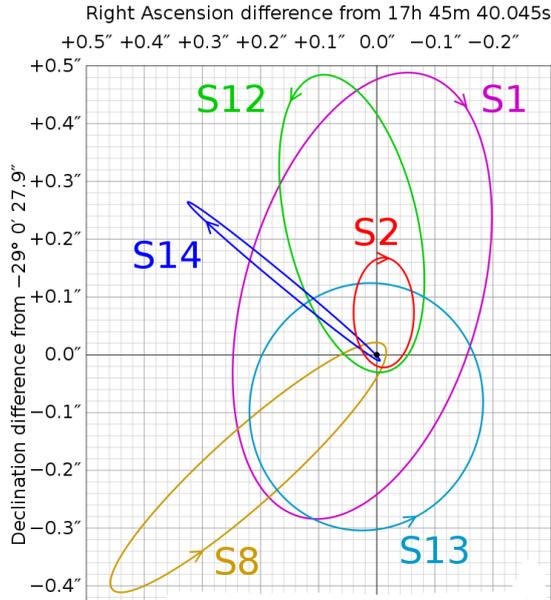
En su libro *Exposition du Système du Monde* (Paris, 1796), Laplace llega a la misma conclusión que Michell y agrega que *los cuerpos más grandes del Universo podrían ser invisibles*. En la carta de Michell a Cavendish, la suposición de la existencia de *estrellas oscuras* es un tema marginal: un subproducto de las elaboraciones centrales, destinadas a medir masa y distancia de estrellas. Tampoco en el libro de Laplace el concepto recibe mayor atención.

La determinación de que la luz es un fenómeno ondulatorio, más precisamente, ondas electromagnéticas, derribó la teoría corpuscular y, como consecuencia, las ideas de John Michell y Laplace sobre estrellas oscuras. La circularidad histórica mencionada más arriba es la siguiente: en 1915 Albert Einstein presentó la teoría de la Relatividad General, según la cual la geometría del espacio-tiempo no es plana y está determinada por la distribución de materia y energía. Dado que la geometría del espacio-tiempo determina a su vez cómo se propagan las ondas (en

particular, las ondas electromagnéticas, y entonces la luz), tendremos que la masa de las estrellas *afecta* la propagación de la luz que emiten. En otras palabras: aunque la luz no sea un haz de partículas materiales, su propagación, su trayectoria, resulta afectada por la masa del objeto emisor. En particular, es posible que una estrella suficientemente masiva y pequeña curve el espacio circundante de manera tal que la luz emitida permanezca restringida a una región cercana a estrella: a esa llamamos agujero negro. Un agujero negro se diferencia en varios aspectos de las estrellas oscuras de Michell. El más importante es que hoy sabemos (éste es uno de los postulados de la teoría de Einstein) que la velocidad de la luz  $c$  es máxima: ningún objeto puede viajar a una velocidad mayor. De manera que el confinamiento que produce un agujero negro no se limita a la luz: un agujero negro es una región de no-escape, *nada* puede abandonar esta región. La frontera de esta región se llama *horizonte* del agujero negro. La manera indirecta de advertir la presencia de un agujero negro es por aquellas estrellas que lo orbitan *y que están fuera del horizonte* (de manera que su luz sí nos llega). Esta es precisamente la idea propuesta por Michell para detectar “estrellas oscuras”. Un ejemplo notable [5] es el agujero negro en el centro de nuestra galaxia, llamado Sgr A\*: en la Figura 1 se reproduce la órbita de seis estrellas alrededor de este agujero negro. La agencia ESO (European Southern Observatory) ha compilado imágenes a lo largo de dos décadas que muestran la evolución en sus órbitas de estrellas cercanas a este enorme objeto invisible [6].

## 2 De Newton a Einstein

En cursos elementales de Física estudiamos el movimiento de una partícula en una dimensión y graficamos su función de movimiento  $x(t)$ : la coordenada  $x$  del punto que ocupa la partícula al tiempo  $t$ . El plano de coordenadas  $(t, x)$  en que hacemos estos gráficos constituye la representación más simple del *espacio-tiempo*. Como todo concepto primario usado en la elaboración de ideas complejas, el de *espacio-tiempo* se define de manera intuitiva: un *evento* es algo que ocurre *rápidamente* en *un espacio muy reducido*, de manera que puede caracterizarse por su posición y el instante en que ocurre. El *espacio-tiempo* es el conjunto de todos los eventos (ocurridos y por



**Figura 1:** Órbitas de seis estrellas cercanas al agujero negro Sgr A\* en el centro de nuestra galaxia. Los ejes corresponden al apartamiento de Sgr A\* en ascensión recta y declinación. S2 completa una órbita cada 16 años. Esta figura reproduce la publicada en [5]

ocurrir). De manera que, si confiamos en los conceptos newtonianos y galileanos, podemos pensar al espacio-tiempo como el espacio euclídeo 4-dimensional  $\mathbb{R}^4$ : sus puntos son arreglos ordenados  $(t, x, y, z)$  donde  $(x, y, z)$  son las coordenadas cartesianas del evento en un sistema inercial y  $t$  el tiempo en que ocurre el evento. Al evolucionar, toda partícula trazará una curva en el espacio-tiempo, esta curva es su *línea-mundo*. Los gráficos de funciones de movimiento que hacemos en cursos elementales de Mecánica muestran la línea-mundo de la partícula en el espacio-tiempo. En el contexto de Relatividad es común que estos gráficos se exhiban con el eje  $t$  en la dirección vertical.

### 2.1 Relatividad especial

La *Relatividad Especial* (Einstein, 1905) mantiene la existencia de sistemas inerciales postulados por Newton: aquellos en los que todo objeto libre de fuerzas se mueve en movimiento rectilíneo uniforme, pero postula que hay una velocidad límite: la velocidad de la luz  $c$  (esto es, de las ondas electromagnéticas en vacío). El espacio-tiempo, llamado *espacio-tiempo de Minkowski*, es  $\mathbb{R}^4 = \{(t, x, y, z)\}$ , con  $(x, y, z)$  coordenadas cartesianas en un sistema inercial. Se diferencia del galileano en el hecho de que viene equipado con una estructura adicional que llamamos *métrica*, y

que se debe a la existencia de la velocidad límite  $c$ , como explicaremos ahora. Las líneas mundos de las partículas están restringidas: para movimientos sobre el eje  $X$ , la derivada  $dx/dt$  debe satisfacer  $|dx/dt| < c$ , sólo los haces de luz pueden dejar trazas con pendiente  $dx/dt = \pm c$ . Más en general, para movimientos arbitrarios en el espacio, la velocidad

$$\vec{v} = \left( \frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \right) \tag{4}$$

de una partícula debe satisfacer  $\vec{v} \cdot \vec{v} < c^2$ . Equivalentemente, dados dos puntos infinitesimalmente próximos en su línea-mundo, las variaciones,  $dt, dx, dy, dz$  satisfarán la condición  $ds_M^2 < 0$ , donde

$$ds_M^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2. \tag{5}$$

La ecuación (5) define el *elemento de línea* o *intervalo* del espacio-tiempo de Minkowski. Notemos que  $ds_M^2$  no es el cuadrado de ninguna cantidad, el lado derecho de (5) puede resultar de cualquier signo, la notación  $ds^2$  obedece a razones históricas. Si llamamos  $x^0 = ct, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ , e introducimos la *métrica* de Minkowski

$$g_{ab}^M = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{6}$$

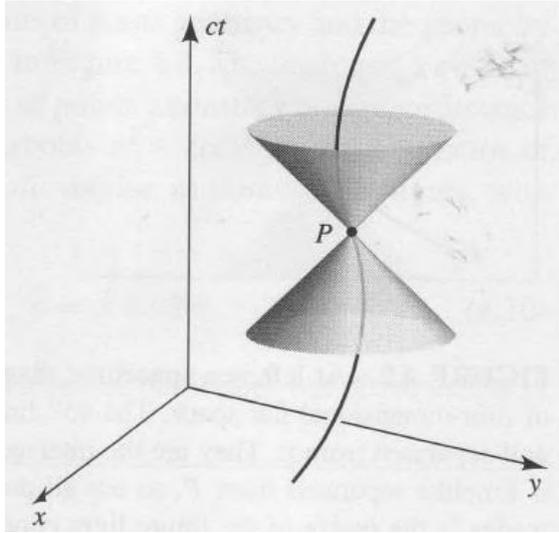
podemos escribir (5) de la forma

$$ds_M^2 = g_{ab} dx^a dx^b, \tag{7}$$

donde hemos adoptado la convención de Einstein: si un índice aparece repetido en una ecuación, se sobrentiende que debe sumarse en todo su rango, de manera que  $g_{ab} dx^a dx^b$  significa

$$\sum_{a=0}^3 \sum_{b=0}^3 g_{ab} dx^a dx^b.$$

Si  $x^a(u)$  es la línea mundo de una partícula ( $u$  es un parámetro arbitrario), tendremos que, para todo  $u$ , se cumple que  $g_{ab}^M \dot{x}^a \dot{x}^b < 0$ , donde  $\dot{x}^a \equiv dx^a/du$  es el vector tangente a la línea mundo. Para un haz de luz, en cambio,  $g_{ab} \dot{x}^a \dot{x}^b = 0$ . Esta condición para vectores tangentes  $\dot{x}^a$  a un punto  $P$  de coordenadas  $x^a(u)$  define el *cono de luz* de  $P$ , que denotaremos  $\mathcal{C}_P$ :



**Figura 2:** El espacio-tiempo de Minkowski (suprimiendo una dimensión espacial). Se muestra la línea mundo de una partícula material y el cono de luz  $C_P$  de uno de sus puntos.

$$C_P = \{\dot{x}^a \mid -c^2\dot{t}^2 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = 0\} \quad (8)$$

El cono de luz (8) contiene al semicono futuro:

$$C_P^+ = \{\dot{x}^a \mid c\dot{t} = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}\} \quad (9)$$

y al semicono pasado

$$C_P^- = \{\dot{x}^a \mid c\dot{t} = -\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}\} \quad (10)$$

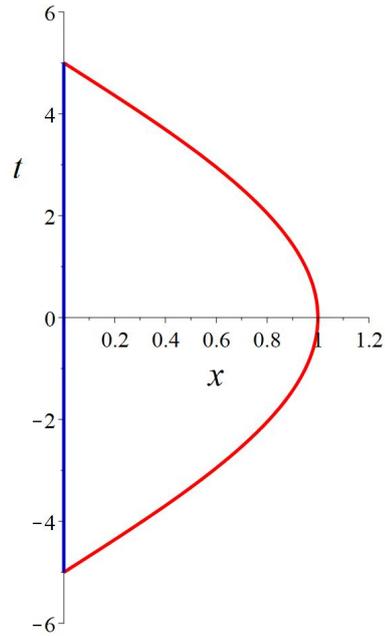
La Figura 2 representa el espacio-tiempo de Minkowski (suprimiendo el eje  $Z$ ) y el cono de luz del evento  $P$ . La curva representa la línea-mundo de una partícula material. La línea-mundo de cualquier partícula que pasa por el evento  $P$ , debe ingresar por el semicono pasado y salir por el futuro, y una señal electromagnética emitida en  $P$  se propagará por  $C_P^+$ .

La métrica de Minkowski determina el *tiempo propio* transcurrido para un observador cuya línea mundo es  $(x^0(u), x^1(u), x^2(u), x^3(u))$ . El tiempo propio medido por este observador entre los eventos correspondientes a  $u = u_i$  y  $u = u_f$ , esto es, el que transcurre en un reloj forzado a moverse por su línea mundo, está dado por

$$\tau = \frac{1}{c} \int_{u_i}^{u_f} \sqrt{-g_{ab}^M \frac{dx^a}{du} \frac{dx^b}{du}} du, \quad (11)$$

esto es

$$\tau = \frac{1}{c} \int_{u_i}^{u_f} \sqrt{c^2 \left(\frac{dt}{du}\right)^2 - \left(\frac{dx}{du}\right)^2 - \left(\frac{dy}{du}\right)^2 - \left(\frac{dz}{du}\right)^2}.$$



**Figura 3:** El caso de los hermanos mellizos, las unidades en el eje  $t$  son años y en el eje  $x$  años luz. La “longitud” (tiempo propio) de la línea mundo azul (que corresponde al hermano que permanece en  $x = 0$ ) es 10 años, mientras que la de su hermano, que se alejó 1 año luz y luego regresó (en rojo), es 9.75 años.

Si notamos la semejanza de esta expresión con la de la longitud  $\ell$  de una curva  $\vec{r}(u)$  en el espacio:

$$\ell = \int_{u_i}^{u_f} \sqrt{\left(\frac{dx}{du}\right)^2 + \left(\frac{dy}{du}\right)^2 + \left(\frac{dz}{du}\right)^2} du \quad (12)$$

no nos sorprenderá saber que, para dos líneas-mundo que se cruzan primero en el evento  $P_1$  y luego en  $P_2$ , el tiempo propio transcurrido entre  $P_1$  y  $P_2$  será, en general, *distinto*: esto es completamente análogo al hecho de que, dadas dos curvas en el espacio que se cruzan en los puntos  $P_1$  y  $P_2$ , los segmentos de curvas entre estos dos puntos tienen, en general, longitudes diferentes. Esta es la llamada “paradoja” de los mellizos (que no es en absoluto una paradoja): si uno de dos hermanos mellizos permanece en el origen de un sistema de coordenadas inercial, mientras el otro se aleja en la dirección  $X$  y luego regresa, encontrarán que el tiempo transcurrido entre los dos encuentros será distinto para cada uno de ellos, siendo menor para el que se alejó.<sup>2</sup> En la Figura 3 damos un ejemplo numérico concreto.

En el espacio-tiempo de Minkowski, podríamos usar coordenadas diferentes de  $(t, x, y, z)$ .

<sup>2</sup>La (aparente) paradoja se basa en la (aparente) simetría del problema que no es tal: sólo uno de los mellizos describe un movimiento acelerado.

Por ejemplo, si introducimos coordenadas esféricas  $x = r \text{sen}\theta \cos\phi$ ,  $y = r \text{sen}\theta \text{sen}\phi$ ,  $z = r \cos\theta$ , podremos comprobar, partiendo de  $dx = dr \text{sen}\theta \cos\phi + d\theta r \cos\theta \text{sen}\phi - d\phi r \text{sen}\theta \text{sen}\phi$ , etc, que (5) resulta equivalente a

$$ds_M^2 = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2). \quad (13)$$

Si ahora definimos  $v = ct + r$ , tendremos  $dv = cdt + dr$  y

$$ds_M^2 = -dv^2 + 2dv dr + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2). \quad (14)$$

Algunas coordenadas pueden ser más adecuadas que otras en el planteo de un problema concreto. En coordenadas  $x^a = (v, r, \theta, \phi)$ , por ejemplo, la métrica de Minkowski no es una matriz constante, sino que depende de  $r$  y de  $\theta$ . En efecto, si queremos escribir (14) como  $ds_M^2 = g_{ab} dx^a dx^b$  resultará:

$$g_{ab}^M = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^2 \text{sen}^2(\theta) \end{pmatrix} \quad (15)$$

Es interesante determinar cómo se ven los conos de luz en un diagrama  $(v, r)$ . La condición  $g_{ab}^M \dot{x}^a \dot{x}^b = 0$  en estas coordenadas:

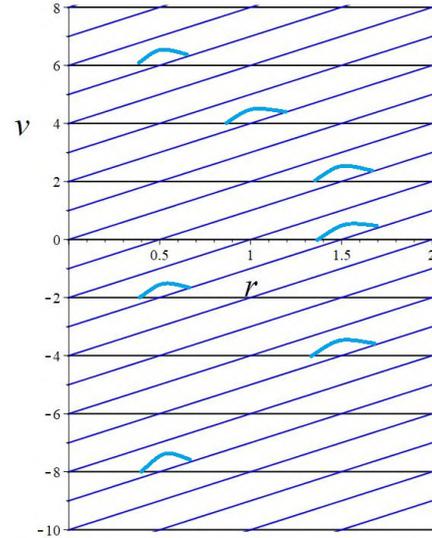
$$0 = -\dot{v}^2 + 2\dot{v}\dot{r} + r^2(\dot{\theta}^2 + \text{sen}^2\theta \dot{\phi}^2) \quad (16)$$

equivale a

$$-\dot{v}^2 + 2\dot{v}\dot{r} = -r^2(\dot{\theta}^2 + \text{sen}^2\theta \dot{\phi}^2) \quad (17)$$

Dado que el término de la derecha en esta ecuación es manifiestamente no positivo, la proyección del cono sobre el plano  $(v, r)$  satisfará  $-\dot{v}^2 + 2\dot{v}\dot{r} \leq 0$ , y los bordes de este conjunto (que corresponden a curvas radiales, esto es, con  $\dot{\theta} = \dot{\phi} = 0$ ) cumplirán la condición  $\dot{v}(-\dot{v} + 2\dot{r}) = 0$ , esto es, o bien  $\dot{v} = 0$ , o bien  $\dot{v} = 2\dot{r}$  (es fácil ver que el semicono futuro corresponde al caso  $\dot{v} \geq 0$  y el pasado a  $\dot{v} < 0$ ). En la Figura 4 se muestra un diagrama  $(v, r)$  de Minkowski.<sup>3</sup> Hemos trazado algunos rayos de luz (en negro los que satisfacen  $\dot{v} = 0$ , que evolucionan hacia  $r = 0$ , y en azul los que cumplen  $\dot{v} = 2\dot{r}$ , que evolucionan con  $v$  y  $r$  creciendo). Los arcos celestes señalan algunos semi conos de luz futuros.

<sup>3</sup>Debe tenerse en cuenta que, al haberse suprimido las coordenadas  $(\theta, \phi)$ , el punto de coordenadas  $(v_o, r_o)$  en este diagrama representa en realidad una esfera de área  $4\pi r_o^2$ .



**Figura 4:** Diagrama  $(v, r)$  del espacio-tiempo de Minkowski. Las curvas dibujadas ( $v = \text{constante}$ , en negro, y  $v = 2r + \text{constante}$  en azul) corresponden a rayos de luz radiales ( $\dot{\theta} = 0 = \dot{\phi}$ ). Éstos definen los semi conos de luz futuros (trazados como un arco celeste).

## 2.2 Relatividad general

En Geometría se estudian objetos llamados *variedades riemannianas* cuya dimensión, esto es, el número mínimo de coordenadas  $x^a$  requeridas para especificar sus puntos, es, en principio, arbitraria, y que están equipados con una métrica  $g_{ab}(x)$ . Los ejemplos más sencillos son las superficies en  $\mathbb{R}^3$ , que tienen dimensión 2. En el caso de una esfera de radio  $R$ , por ejemplo, podemos especificar sus puntos usando las coordenadas angulares  $x^a = (\theta, \phi)$  (colatitud y azimut). Estas coordenadas sólo fallan en los polos  $\theta = 0, \pi$ .<sup>4</sup> La métrica de la esfera de radio  $R$ , expresada en coordenadas  $(\theta, \phi)$ , es diagonal, con entradas  $g_{11} = R$  y  $g_{22} = R \text{sen}^2\theta$ . Equivalentemente, el elemento de línea es  $ds^2 = g_{ab}(x) dx^a dx^b = R^2 d\theta^2 + R^2 \text{sen}^2\theta d\phi^2$ .

En variedades riemannianas con métricas definidas positivas, como la esfera, la métrica se usa para medir la longitud de curvas  $x^a(u)$  a partir de la fórmula

$$\ell = \int_{u_i}^{u_f} \sqrt{g_{ab} \frac{dx^a}{du} \frac{dx^b}{du}} du. \quad (18)$$

que generaliza (12). En el caso de la esfera, por

<sup>4</sup>Cuando  $\theta = 0$  o  $\theta = \pi$ , todos los valores de  $\phi$  señalan el mismo punto; esto es un ejemplo de lo que llamamos *singularidad de coordenadas*.

ejemplo, aplicando (18) resulta

$$\ell = \int_{u_i}^{u_f} \sqrt{R^2 \left(\frac{d\theta}{du}\right)^2 + R^2 \sin^2(\theta(u)) \left(\frac{d\phi}{du}\right)^2} du,$$

y en el caso de  $\mathbb{R}^3$ , cuyo elemento de línea en coordenadas cartesianas es  $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ , obtenemos (12). Aquellas curvas estacionarias, esto es, las que ante variaciones de primer orden  $x^a(u) + \delta x^a(u)$  que mantengan los extremos fijos ( $\delta x^a(u_i) = \delta x^a(u_f) = 0$ ) cumplan la condición extremal  $\delta \ell = 0$ , se llaman *geodésicas*.<sup>5</sup> Puede probarse que estas curvas son de longitud mínima. Las geodésicas en la esfera, por ejemplo, son aquellas curvas que se obtienen intersectando la esfera con un plano que pasa por su centro. Dado que minimizan distancia, estas son las curvas que conviene seguir en navegación aérea para ahorrar tiempo y combustible.

La Relatividad General (RG) se formula usando variedades riemannianas de dimensión 4 cuya métrica *no es definida positiva*, como en la esfera, sino *lorentziana*. Esto significa que tiene tres direcciones positivas o *espaciales* y una negativa o *temporal*.<sup>6</sup> Un caso particular es el espacio tiempo de Minkowski: aquí la variedad es  $\mathbb{R}^4$  y la métrica, en coordenadas  $x^a = (ct, x, y, s)$ , es la dada en (6). La forma explícita de la métrica depende de las coordenadas con que trabajemos. En coordenadas  $x^a = (v, r, \theta, \phi)$ , por ejemplo, la métrica de Minkowski asume la forma (15).

La revolución de la Relatividad General es mayúscula: Einstein propone que el espacio-tiempo es una variedad lorentziana de dimensión 4, y que su geometría (codificada en la métrica  $g_{ab}$ ) está determinada por la distribución de materia y energía. Esta última está representada por el *tensor energía-momento*, también una matriz  $4 \times 4$ , denotada  $T_{ab}$ , que generaliza el tensor de tensiones usado en mecánica de medios continuos. Esta sofisticación es el costo que hay que pagar para conjugar la gravitación con el postulado de velocidad máxima  $c$ . La condición de que la velocidad de una partícula (medida en el encuentro con un observador) sea inferior a  $c$ , se expresa en RG como en Relatividad Especial: la

línea mundo  $x^a(u)$  de una partícula es una curva en el espacio tiempo que debe satisfacer la condición  $g_{ab}(x(u))\dot{x}^a\dot{x}^b < 0$ , donde el punto significa derivada respecto del parámetro  $u$ . A las curvas  $x^a(u)$  que satisfacen esta condición las llamamos *temporales*. Las ondas electromagnéticas se propagan de manera tal que las líneas  $x^a(u)$  ortogonales a los frentes de onda satisfacen<sup>7</sup>

$$g_{ab}(x(u))\dot{x}^a\dot{x}^b = 0. \tag{19}$$

A estas curvas las llamamos *nulas*. La condición (19) define el cono de luz del punto  $P$  cuyas coordenadas son  $x^a(u)$ : si la línea mundo de una partícula contiene a  $P$ , la partícula debe llegar a  $P$  por dentro de su cono pasado, y emerger por dentro del cono futuro. La noción de cono de luz y esta última afirmación generalizan lo enunciado para Relatividad Especial en el espacio-tiempo de Minkowski, también los conceptos siguientes. La métrica se usa para medir el tiempo propio de una línea mundo temporal,  $\tau$  está dado por la ecuación (11) donde debe reemplazarse  $g_{ab}^M$  (la métrica de Minkowski) por la métrica del espacio-tiempo correspondiente. Aquellas curvas temporales extremas, esto es, las que ante pequeñas variaciones (manteniendo los extremos fijos) satisfagan  $\delta \tau = 0$  corresponden a líneas-mundo de partículas no aceleradas. En el caso de variedades lorentzianas las curvas temporales extremas *maximizan* el tiempo propio  $\tau$ . Recordemos que para métricas definidas positivas las curvas extremas *minimizan* longitud. La diferencia entre uno y otro caso es consecuencia del signo menos – dentro de la raíz cuadrada– que distingue (18) de (11). En cualquier caso, a las curvas extremas se las llama *geodésicas*. En el caso del espacio-tiempo de Minkowski y de las curvas dadas en la Figura 3, la línea-mundo azul es geodésica, por eso el tiempo propio entre los dos encuentros es mayor que el que se mide a lo largo de la línea-mundo roja, que no es geodésica.

Dado que la atracción gravitatoria es inevitable (todo objeto está sujeto a ella), no existen partículas “sobre los que no actúa ninguna fuerza” (recordemos que estas partículas son necesarias para testear que un observador sea inercial). En el mejor de los casos, tendremos partículas en *caída libre*, esto es, sujetas *sólo* a la gravitación. Einstein

<sup>5</sup>Determinar la condición de geodésica es un problema variacional que conduce a ecuaciones de Euler-Lagrange para la lagrangiana  $\mathcal{L}(x^a, \dot{x}^b) = \sqrt{g_{ab}\dot{x}^a\dot{x}^b}$ .

<sup>6</sup>En algunos libros a las variedades con métrica no definidas positivas se las llama *semi-riemannianas* o también *seudo-riemannianas*.

<sup>7</sup>Estrictamente, esto ocurre en la aproximación eikonal. Para soluciones exactas debemos mirar la función de Green, y ésta tiene soporte en el cono de luz *y también en su interior*.

postula que éstas se mueven siguiendo *geodésicas del espacio-tiempo*, esto es líneas mundo que *maximizan* el tiempo propio (11) entre los eventos inicial y final.

Las ecuaciones de Einstein tienen por incógnita a la métrica  $g_{ab}(x)$  del espacio-tiempo y admiten la siguiente escritura minimalista:

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^2} T_{ab} \quad (20)$$

La matriz  $4 \times 4$  de la izquierda,  $G_{ab}$ , es el llamado *tensor de Einstein*. Se construye usando  $g_{ab}(x)$  y sus dos primeras derivadas parciales respecto de las coordenadas (de una forma no-lineal y complicada cuya fórmula omitiremos). El tensor energía-momento  $T_{ab}$  es también una matriz  $4 \times 4$  que depende de las coordenadas. El lado izquierdo de la ecuación es puramente geométrico: las ecuaciones de Einstein permiten determinar la geometría del espacio-tiempo (enteramente codificada en la métrica  $g_{ab}$  que se usa para construir  $G_{ab}$ ) a partir de la distribución de materia  $T_{ab}$ . La presencia de las constantes fundamentales  $G$  y  $c$  en el lado derecho nos asegura que estamos tratando con una teoría de gravitación (por eso aparece la constante de Newton  $G$ ), que además es relativista (por eso aparece la velocidad de la luz  $c$ ). Si desplegáramos  $G_{ab}$  y  $T_{ab}$  en expresiones explícitas, veríamos que estas ecuaciones no-lineales en derivadas de  $g_{ab}(x)$  son tan complejas que parece imposible obtener soluciones exactas. Sin embargo, bajo suposiciones muy idealizadas de simetrías, pueden obtenerse soluciones exactas de interés. La primera de ellas, de hecho, fue obtenida por Karl Schwarzschild pocos meses después de presentar Einstein su teoría [7]. Schwarzschild se propuso modelar el espacio tiempo asociado a una estrella estática idealizada, en la que la distribución de materia tiene simetría esférica. Para simplificar el problema, se restringió a estudiar el *exterior* de la estrella, donde hay vacío y entonces  $T_{ab} = 0$ . Su solución tiene un aspecto relativamente simple: la métrica se ve como una deformación de la de Minkowski. De las tres versiones dadas de la métrica de Minkowski (o equivalentemente, su elemento de línea, ver (5), (13) y (14)), la que resulta más adecuada para comparar es (14). Expresada en coordenadas  $(v, r, \theta, \phi)$  análogas a las usadas para Minkowski en (14), la métrica de Schwarzschild es

$$ds_S^2 = -f(r)dv^2 + 2dv dr + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2), \quad (21)$$

donde

$$f(r) = 1 - \frac{r_S}{r}. \quad (22)$$

En esta ecuación  $r_S$  es el llamado *radio de Schwarzschild*, una constante con unidades de longitud, proporcional a la masa  $M$  del objeto central:

$$r_S = \frac{2GM}{c^2}. \quad (23)$$

La matriz métrica en estas coordenadas puede inferirse de (21):

$$g_{ab}^M = \begin{pmatrix} -f(r) & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^2 \text{sen}^2(\theta) \end{pmatrix} \quad (24)$$

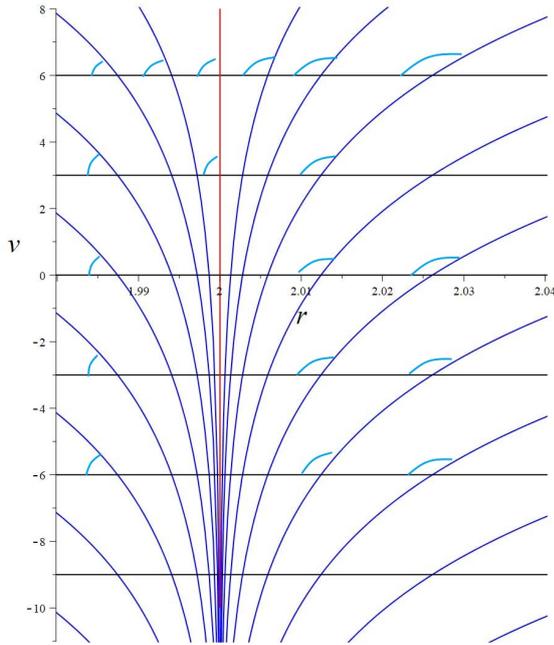
Es interesante compararla con la métrica de Minkowski en estas coordenadas, ecuación (15).

### 3 El agujero negro de Schwarzschild

¿Cuánto difiere la métrica de Schwarzschild dada en (24) de la de Minkowski en (15)? La pregunta se reduce a cuánto difiere  $f = 1 - r_S/r$  de la unidad. Claramente, si  $r \gg r_S$  tendremos  $f \simeq 1$  y las métricas serán semejantes. Para estimar lo que significa esta condición necesitamos calcular el radio de Schwarzschild del objeto central. Este radio, dado en (23), es minúsculo para objetos astronómicos usuales: para un objeto de la masa del Sol, por ejemplo, tendremos  $r_S \simeq 3$  km, y para la masa de la Tierra resulta  $r_S \simeq 9$  mm. Dado que la métrica de Schwarzschild es la solución de las ecuaciones de Einstein (20) estática, esféricamente simétrica y *de vacío*,<sup>8</sup> podemos usarla para modelar el sistema solar sólo *fuera de la superficie del Sol*, tratando a los planetas como pequeñas partículas –esto es, con una contribución irrelevante en  $T_{ab}$ –. La expresión (24) de la métrica será válida para  $r > r_{Sol} \simeq 7 \times 10^5$  km, rango en el que  $0.99999 < f(r) < 1$ . Si reemplazamos  $r =$  distancia Tierra-Sol resulta  $f \simeq 0.999999999$ . Podemos concluir entonces que la métrica del espacio-tiempo en nuestros alrededores es *muy similar* a la de Minkowski.

Los efectos de mayor deformación geométrica se advertirán en aquellas regiones donde  $r \simeq r_S$  pero, dado que esta métrica sólo es válida *fuera de la estrella central*, sólo tiene sentido evaluarla

<sup>8</sup>Puede probarse que es la *única* solución de vacío esféricamente simétrica (teorema de Birkhoff).



**Figura 5:** Diagrama  $(v, r)$  del espacio-tiempo de Schwarzschild para  $r_S = 2$ . Las curvas dibujadas corresponden a rayos de luz radiales ( $\dot{\theta} = 0 = \dot{\phi}$ ). Éstos definen los semi conos de luz futuros (arcos celestes). En rojo se muestra el horizonte de eventos (ver la explicación en el texto).

en  $r \simeq r_S$  si el radio de la estrella es inferior a  $r_S$ , lo que requiere densidades extremas: imaginemos al Sol comprimido a un radio menor de 3 km, o a la Tierra comprimido a un radio de menos de 9 mm; o bien masas enormes. ¿Cuáles serían los efectos más notables de la curvatura del espacio-tiempo en el caso de objetos cuyo radio no excede el de Schwarzschild?

Para responder esta pregunta, analizaremos los conos de luz del espacio-tiempo de Schwarzschild. Para esto, procederemos como hicimos con Minkowski en el desarrollo que comprende a las ecuaciones (15)-(17), pero usando la métrica (24). El resultado es que el borde del cono de luz en un punto del plano  $(v, r)$  está dado por vectores  $(\dot{v}, \dot{r})$  que satisfagan  $\dot{v}(-f(r)\dot{v} + 2\dot{r}) = 0$ , esto es, o bien  $\dot{v} = 0$ , o bien  $f(r)\dot{v} = 2\dot{r}$ . En la Figura 5 damos una representación  $(v, r)$  del espacio-tiempo de Schwarzschild. Las unidades fueron elegidas de manera que  $r_S = 2$ . Las líneas-mundo que satisfacen  $\dot{v} = 0$  están dadas en negro y las que satisfacen  $f(r)\dot{v} = 2\dot{r}$  están dadas en azul, excepto la vertical en rojo, que pasa por los puntos donde  $f(r) = 0$ . Todas estas líneas corresponden a rayos de luz radiales, esto es, con  $\dot{\theta} = 0 = \dot{\phi}$ . Al evolucionar en el tiempo, los rayos de luz horizon-

tales (en negro) se desarrollan hacia la izquierda ( $r$  disminuye), mientras que los azules y el rojo lo hacen hacia arriba ( $v$  aumenta). Las direcciones tangentes a estas líneas en sus intersección determinan los conos de luz. Algunos de los semiconos de luz futuros se señalan en la figura con un arco celeste. Los semiconos de luz pasados –no indicados– son los opuestos por el vértice. Recordemos que toda línea mundo temporal (esto es, de una partícula con masa) que pase por un punto dado, lo hace ingresando por el semicono pasado y emergiendo por semicono el futuro. Una inspección de la figura nos dice entonces que estas líneas-mundo sólo podrían satisfacer  $\dot{r} > 0$ , esto es, dirigirse hacia regiones de mayor  $r$ , si están fuera del horizonte  $r = r_S$  ( $r = 2$  en el ejemplo de la figura) –esto, ciertamente no ocurre en el espacio-tiempo de Minkowski, como se advierte tras una simple inspección a la Figura 4–. Si una línea-mundo entra en la región  $r < r_S$  (que llamamos agujero negro), dada la configuración de los semiconos futuros, tendrá desde ese momento en adelante  $\dot{r} < 0$  y no podrá regresar a la zona  $r > r_S$  (que llamamos *dominio exterior*). Toda línea mundo temporal (partículas con masa) o nula (señales luminosas) dentro del agujero negro, acabará en  $r = 0$ .<sup>9</sup> Desde el agujero negro es imposible enviar señales luminosas o partículas hacia el dominio exterior. El horizonte funciona como una membrana que sólo permite el paso en la dirección  $\dot{r} < 0$ .

La solución de Schwarzschild, como hemos dicho, modela el vacío exterior de un objeto central de masa  $M$ . ¿Cómo podemos construir un agujero negro más realista, cubriendo también la materia de la estrella que le da origen? Supongamos una estrella no rotante, de manera que la métrica del espacio-tiempo pueda tener simetría esférica.<sup>10</sup> Supongamos que la estrella colapsa –esféricamente– de manera tal que su superficie se comprime a un radio menor que el radio de Schwarzschild correspondiente a su masa. Durante el colapso, los puntos de la superficie describen una línea-mundo temporal (con  $\dot{\theta} = 0 = \dot{\phi}$ ) que podemos representar en el plano  $(v, r)$ . La

<sup>9</sup> $r = 0$  corresponde a una divergencia en la curvatura del espacio-tiempo. Esta divergencia indica un *borde* del espacio-tiempo de Schwarzschild: el espacio-tiempo se restringe a la región  $r > 0$ ,  $v$  arbitrario.

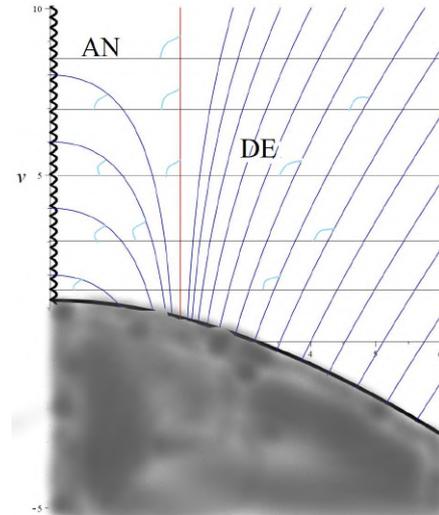
<sup>10</sup>Si la estrella rota, el eje de rotación señala una dirección privilegiada y la métrica no podría tener simetría esférica.

métrica del espacio-tiempo coincide con la de Schwarzschild para puntos *fuera de esa línea* (que es la región de vacío), de manera que podemos aprovechar *parte* del diagrama dado en la Figura 5, y reemplazar la porción correspondiente al interior de la estrella por lo que arroje la solución dinámica y esféricamente simétrica de las ecuaciones de Einstein (20) con  $T_{ab} \neq 0$  representando la materia de la estrella. El resultado es el diagrama de la Figura 6. Dado que obtener la métrica en el interior de la estrella (región gris en la figura) es un problema complejo que podemos, a los efectos de este análisis, omitir, nos limitamos a utilizar la información de la que ya disponemos: el exterior de la estrella está modelado por la métrica de Schwarzschild, de manera que las líneas-mundo de los rayos de luz, y los semiconos futuros son aquéllos de la Figura 5. La región indicada AN es el agujero negro: es una zona de no-escape, desde allí es imposible ir al dominio exterior DE. El horizonte (en rojo) actúa como una membrana unidireccional, como hemos dicho. La forma en que los rayos de luz dibujados y el horizonte se continúan dentro de la estrella es algo que dependerá de la métrica dentro de la estrella y, por lo tanto, de cómo sea su contenido de materia  $T_{ab}$ . La primera solución completa de las ecuaciones de Einstein (esto es, incluyendo la métrica en el interior de la estrella) que se ajusta a la figura 6. fue obtenida por Oppenheimer y Snyder en 1939 [8].

Hacemos, finalmente, una observación: fuera de la estrella, la región de no-escape está definida por el radio de Schwarzschild: ninguna partícula, tampoco ninguna señal luminosa, podrá alejarse de la estrella si el radio de la estrella es  $R < r_S$ . Notemos (ver (23)) que esta es *exactamente* la condición (3) obtenida por John Michell para sus “estrellas oscuras” basándose en un modelo que de ninguna manera involucra la sofisticación de la Relatividad General. “Subtle is the Lord, but malicious he is not”, dijo Einstein en una visita a Princeton en 1921.

#### 4 Desde Schwarzschild hasta hoy

*Interpretar* una solución de las ecuaciones de Einstein es a veces un problema de una dificultad comparable a la *obtener* la solución. El caso de la solución de Schwarzschild es un buen ejemplo: Schwarzschild no obtuvo su solución en la forma



**Figura 6:** Diagrama  $(v, r)$  del espacio-tiempo de un colapso esférico que conduce a la formación de un agujero negro. La superficie de la estrella que colapsa está representada por la línea-mundo negra gruesa. En el interior de la estrella (en gris) la métrica *no es* la de Schwarzschild. Se indican el agujero negro (AN) y el dominio exterior (DE). La línea en forma de serrucho ( $r = 0$  dentro del agujero negro) indica una divergencia de la curvatura, es un borde del espacio-tiempo.

(21) (24), sino que trabajó con un conjunto de coordenadas que resultaban singulares en el horizonte (del mismo modo que las coordenadas  $(\theta, \phi)$  de una esfera son singulares en los polos de la esfera). La solución que obtuvo Schwarzschild podía usarse para  $r > r_S$ <sup>11</sup> y entonces velaba la característica más notable de esta métrica: la existencia de un horizonte que separa un agujero negro del dominio exterior. De todos modos, dado que  $r_S$  resultaba tan pequeño para el problema de interés más urgente (modelar la métrica del sistema solar *fuera del sol*, despreciando la masa de los planetas y tratándolos como partículas de prueba, esto es, sin incidencia en  $T_{ab}$ ), la solución de Schwarzschild, tal como él la obtuvo, fue extremadamente importante para comprobar que, tanto las mediciones de la precesión del perihelio de Mercurio, como las del efecto en la propagación de la luz causado por la curvatura del espacio-tiempo provocada por Sol, coincidieran con las predicciones de la teoría. Estas fueron, de hecho, las primeras comprobaciones experimentales de la RG [9]. La métrica en la forma dada en este artículo fue obtenida de manera independiente por Eddington en 1924 [10] y Finkelstein en 1958 [11].

<sup>11</sup>Estrictamente, también para  $0 < r < r_S$ , pero no para un abierto que contuviera a la hipersuperficie  $r = r_S$ .

La interpretación del horizonte en  $r = r_S$  como una membrana que permite el paso de partículas y señales electromagnéticas sólo en una dirección fue tardía. Einstein, por su parte, no creía en la posibilidad de que los agujeros negros existieran realmente [9]. Por otra parte, las estrellas rotan, y nuestra intuición newtoniana nos indica que rotarán con mayor velocidad angular a medida que se contraigan, de manera que un agujero negro realista, resultante del colapso de una estrella, debería rotar. La solución correspondiente a un agujero negro rotante fue encontrada por Roy Kerr recién en 1963 [12]. El análisis de su geometría es fascinante, pero su dificultad excede las posibilidades de este artículo introductorio. Sí es interesante remarcar su unicidad: la solución de Kerr es la *única* solución *estacionaria* de agujero negro rotante. Todo colapso estelar, toda coalescencia de agujeros negros se estabiliza, eventualmente, en un agujero negro de Kerr, y esta métrica sólo depende de dos parámetros, la masa  $M$  y el momento angular  $J$  del agujero negro. Dicho de otro modo, si sucesos dinámicos -de cualquier clase- dan origen a la formación de un agujero negro, la parte “superior” (tiempos futuros) del diagrama de espacio-tiempo estará modelada por la métrica de Kerr.

La década del ‘60 (y principios de la del ‘70) se conoce como *la edad dorada de la investigación teórica de agujeros negros*. Destacan las contribuciones de Roger Penrose, quien prueba que dentro del horizonte de eventos se oculta una singularidad, y que es posible extraer enormes cantidades de energía de agujeros negros rotantes a costa de disminuir su momento angular, y las aplicaciones de teoría cuántica de campos de Stephen Hawking, con las que probó que los agujeros negros irradian con un espectro de cuerpo negro [9].

La última década, por su parte, puede considerarse como la edad dorada de la Relatividad experimental: el 14 de septiembre de 2015 se detectó la primera onda gravitacional: una alteración de la geometría del espacio-tiempo en nuestras inmediaciones causada por la coalescencia de dos agujeros negros de aproximadamente 36 y 29 masas solares [13]. Llegar a este resultado demandó un enorme esfuerzo: el proyecto de detector de ondas gravitacionales LIGO (concebido en los ‘60) fue finalmente aprobado para su construcción en 1990, y el detector con la sensibilidad adecuada (*advanced LIGO*) entró en funciones poco antes

de la detección de este primer evento. El modelado computacional de la coalescencia de dos agujeros negros (y la formación de un único agujero negro final), para cotejar con las señales detectadas en LIGO, supuso un desafío (llamado *The binary black hole Grand Challenge Project*) que involucró a decenas de investigadores durante casi una década. Otro notable éxito experimental de los últimos años fue la obtención de las primeras “imágenes” de un agujero negro [14]: señales de radio del gas que circunda al agujero negro súper masivo M87, alteradas por la presencia del agujero negro central. Esto requirió la sincronización de un arreglo de radiotelescopios en distintos lugares del planeta, con un consecuente notable aumento de la capacidad de resolución.

Una vez más, hemos usado la vieja idea de John Michell: la posibilidad de detectar *estrellas oscuras* por la existencia de objetos visibles que las orbiten.

### Agradecimientos

Agradezco a Alan Velásquez-Toribio y a Júlio Fabris por su invitación a contribuir a este volumen de los *Cadernos de Astronomía*.

### Sobre o autor

Gustavo Dotti ([gdotti@famaf.unc.edu.ar](mailto:gdotti@famaf.unc.edu.ar)) es profesor de física en la Universidad Nacional de Córdoba (UNC) e investigador del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, Argentina. Es especialista en el área de la gravitación, habiéndose dedicado a temas como estabilidad de agujeros negros, singularidades desnudas y teorías gauge.

### Referências

- [1] J. Michell, VII. *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.* By the Rev. John Michell, B.D. F.R.S. In a letter to Henry Cavendish, Esq. F.R.S. and A.S, *Philosophical*

- [Transactions of the Royal Society of London](#) **74**, 35 (1784).
- [2] *November 27, 1783: John Michell anticipates black holes*, American Physical Society News, vol. 18(10), sección This month in history (2009), disponible en <https://www.aps.org/publications/apsnews/200911/physicshistory.cfm>, acceso en feb. 2023.
- [3] C. Montgomery, W. Orchiston e I. Whittingham, *Michell, Laplace and the origin of the black hole concept*, [Journal of Astronomical History and Heritage](#) **12**(02), 90 (2009).
- [4] J. Bradley, *IV. A letter from the Reverend Mr. James Bradley Savilian Professor of Astronomy at Oxford, and F. R. S. to Dr. Edmond Halley Astronom. Reg. &c. giving an account of a new discovered motion of the fix'd stars*, [Philosophical Transactions of the Royal Society of London](#) **35**(406), 637 (1728).
- [5] F. Eisenhauer et al., *SINFONI in the galactic center: Young stars and infrared flares in the central light-month*, [The Astrophysical Journal](#) **628**(1), 246 (2005).
- [6] Ver El Sitio De and Eso: <https://www.eso.org/public/videos/eso0226a/>.
- [7] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 189–196 (1916).
- [8] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On continued gravitational contraction*, [Physical Review](#) **56**(5), 455 (1939).
- [9] K. Thorne, *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (Commonwealth Fund Book Program, 1995).
- [10] A. S. Eddington, *A comparison of whitehead's and einstein's formulæ*, [Nature](#) **113**(2832), 192 (1924).
- [11] D. Finkelstein, *Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle*, [Physical Review](#) **110**(4), 965 (1958).
- [12] R. P. Kerr, *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*, [Physical Review Letters](#) **11**(5), 237 (1963).
- [13] B. P. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, [Physical Review Letters](#) **116**(6), 061102 (2016).
- [14] S. Doelman, *The Astrophysical Journal Letters* (2019), disponible en [https://iopscience.iop.org/journal/2041-8205/page/Focus\\_on\\_EHT](https://iopscience.iop.org/journal/2041-8205/page/Focus_on_EHT), acceso en feb. 2023.

# A termodinâmica de buracos negros

Tiago V. Fernandes

Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Portugal

---

## Resumo

Buracos negros existem em todo lado no nosso universo. Segundo a relatividade geral, estes objetos são clássicos e não emitem qualquer radiação, são negros. No entanto, quando se considera campos quânticos, verifica-se que os buracos negros são na realidade objetos termodinâmicos e que não são assim tão negros. Neste artigo, fazemos a exposição de como um buraco negro é termodinâmico. Primeiro, fazemos uma exposição breve da descrição clássica dos buracos negros e as suas quatro leis de mecânica. Depois, fazemos a exposição dos primeiros trabalhos que avançaram a ideia de que os buracos negros são termodinâmicos. Finalmente, fazemos a exposição do formalismo que permite tratar a termodinâmica de espaços-tempos contendo buracos negros e referimos muito brevemente a sua investigação recente.

## Abstract

Black holes are present everywhere in our universe. According to general relativity, these objects are classical and don't emit any radiation, they are in fact black. Nevertheless, when quantum fields are considered, it turns out that black holes are thermodynamic objects and so there are not that black. In the article, we briefly give the classical description of black holes and its four laws of mechanics. We also present the first papers that pushed forward the idea that black holes are thermodynamic objects. At last, we present the formalism that allows the treatment of thermodynamics of spacetimes containing black holes and we also present very briefly the current investigation in this area.

---

**Palavras-chave:** buracos negros, horizonte de eventos, termodinâmica, entropia, ensemble canônico, cavidade  
**Keywords:** black holes, event horizon, thermodynamics, entropy, canonical ensemble, cavity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39893](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39893)

## 1 Introdução

Buracos negros parecem existir em toda a parte no nosso universo. Acredita-se que no centro de cada galáxia exista um buraco negro supermassivo, mas não só, que existem diversos sistemas estelares com buracos negros. Exemplos destes sistemas são binárias envolvendo buracos negros, que coalescem num só buraco negro.

A sua existência foi primeiramente verificada no papel, como uma solução da teoria mais aceita que descreve a gravidade, a teoria da relatividade geral [1]. Apenas recentemente, foi possível observar os efeitos da existência destes objetos através da observação do sistema estelar no centro da nossa galáxia [2], pelo interferômetro GRAVITY, e incrivelmente, foi possível obter a imagem da sombra do que se pensa serem dois buracos negros supermassivos, um no centro da galáxia M87 [3] e o outro no centro da nossa galáxia [4], pelo Telescópio de Horizonte de Eventos (EHT). Adicionalmente, têm sido detetadas ondas gravitacionais

provenientes da coalescência de binárias de objetos compactos, como por exemplo de buracos negros ou de estrelas de neutrões, através dos interferômetros LIGO e Virgo. Até agora, as observações como estas apontam para que a teoria da relatividade geral esteja correta. As observações futuras destes objetos no nosso universo serão importantes para testar continuamente a teoria da relatividade geral.

No entanto, existem dificuldades teóricas quando se tenta juntar relatividade geral com a teoria de partículas descrita pela teoria quântica de campos, isto porque a primeira é uma teoria clássica e a segunda é uma teoria quântica. Portanto, a descrição de um buraco negro através da relatividade geral pode não nos dar o panorama completo do que é um buraco negro.

Uma evidência teórica de que um buraco negro pode não ser descrito totalmente pela teoria da relatividade geral foi dada por Bekenstein [5] e Hawking [6]. Nestes dois trabalhos de referência,

foi verificado que um buraco negro pode ter entropia, a chamada entropia de Bekenstein-Hawking, e que um buraco negro emite radiação, a chamada radiação de Hawking. Portanto, um buraco negro parece ser um objeto termodinâmico.

A natureza da ligação entre a termodinâmica e a gravidade é ainda desconhecida. É possível que exista uma teoria quântica da gravidade que possa não só ligar a gravidade à teoria de partículas existente mas também que possa explicar a entropia de um buraco negro. Em alternativa, pode ser possível a existência de campos fundamentais adicionais que possam explicar os graus de liberdade que originam a entropia de um buraco negro. Esta é de fato uma fronteira da física atual, que pode ser expandida através do estudo dos buracos negros e o desenvolvimento de ferramentas para observação astronômica mais precisa de regiões próximas de buracos negros.

Neste artigo, vamos abordar a termodinâmica de buracos negros. Mais precisamente, vamos discutir sobre buracos negros descritos pela relatividade geral, as suas propriedades, nomeadamente das quatro leis da mecânica de buracos negros, e os trabalhos de referência que descrevem o buraco negro como um objeto termodinâmico. Finalmente, apresentamos brevemente a situação atual de investigação nesta matéria.

## 2 Buracos negros clássicos

### 2.1 Relatividade geral

Como foi dito na introdução, o conceito de buraco negro surgiu primeiro do estudo das soluções da teoria da relatividade geral. Antes de apresentar brevemente o que são buracos negros, precisamos de apresentar o conceito de gravidade em relatividade geral e como é que estes objetos se podem formar.

De acordo com a relatividade geral, nós vivemos numa realidade com uma dimensão de tempo e três dimensões de espaço, quatro dimensões no total - embora existem outras teorias que assumem um número superior de dimensões. A dimensão de tempo não é absoluta, isto é, o tempo está em pé de igualdade com as outras três dimensões de espaço. A esta realidade com quatro dimensões chamamos de espaço-tempo. Neste espaço-tempo, a energia/informação não pode viajar a uma velocidade superior à velocidade da

luz. Neste contexto, a relatividade geral tem um conceito lindo do que é a gravidade. A presença de energia, podendo ser um simples objeto ou um campo, deforma o espaço-tempo, curvando-o. Como o espaço-tempo é curvo, objetos e campos que existem no espaço-tempo movem-se na trajetória de menor ação, que depende da curvatura do espaço-tempo. John A. Wheeler resumiu esta relação entre matéria e curvatura do espaço-tempo da melhor forma: “*matter tells spacetime how to curve, and spacetime tells matter how to move*” [7], ou seja a matéria diz ao espaço como se curva, e o espaço diz à matéria como se move. Portanto, a gravidade é uma relação geométrica entre a matéria e a curvatura do espaço-tempo. Esta relação é descrita pelas equações de Einstein, juntamente com as equações de movimento da matéria, estando ambas acopladas.

A visualização deste efeito pode ser alcançado através da analogia da toalha de mesa esticada com, por exemplo, uma maçã no centro da toalha. Consideremos que um grupo de pessoas segura uma toalha na Terra e estica-a até esta ficar plana. Se uma maçã for pousada no centro da toalha, devido à gravidade causada pela Terra, a toalha deforma-se até a tensão da toalha contrabalançar o peso da maçã. Se porventura uma ervilha for atirada para a toalha, a ervilha não continua em linha reta. Em vez disso, a ervilha vai orbitar a maçã devido à deformação da toalha. Esta é uma analogia muito simplificada do efeito da gravidade e do que acontece em sistemas planetários, em que a maçã é uma estrela, a ervilha é um planeta e a toalha é o espaço-tempo.

### 2.2 A origem de um buraco negro

Consideremos agora o caso de uma estrela no espaço-tempo. A estrela mantém o seu equilíbrio através da pressão originada pelas reações nucleares que compensa a atração gravitacional própria da estrela. Nos momentos iniciais da morte da estrela, esta pressão diminui, sendo que o combustível principal das reações nucleares (o Hidrogênio) acaba, e a atração gravitacional ganha. A partir desse momento, uma série de processos ocorrem, mas no contexto deste artigo, o importante é o que acontece ao núcleo da estrela. O núcleo da estrela colapsa, cai sobre si mesmo, devido à atração gravitacional própria. Se esta atração for mais forte que a pressão de degenerescência de neutrões, então nada consegue parar o colapso. É

nestas condições que um buraco negro se forma.

Com o propósito de simplificar, pode-se considerar uma estrela como uma bola esférica de poeira, descrita por um fluido perfeito. Para esta configuração, a estrela pode estar em equilíbrio até uma dada compactidade, isto é, quando  $\frac{GM}{c^2 R} < \frac{4}{9}$ , onde aqui  $M$  é a massa da estrela,  $R$  é o raio da mesma,  $G$  é a constante gravitacional e  $c$  é a velocidade da luz. Este limite é um resultado do teorema de Buchdahl [8] e é também chamado de limite de Buchdahl. Se a compactidade da estrela ultrapassa este limite, a pressão do fluido não consegue contrabalançar a atração própria da estrela e por isso dá-se o colapso. Como se trata de uma estrela de poeira, neste caso não há supernova porque toda a poeira colapsa.

Durante o colapso (Fig. 1), e assumindo simetria esférica [9], a estrela de poeira contrai-se enquanto que a sua densidade aumenta. Existe um momento em que a “superfície” da estrela alcança o seu próprio raio gravitacional. Pode-se pensar neste raio gravitacional como o raio ao qual a velocidade de escape é igual à velocidade da luz, isto é, estando um objeto neste raio gravitacional, o objeto consegue-se escapar da atração da estrela apenas se sair com uma velocidade igual ou superior à da velocidade da luz. Ora, como é impossível isto acontecer para um objeto com massa, o objeto não consegue escapar à atração da estrela e cai com o colapso. Assim, é neste raio gravitacional que está localizado o horizonte de eventos. Precisamente neste momento, é impossível de observar qualquer evento que aconteça dentro da estrela ou na sua superfície por um observador distante, já que a estrela se encontra para lá do horizonte de eventos.

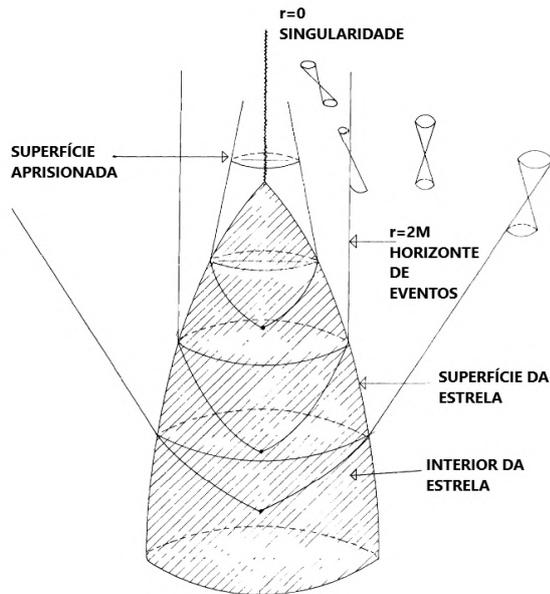
A estrela de poeira, para lá do horizonte de eventos, continua a colapsar. Num tempo próprio finito, a estrela cada vez mais se contrai até que a sua densidade e a curvatura do espaço-tempo divergem. Toda a matéria da estrela alcança uma singularidade, um ponto em que a curvatura do espaço-tempo diverge. A física que nós conhecemos e a descrição dada pela relatividade geral é quebrada na singularidade e por isso aquilo que acontece na singularidade é desconhecido. Para perceber o que realmente acontece nos momentos finais do colapso da estrela, existe a necessidade de uma teoria quântica da gravidade.

O objeto remanescente do colapso é um buraco negro, uma região do espaço-tempo do qual

é impossível escapar. A fronteira do buraco-negro com o resto do espaço-tempo é o horizonte de eventos que se localiza no raio gravitacional da estrela que colapsou. Algo que ultrapasse o horizonte de eventos, ou seja que entra no buraco negro, tem como destino certo cair para a singularidade no centro do buraco negro e eventualmente é destruído, até mesmo se este algo seja a luz. Uma propriedade da região de buraco negro é a existência de superfícies aprisionadas. Os raios de luz ortogonais a estas superfícies de topologia esférica, mesmo que saiam na direção de tentar escapar do buraco negro, são sempre defletidos de tal maneira que invertem a sua direção e caem para a singularidade. Se a superfície for evoluída no tempo ao longo dos raios de luz ortogonais, a superfície cai para a singularidade e o que dá a origem ao nome de superfície aprisionada.

No entanto, a influência gravitacional do buraco negro no resto do espaço-tempo, isto é fora do buraco negro, é idêntico ao da estrela que tinha massa  $M$  e por consequência afirma-se que o buraco negro originado possui uma massa  $M$ . De fato, se houver a substituição do Sol por um buraco negro com massa igual à do Sol no nosso sistema solar, as órbitas dos planetas e asteroides não são alteradas, se se desprezar a rotação própria do Sol. Estes buracos negros são soluções de vácuo das equações de Einstein, ou seja são puramente geométricos, o que pode levar à questão da localização da massa do buraco negro. De certa forma, pode-se pensar que a informação da massa deve estar ligada à existência da singularidade, no entanto é necessário ter cuidado com a afirmação de que a massa está na singularidade porque é impossível de descrever o que existe na singularidade com o formalismo existente.

O colapso gravitacional é a origem principal de buracos negros com massas estelares, com massas até  $10^2$  massas solares, ou seja,  $10^2$  vezes a massa do Sol. No entanto, como foi referido na introdução, existem observações que apoiam fortemente a existência de buracos negros supermassivos e este mecanismo de colapso gravitacional não consegue explicar a formação destes objetos que têm massas superiores a  $10^5$  massas solares. É possível que através de acreção de matéria ou poeira e através da coalescência com outros buracos negros, buracos negros com massas estelares cresçam até uma massa intermédia, no intervalo de  $10^2$  a  $10^5$  massas solares. No entanto, tendo



**Figura 1:** Esquema da formação de um buraco negro através do colapso de uma estrela esféricamente simétrica. O eixo vertical do esquema representa a coordenada de tempo e o eixo horizontal do esquema representa a coordenada radial. A matéria converge para a singularidade e o buraco negro forma-se.

em conta a idade do universo e a taxa de crescimento dos buracos negros através destes dois mecanismos, só em situações muito específicas é que existe um crescimento suficiente para que o buraco negro seja supermassivo. Existem várias propostas para a formação destes buracos negros supermassivos, por exemplo o colapso direto de nuvens de poeira muito massivas através de um mecanismo de perda de momento angular da nuvem [10] ou através da coalescência de múltiplos buracos negros que através de fricção dinâmica migram para o centro da galáxia [11]. De fato, o mecanismo de formação destes objetos ainda é uma área de estudo ativa e espera-se que, juntamente com as capacidades observacionais do LIGO/Virgo e dos futuros interferômetros LISA e Einstein Telescope, será possível perceber a origem deste objetos supermassivos.

### 2.3 Os buracos negros não têm cabelo

Um buraco negro originado do colapso de uma estrela com simetria esférica apenas depende de um parâmetro, a massa da estrela que colapsou,  $M$ , e é descrito pela solução de Schwarzschild. No entanto, se a condição de simetria esférica for relaxada, o buraco negro pode ter rotação e depende do seu momento angular,  $J$ . Este bu-

raco negro, por sua vez, é descrito pela solução de Kerr. Finalmente, podemos considerar um espaço-tempo permeado pelo campo electromagnético e assim o buraco negro pode ter carga elétrica,  $Q$ . No fundo, em relatividade geral, o buraco negro é descrito apenas por estes três parâmetros  $M$ ,  $J$  e  $Q$ , segundo o teorema de ausência de cabelo [12] (*no-hair theorem*). A solução geral que descreve um buraco negro com estes três parâmetros tem o nome de solução de Kerr-Newmann. Toda a informação restante sobre a matéria que colapsou e que originou o buraco negro fica inacessível ao observador distante, pois apenas estes três parâmetros estão presentes na curvatura do espaço-tempo. Este teorema é apenas válido considerando a teoria de relatividade geral. Existem teorias alternativas, por exemplo, com campos adicionais, em que o buraco negro é descrito por mais parâmetros mas tais teorias não estão no âmbito do artigo.

A morfologia de buracos negros carregados eletricamente e com rotação é diferente do buraco negro esféricamente simétrico. Por exemplo, se um objeto ultrapassar o horizonte de eventos e assim entrar num buraco negro em rotação, o objeto vai de encontro com outro horizonte dentro do buraco negro, chamado de horizonte de Cauchy. Para lá deste horizonte, não é possível prever o que acontece devido ao fato que a evolução das equações de Einstein terminam neste horizonte. No entanto, pode-se ainda estender a solução de Kerr para lá deste horizonte, onde há uma singularidade em anel.

No seguimento deste artigo, apenas será necessário a noção do teorema de ausência de cabelo e do horizonte de eventos.

## 3 As quatro leis de mecânica de buracos negros

### 3.1 Leis de buracos negros estacionários

Neste contexto, os buracos negros em que o teorema de ausência de cabelo é válido são estacionários. Esta condição implica que o buraco negro e o espaço-tempo que o descreve são invariantes sobre translações da coordenada de tempo. A existência desta simetria, embora pareça restritiva, é comum no nosso universo já que sistemas que alcançam o equilíbrio são estacionários. Um exemplo destes buracos negros são os esta-

dos finais do colapso de uma estrela. A partir destas soluções, podem-se considerar perturbações do espaço-tempo e avaliar as propriedades dos buracos negros. Em 1973, Bardeen, Carter e Hawking [13] formularam as quatro leis de buracos negros estacionários que são chamadas as quatro leis de mecânica de buracos negros e resumem as propriedades destes buracos negros. É de referir que a maioria destas leis já tinham sido obtidas para certos casos ou até mesmo na generalidade antes do artigo [13].

### 3.2 Lei zero

Antes de enunciar a lei zero do buraco negro, é intuitivo descrever uma analogia recorrendo à teoria de Newton. O conceito necessário para compreender a lei zero é o conceito de gravidade de superfície, ou *surface gravity*, e é uma quantidade descrita pela letra  $\kappa$ . Aqui na Terra, experienciamos a atração gravitacional da Terra correspondente a uma aceleração gravítica de  $g = 9.8m/s^{-2}$  na superfície que nos atrai para o centro da Terra. No entanto, nos mantemos na superfície da Terra porque esta exerce uma força de reação no nosso corpo com uma aceleração equivalente. Esta aceleração de reação é chamada de gravidade de superfície.

Na teoria de relatividade geral e em buracos negros, é possível também definir este conceito. Podemos considerar um observador, que chamamos de observador A, localizado no horizonte de eventos do buraco negro e que o observador se encontra estacionário, ou seja mantém-se no horizonte de eventos ao longo de uma coordenada de tempo. Um observador B está localizado num ponto com uma distância infinita do buraco negro, também se encontrando estacionário, e segura uma corda que está esticada e presa no observador A. De certa forma, o observador B está a impedir que o observador A caia para o buraco negro através da aplicação de uma força na corda, com uma aceleração correspondente. Assumindo que os observadores e a corda têm massa negligenciável, a aceleração que o observador B exerce na corda é finita e corresponde à gravidade de superfície do buraco negro,  $\kappa$ . Ou seja, a gravidade de superfície é a aceleração necessária que o observador A tem de possuir para que não caia para o buraco negro, medido na perspectiva do observador B. No entanto, é preciso notar que na perspectiva do observador A, a aceleração que o próprio

precisa para não cair para o buraco negro é infinita. Nesta experiência mental, qualquer corda se partiria entre o observador A e o observador B, e o observador A cairia sempre para o buraco negro, devido à sua localização no horizonte de eventos.

Com a noção de gravidade de superfície explicada, pode-se enunciar a lei zero do buraco negro. A lei zero enuncia que a gravidade de superfície de um buraco negro estacionário é uniforme por todo o horizonte de eventos. Ou seja, não interessa em que ponto, no horizonte de eventos, o observador A está localizado, o observador B vai medir que a aceleração que impeça o observador A de cair ao buraco negro é sempre a mesma e é dada pela gravidade de superfície,  $\kappa$ . A prova da lei zero do buraco negro foi dada por Bardeen, Carter e Hawking [13] para espaços-tempos estacionários com um buraco negro e que possa incluir matéria que obedeça a uma condição de energia, a chamada condição de energia dominante. A noção de condições de energia está fora do âmbito deste artigo no entanto pode-se dizer que a condição de energia dominante implica que a matéria considerada tem fluxos de energia ou matéria a velocidades inferiores à da velocidade da luz.

### 3.3 Primeira lei

A primeira lei dos buracos negros descreve como é que um buraco negro se comporta em trocas de energia com a matéria existente. Pode-se considerar dois buracos negros estacionários muito similares, o buraco negro 1 e o buraco negro 2. A diferença é que o buraco negro 2 é um buraco negro estacionário resultante de ter caído uma partícula com uma certa massa, momento angular e carga, no buraco negro 1. Devido ao teorema da ausência de cabelo, esta diferença é descrita pela diferença dos parâmetros que descrevem os dois buracos negros. Portanto a primeira lei dos buracos negros diz que quando se comparam estes dois buracos negros, a diferença da massa entre o buraco negro 2 e o buraco negro 1 é dada por  $\delta M = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A_H + \Omega_H \delta J + \Phi_H \delta Q$ , onde  $\kappa$  é a gravidade de superfície,  $A_H$  é a área de superfície do horizonte de eventos,  $\Omega_H$  é a frequência de rotação e  $\Phi_H$  é o potencial elétrico, todos eles avaliados no horizonte de eventos do buraco negro 1. A interpretação é que se uma partícula cair para o buraco negro 1 com energia total  $\delta M$ , momento angular  $\delta J$  e carga  $\delta Q$ , o buraco ne-

gro resultante vai sofrer uma alteração na área de superfície do seu horizonte de eventos segundo a fórmula da primeira lei.

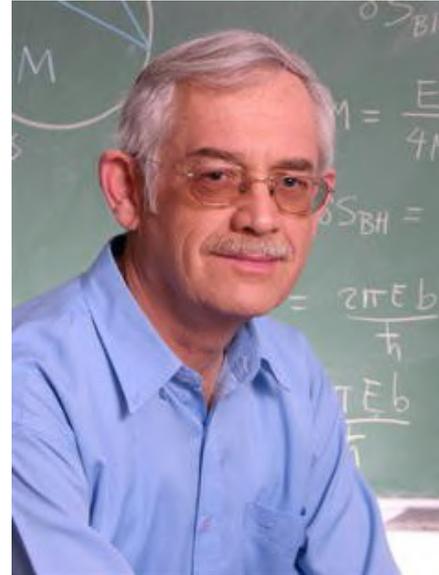
### 3.4 Segunda lei

A segunda lei da mecânica de buracos negros diz que a área de superfície do horizonte de eventos de um buraco negro nunca diminui no futuro, ou seja a área mantém-se ou aumenta,  $\delta A \geq 0$ . Esta lei é na realidade um teorema que foi demonstrado por Hawking [14], um pouco antes do trabalho de referência de Bardeen, Carter e Hawking. A prova deste teorema consiste no uso do formalismo matemático da estrutura causal do espaço-tempo e na conjectura de censura cósmica fraca [15], que diz que as singularidades estão sempre cobertas por um horizonte de eventos, isto é, não existem “singularidades nuas”.

De certa forma, com o evoluir da coordenada de tempo, se qualquer matéria cair no buraco negro, a área de superfície do horizonte de eventos aumenta. Numa binária de buracos negros, isto também acontece. Podemos considerar dois buracos negros com áreas do horizonte de eventos  $A_1$  e  $A_2$ . No final, os dois buracos negros coalescem num buraco negro maior cuja área do horizonte de eventos é maior que a soma  $A_1 + A_2$ , obedecendo então à segunda lei. Uma consequência desta lei é que impede de acontecer o contrário, ou seja, um buraco negro maior bifurcar-se em dois buracos negros mais pequenos. Isto, por inversão temporal, viola a segunda lei já que a área total do horizonte de eventos diminui.

### 3.5 Terceira lei

A terceira lei da mecânica de buracos negros enuncia que a gravidade de superfície nunca se torna zero num tempo avançado finito. Aqui o tempo avançado pode ser visto como o parâmetro que parametriza a trajetória de um raio de luz (por exemplo, no caso de curvatura negligenciável, é  $\nu = ct + r$ , onde  $t$  é a coordenada tempo e  $r$  é a coordenada radial). Em relatividade geral, o único caso de um buraco negro com zero gravidade de superfície é o caso de um buraco negro extremo, um buraco negro em que a sua massa ou energia total é apenas a energia de rotação ou energia elétrica. E portanto, esta lei pode ser reescrita da seguinte maneira: é impossível tornar um buraco negro num buraco negro extremo em



**Figura 2:** Fotografia de Bekenstein, que avançou a ideia que buracos negros são termodinâmicos e generalizou a segunda lei da termodinâmica.

tempo avançado finito.

## 4 Buracos negros não são tão negros

### 4.1 A entropia de Bekenstein

As quatro leis da mecânica de buracos negros formulados por Bardeen, Carter e Hawking têm uma semelhança muito sugestiva com as leis da termodinâmica. Os próprios autores explicam na Ref. [13] que estas quatro leis são clássicas e que não têm nada a ver com termodinâmica, já que um buraco negro clássico não emite qualquer radiação e assim segundo a lei de Planck, a temperatura do buraco negro é zero. Mas Bekenstein (Fig. 2) considerou esta semelhança relevante e no seu trabalho de referência [5], formulou a hipótese de que buracos negros têm entropia,  $S_b$ , e que esta quantidade termodinâmica é proporcional à área de horizonte de eventos,  $S_b \propto A_H$ .

Uma indicação que leva a esta formula é a primeira lei dos buracos negros, em que, recorde-se, a diferença entre dois buracos negros estacionários semelhantes é dado por  $\delta M = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A_H + \Omega_H \delta J + \Phi_H \delta Q$ . A primeira lei da termodinâmica diz que a diferença entre duas configurações em equilíbrio semelhantes de um sistema é dado pela fórmula  $dE = TdS + \Omega dJ + \Phi dQ$ , usando que, tal como o buraco negro, a pressão do sistema é zero. Comparando estas duas leis, é de esperar que  $\frac{\kappa}{8\pi} \delta A_H = TdS$ . Uma outra indicação é a se-

gunda lei dos buracos negros que diz que a área do horizonte de eventos de um buraco negro aumenta sempre. A segunda lei da termodinâmica diz que a entropia aumenta sempre. Portanto é de esperar que de alguma forma a entropia de um buraco negro dependa apenas da área do horizonte de eventos.

O argumento de Bekenstein para considerar que um buraco negro tem de ter entropia é baseado precisamente na segunda lei da termodinâmica. Pode-se considerar que um objeto com uma certa entropia cai para um buraco negro clássico. Portanto, a entropia do universo considerado no início é apenas a entropia do objeto já que buracos negros clássicos não têm entropia. Quando o objeto entra para o buraco negro, eventualmente o objeto alcança a singularidade. No final, teremos um universo apenas com um buraco negro que de fato aumentou de tamanho segundo a primeira e segunda lei da mecânica de buracos negros. No entanto, o fato mantém-se que o buraco negro clássico não tem entropia. A diferença da entropia no universo neste processo é negativa, o que viola a segunda lei da termodinâmica. Por isso, Bekenstein generalizou a segunda lei da termodinâmica, dizendo que a entropia total é a soma da entropia do universo e do buraco negro e que esta aumenta sempre. Assim, quando o objeto cai para o buraco negro, o universo perde entropia, mas a entropia do buraco negro aumenta, sendo que a área do horizonte de eventos aumenta. Assim, a segunda lei generalizada da termodinâmica não é violada.

Bekenstein conseguiu com esta argumentação concluir que um buraco negro tem entropia. No entanto, com a falta de uma teoria semiclassical, a constante de proporcionalidade na fórmula da entropia de buracos negros era desconhecida. Bekenstein usou alguns argumentos quânticos para estimar heurísticamente o valor desta constante, que estaria próximo do valor encontrado mais tarde por Hawking.

#### 4.2 A radiação de Hawking

De fato, é possível considerar campos quânticos livres em espaços-tempos curvos [16] e obter resultados que dão pistas de como um campo quântico se comporta na presença de gravidade. Por exemplo, a noção de partícula em espaços-tempos curvos é ambígua, isto porque não existe uma escolha preferencial da coordenada de tempo



**Figura 3:** Fotografia de Hawking, que fez várias contribuições no estudo de buracos negros. Uma delas foi mostrar que buracos negros irradiam.

em relatividade geral. Este fato pode levar a que dois observadores, um em repouso e outro acelerado, não concordem com o estado de um campo quântico. Se o observador em repouso verifica que o campo quântico está no estado de vácuo (zero quantas), o observador acelerado vai verificar que o espectro de quantas do campo é similar a um espectro de corpo negro em que a temperatura da radiação é proporcional à aceleração do observador. Este efeito foi descrito por Fulling [17], Davies [18] e Unruh [19].

Um resultado precursor deste efeito foi dado por Hawking [6], em 1975, que considerou um campo escalar quântico sem massa num espaço-tempo que consiste no colapso de uma estrela esférica. O objetivo era obter o estado final do campo escalar assumindo que o estado inicial era vácuo (zero quantas). Como o espaço-tempo é dinâmico, era esperado obter alguma alteração no estado do campo. De fato, através da aproximação geométrica ótica, Hawking (Fig. 3) considerou apenas os últimos raios do campo que passavam pelo centro da estrela esférica e escapavam novamente para infinito, antes da formação do horizonte de eventos. Hawking obteve então que o estado final do campo escalar, em períodos de tempo muito tardios, correspondia a um espectro de quantas idêntico ao de um corpo negro com a temperatura  $T_H = \frac{\hbar\kappa}{2\pi k_B}$ , onde  $\kappa$  é a gravidade de superfície do horizonte de eventos,  $\hbar$  é a constante de Planck e  $k_B$  é a constante de Boltzmann. Este foi um dos primeiros resultados que juntava a constante gravitacional presente implicitamente na gravidade de superfície  $\kappa$  com a constante de Planck. Hawking concluiu com este resultado que um buraco negro emite radiação, chamada de radiação de Hawking, e portanto os buracos negros

não são assim tão negros!

Para que o buraco negro esteja em equilíbrio com a radiação de Hawking, o buraco negro tem de ser um objeto termodinâmico com temperatura  $T_H$ , no horizonte de eventos. No seguimento do trabalho de Bekenstein e através da primeira lei dos buracos negros, o trabalho de Hawking de certa forma confirma que a entropia de um buraco negro é proporcional à área do horizonte de eventos e que a constante de proporcionalidade é  $\frac{1}{4}$ , portanto  $S_b = \frac{k_B A_H}{4\hbar}$ .

Este resultado fascinante levanta várias questões. Se o buraco negro emite radiação de Hawking, então o buraco negro perde energia ou massa. Isto leva a que um buraco negro se evapore, isto é que o seu tamanho diminua. Portanto, um buraco negro não é estável termodinamicamente devido à evaporação. É possível descrever esta evaporação para buracos negros suficientemente massivos em que a descrição de campos quânticos em espaços-tempos curvos é válida. No entanto, a partir de um momento em que o buraco negro tenha um tamanho comparável com o comprimento de Planck dado por  $\ell_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$ , a descrição falha e espera-se que uma teoria alternativa e/ou quântica da gravidade consiga prever o que acontece.

A argumentação que leva à conclusão de Hawking de que o buraco negro tem temperatura  $T_H$  depende da premissa que o buraco negro tem de estar em equilíbrio com a radiação de corpo negro de Hawking. Embora esta seja uma premissa forte na sua validade, esta premissa é introduzida sem haver um formalismo de termodinâmica para espaços-tempos curvos. Na próxima seção, vamos introduzir um formalismo através do qual se pode obter a termodinâmica de espaços-tempos e reproduzir os resultados de Bekenstein e Hawking, como também analisar a sua estabilidade.

## 5 Termodinâmica estatística e o ensemble canônico de buracos negros

### 5.1 Termodinâmica e ensembles estatísticos

A termodinâmica é usada para descrever sistemas complexos e as suas trocas de energia através de quantidades macroscópicas como por exemplo a pressão, a temperatura e o volume. Estas trocas de energia e a alteração da configuração de equi-

líbrio do sistema obedecem a quatro leis da termodinâmica. A lei zero da termodinâmica enuncia que se dois sistemas estiverem em equilíbrio térmico com um terceiro, então os dois prévios sistemas estão em equilíbrio térmico entre si. De certa forma, esta lei dá uma definição empírica da temperatura. A primeira lei enuncia que as mudanças de energia interna de um sistema se decompõem em realização de trabalho e trocas de calor. Esta lei define a noção de energia interna de um sistema, e permite a descrição de um sistema e as suas configurações de equilíbrio através de potenciais termodinâmicos. A segunda lei da termodinâmica enuncia que a entropia total tende sempre a aumentar, o que dá preferência a certos processos termodinâmicos (a alteração do sistema entre duas configurações de equilíbrio) de ocorrerem e é uma das leis mais importantes da física porque de alguma forma define a orientação do tempo na nossa realidade. Finalmente, a terceira lei enuncia que a entropia de um sistema tende para um valor mínimo quando a temperatura se aproxima de zero absoluto, e portanto esta lei dá a noção de que a entropia é uma medida da desordem do sistema já que é esperado que os constituintes do sistema estejam todos no seu estado fundamental quando o sistema está a temperatura zero absoluta.

Estas leis da termodinâmica são cruciais na descrição empírica de sistemas complexos sem o conhecimento dos seus estados microscópicos, isto é, sem conhecer os estados dos constituintes do sistema. Se esses estados são conhecidos ou se se conhece a física por detrás do comportamento dos constituintes, por exemplo as forças exercidas em átomos ou moléculas que perfazem um gás, é possível obter a termodinâmica do gás através de física estatística. Em termos gerais, em física estatística, consideram-se todos os estados possíveis microscópicos de um sistema com a sua respectiva probabilidade de que de fato o sistema se encontra nesse estado. A este conjunto de estados e à sua respetiva probabilidade chama-se ensemble. Existem três tipos de ensemble: microcanônico, canônico e grande canônico.

O ensemble microcanônico é usado em sistemas que estão isolados e portanto assume-se que a probabilidade de cada estado microscópico com energia total do sistema  $E$  é igual. Note-se que a quantidade fixa neste ensemble é a energia do sistema porque este está isolado e portanto não

existem trocas de energia para o exterior, esta é a chamada restrição do ensemble. Sabendo a energia de cada átomo ou molécula, é possível contabilizar o número de microestados possíveis para uma energia  $E$ , denominado de  $\Omega(E)$ . Este número total de estados também pode depender do volume do sistema, que se mantém igualmente fixo. A entropia aqui é definida através da fórmula de Von Neumann e neste ensemble é dado por  $S = k_B \log(\Omega(E, V))$ . Invertendo esta relação, obtêm-se a energia interna do sistema isolado  $E = E(S, V)$  e assim recupera-se a termodinâmica do sistema.

O ensemble canônico é usado em sistemas que estão em equilíbrio térmico com o reservatório de calor à temperatura  $T$ . Neste caso, a probabilidade de cada microestado do sistema ser de fato o estado do sistema é dado por  $p_i = \frac{e^{-\beta E_i/k_B}}{Z}$ , onde  $E_i$  é a energia do microestado,  $\beta$  é o inverso da temperatura e  $Z$  é a chamada função de partição, que é uma função da temperatura e de outras quantidades fixas como o volume,  $Z = Z(\beta, V)$ . A diferença entre o canônico e o microcanônico é a existência do reservatório de calor, portanto a energia do sistema não está fixa. De fato, os microestados de menor energia têm sempre a maior probabilidade de ocorrerem mas quanto maior for a temperatura do reservatório, mais provável são os microestados de maior energia. A função de partição  $Z$  que é a função de normalização das probabilidades de cada microestado é a quantidade fundamental deste ensemble. Uma vez obtido, é possível obter a energia média do sistema através da fórmula da média e a sua entropia através da fórmula de Von Neumann, o que leva à identidade  $\beta F(\beta, V) = -\log(Z)$ , onde  $F = E - TS$  é o potencial termodinâmico de Helmholtz. Com a expressão deste potencial, a termodinâmica do sistema é fácil de obter.

O ensemble grande canônico é mais complicado que o canônico na medida que trata sistemas similares como o indicado no canônico mas com a possibilidade de, por exemplo, o número de partículas ou a carga elétrica não estarem fixos. Este ensemble é importante para descrever gases em que se dão processos químicos. No entanto, neste artigo, o foco é dado ao ensemble canônico.

## 5.2 Função de partição como um integral de caminho

A função de partição  $Z$  é a quantidade que se tem de calcular em física estatística para obter a termodinâmica do sistema considerado. Se o sistema for quântico, a função de partição pode ser calculada através de  $Z = \text{tr}(e^{-\beta H})$ , onde  $H$  é o operador hamiltoniano representado em forma matricial, e  $\text{tr}(A)$  é o traço de uma matriz  $A$ . Os valores próprios do operador hamiltoniano são as energias dos estados próprios do sistema. De fato, é possível calcular a função de partição de uma outra maneira. Se houver a identificação de que o inverso da temperatura corresponde a um tempo imaginário, isto é  $\beta = it/\hbar$ , o traço pode ser dado pelo integral de caminho de Feynman, e portanto a função de partição é dada por  $Z[\beta] = \int D\phi e^{-I[\hbar\beta; \phi]/\hbar}$ , onde  $\phi$  é o campo quântico considerado no sistema,  $I$  é a ação do campo e  $D\phi$  é a medida do integral. A ação é um funcional do campo que assume um valor mínimo quando o campo obedece às suas equações de movimento. Portanto, este integral de caminho soma todas as “trajetórias” do campo que são periódicos no tempo, com período  $-i\hbar\beta$ , em que a probabilidade desta “trajetória” ocorrer é proporcional a  $e^{-I/\hbar}$ . Verifica-se que de fato a “trajetória” com maior probabilidade de ocorrer corresponde à situação em que o campo é descrito pela a solução das equações de movimento clássicas. Esta abordagem para calcular a função de partição de um sistema quântico chama-se a abordagem do integral de caminho euclidiano, isto porque  $\beta$  assume um papel de um tempo imaginário.

Esta abordagem pode ser usada para obter a termodinâmica de espaços-tempos curvos, assumindo que a ação agora correspondente é a ação dada pela relatividade geral e o campo considerado é a métrica do espaço-tempo. A motivação para usar esta abordagem é que isto funciona para sistemas descritos pela teoria de campos quânticos, e portanto extrapola-se que esta abordagem seja válida para uma teoria de gravidade quântica. Uma teoria que é consistente com esta abordagem é a chamada gravidade quântica euclidiana, em que a gravidade é “quantizada” através do integral de caminho euclidiano. Existem embora vários problemas com esta teoria, sendo dois deles a ambiguidade do mapeamento entre espaços euclidianos e espaços-tempos, e uma noção rigorosa

da medida do integral de caminho. No entanto, é possível obter resultados na chamada aproximação de *loop* zero, onde apenas a contribuição da trajetória clássica é considerada. É através desta aproximação que se obtêm os resultados da termodinâmica de buracos negros consistente com o trabalho de Bekenstein e Hawking.

### 5.3 Termodinâmica de Gibbons-Hawking

Através do cálculo da função de partição pela abordagem do integral de caminho euclidiano, Gibbons e Hawking [20] obtiveram o ensemble canônico e grande canônico de buracos negros com carga elétrica e em rotação, que estão em equilíbrio térmico com um reservatório no infinito. A fórmula da entropia de Bekenstein e Hawking foi recuperada, tal como a temperatura de Hawking.

No entanto, as soluções de buraco negro que foram obtidas eram instáveis. A razão para este fato vem do efeito da evaporação dos buracos negros, tendo sido já discutido em cima. A quantidade termodinâmica que controla a estabilidade dos buracos negros no ensemble canônico é a capacidade térmica do buraco negro. Se esta quantidade for positiva, então a solução é estável, caso contrário é instável. De fato, a capacidade térmica das soluções de Gibbons e Hawking é negativa, isto é o buraco negro aumenta a sua entropia conforme se diminui a sua temperatura, e por isso as soluções são instáveis.

A questão das soluções serem instáveis leva a um problema. A aproximação de *loop* zero usada no integral de caminho euclidiano para obter a termodinâmica dos buracos negros é válida somente em soluções de buraco negro que sejam um mínimo da ação, ou seja só é válida para soluções estáveis, enquanto que as soluções encontradas por Gibbons e Hawking correspondiam a um máximo da ação, que são instáveis. Embora se possa analisar soluções instáveis como instantões, ou seja soluções que são válidas somente num instante de tempo, o buraco negro desvia-se inevitavelmente dessa situação de equilíbrio. Sendo assim, o ensemble canônico construído não é válido. Uma maneira para descrever estes buracos negros termodinamicamente seria usar o ensemble microcanônico, que não iremos explorar aqui.

### 5.4 A cavidade de York

Em 1986, York [21] estudou o ensemble canônico de um buraco negro simetricamente esférico (Schwarzschild) numa cavidade esférica, através da abordagem do integral de caminho euclidiano. Nesta situação, a fronteira entre o espaço-tempo e o reservatório é uma superfície esférica com um raio finito a uma temperatura fixa  $T$ , ou seja, o reservatório de calor encontra-se a uma distância finita do buraco negro. Isto permitiu a York encontrar duas soluções para o buraco negro que estão em equilíbrio com a cavidade, uma descrevendo um buraco negro menor e outra descrevendo um buraco negro maior. A solução que descreve o buraco negro menor é assintoticamente idêntica à solução encontrada por Gibbons e Hawking, no limite em que a superfície esférica da cavidade tem um raio infinito, ou seja quando o reservatório de calor se encontra no infinito. De fato, esta solução do buraco negro menor é instável tal como a solução de Gibbons e Hawking. A solução que descreve o buraco negro maior é estável e não tem um limite adequado quando a superfície esférica da cavidade tem raio infinito, aliás o horizonte de eventos do buraco negro maior neste limite alcança a superfície esférica no infinito. A condição que define estabilidade nesta situação é a localização relativa da superfície esférica da cavidade e do buraco negro. Se a superfície esférica estiver mais próxima do buraco negro comparado com o anél de luz do buraco negro, então a solução é estável, que é o que acontece com a solução que descreve o buraco negro maior. Aqui o anel de luz corresponde ao raio da órbita circular fotônica à volta do buraco negro, em particular buracos negros esféricos têm apenas uma destas órbitas localizada no raio  $r_c = \frac{3GM}{c^2}$ .

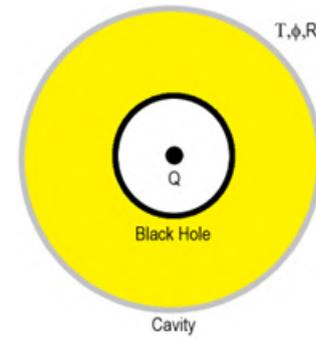
Através do estudo do potencial termodinâmico, York estudou também a possibilidade de transições de fase entre as soluções de buraco negro e a solução de Minkowski, que é o espaço-tempo com curvatura zero, também chamado de espaço-tempo plano. O estado favorável do espaço-tempo é sempre o estado ou solução que esteja num estado de energia menor ou, no caso do ensemble canônico, num estado com um valor mínimo do potencial de Helmholtz. O valor do potencial de Helmholtz para o espaço-tempo plano é zero, enquanto que o valor do potencial para a solução do buraco negro menor é sempre positivo. No entanto, o valor do potencial para a solução

do buraco negro maior pode ser positivo, zero ou negativo, dependendo da temperatura do reservatório. Isto significa que para certas temperaturas, há a possibilidade de nucleação do espaço-tempo plano, ou seja o espaço-tempo plano torna-se na solução do buraco negro maior, através de um processo termodinâmico. Se o espaço-tempo estiver no estado da solução do buraco negro menor, dependendo das perturbações termodinâmicas, o espaço-tempo evolui ou para um espaço-tempo plano ou para a solução do buraco negro maior. O estudo destas transições de fase são importantes para compreender qualitativamente como o espaço-tempo se possa estar a comportar microscopicamente.

Devido à existência de uma solução estável, conclui-se que o ensemble canônico de buracos negros só é bem definido se a fronteira do espaço-tempo com o reservatório de calor esteja a uma distância finita do buraco negro. Note-se que esta fronteira pode não ter localização exata. Um exemplo é o espaço-tempo com constante cosmológica negativa contendo um buraco negro, chamados espaços-tempos assintoticamente anti-de Sitter, em que a curvatura do espaço-tempo impede que qualquer matéria alcance distância infinita e portanto é análogo a um buraco negro dentro de uma caixa.

## 6 Perspectivas

Desde o trabalho de referência de York, o ensemble canônico e grande canônico de espaços-tempos tem vindo a ser estudado. É de referir o trabalho de Braden et al [22] em que estudaram o ensemble grande canônico de um buraco negro esférico e eletricamente carregado (Fig. 4), em quatro dimensões. Nesta situação, a quantidade fixa adicional é o potencial elétrico na superfície esférica da cavidade. De fato, Braden et al encontraram que existem duas soluções de buraco negro, um estável que corresponde ao buraco negro maior e um instável correspondente ao buraco negro menor. Outros sistemas também foram estudados, por exemplo buracos negros carregados [23] e neutros [24] em espaços-tempos com constante cosmológica negativa, e espaços-tempos com matéria auto gravitante [25]. Um trabalho também importante foi o de Martinez e York [26] em que consideram um buraco negro com uma superfície esférica de matéria à



**Figura 4:** Esquema do espaço-tempo contendo um buraco negro com carga elétrica  $Q$  dentro de uma cavidade, em que na superfície esférica da cavidade a temperatura, o potencial elétrico e o seu raio são fixos.

sua volta e mostram que a entropia total do sistema é a soma das entropias do buraco negro e da matéria.

Uma linha da frente interessante é fazer a generalização destes resultados para maiores dimensões. É de referir os trabalhos de André e Lemos em que tratam o ensemble canônico de um buraco negro esférico neutro em cinco dimensões [27] e em dimensões arbitrárias [28]. Verifica-se que existem resultados que também são válidos para dimensões arbitrárias, como é o caso da estabilidade da solução de buraco negro esférico neutro em que continua a ser definida pelo raio da órbita fotônica. Existem também novos resultados, como o fato de que a solução do buraco negro maior é mais favorável que o espaço-tempo plano se a superfície esférica da cavidade se situar a um raio inferior ao dado pelo limite de Buchdahl [8], que indica a compacidade máxima de uma estrela composta por um fluido perfeito para que esta se mantenha estável e não sofra colapso gravitacional. Esta ligação entre termodinâmica dos buracos negros e a estabilidade da matéria é algo fascinante. De fato, através do tratamento termodinâmico de superfície esférica de matéria é possível obter num certo limite a termodinâmica de buracos negros [29]. Uma generalização do trabalho de Braden et al para dimensões arbitrárias está a ser também realizada e deve aparecer em breve [30].

O estudo contínuo do ensemble canônico e grande canônico de espaços-tempos contendo buracos negros é importante para perceber a ligação entre a termodinâmica e a gravidade. Espera-se que uma compreensão desta ligação seja alcançada, também através do cálculo de correções quânticas de possíveis teorias quânticas da gra-

vidade ou através da modificação da teoria da gravidade em si. Esta é uma linha da frente da investigação atual que procura abrir fronteiras em gravitação, teoria quântica e termodinâmica.

### Agradecimentos

O autor deste artigo queria agradecer ao grupo de investigação GRIT do CENTRA pelas discussões tidas, em física e não só. Em particular, o autor deste artigo queria agradecer ao seu supervisor de doutoramento prof. José Sande Lemos pelas discussões e os trabalhos de investigação com o tema deste artigo e também pelas sugestões dadas no desenvolvimento deste artigo.

### Sobre o autor

Tiago Vasques Fernandes ([tiago.vasques.fernandes@tecnico.ulisboa.pt](mailto:tiago.vasques.fernandes@tecnico.ulisboa.pt)) possui Bacharelado (2018) e Mestrado (2020) em Engenharia Física Tecnológica pelo Instituto Superior Técnico (IST), tendo efetuado uma tese de mestrado sobre os modos quasinormais de buracos negros. Atualmente é estudante de doutoramento em Física no IST, com foco no estudo da termodinâmica de buracos negros através do método do integral de caminho euclidiano. Tem também como interesse o estudo de espaços-tempos contendo buracos negros e a evolução das equações de Einstein.

### Referências

- [1] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman and Co., San Francisco, Calif., 1973).
- [2] GRAVITY Collaboration, *Detection of the Schwarzschild precession in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole*, *Astronomy & Astrophysics* **636**, L5 (2020).
- [3] EHT Collaboration, *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, *The Astrophysical Journal* **875**(1), L1 (2019).
- [4] EHT Collaboration, *First Sagittarius A\* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way*, *The Astrophysical Journal Letters* **930**(2), L12 (2022).
- [5] J. D. Bekenstein, *Black holes and the second law*, *Lettere Al Nuovo Cimento Series 2* **4**(15), 737 (1972).
- [6] S. W. Hawking, *Particle creation by black holes*, *Communications In Mathematical Physics* **43**(3), 199 (1975).
- [7] J. Wheeler e K. Ford, *Geons, Black Holes and Quantum Foam: A Life in Physics* (Norton, New York, 2000).
- [8] H. R. Buchdahl, *General relativistic fluid spheres*, *Physical Review* **116**(4), 1027 (1959).
- [9] J. Oppenheimer e H. Snyder, *On continued gravitational contraction*, *Physical Review* **56**(5), 455 (1939).
- [10] M. Begelman, M. Volonteri e M. Rees, *Formation of supermassive black holes by direct collapse in pre-galactic haloes*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **370**(1), 289 (2006).
- [11] L. Boco et al., *Growth of massive black hole seeds by migration of stellar and primordial black holes: gravitational waves and stochastic background*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2021**(10), 035 (2021).
- [12] B. Carter, *Axisymmetric black hole has only two degrees of freedom*, *Physical Review Letters* **26**(6), 331 (1971).
- [13] J. M. Bardeen, B. Carter e S. W. Hawking, *The four laws of black hole mechanics*, *Communications in Mathematical Physics* **31**(2), 161 (1973).
- [14] S. W. Hawking, *Black holes in general relativity*, *Communications in Mathematical Physics* **25**(2), 152 (1972).
- [15] R. Penrose, *Gravitational collapse: The role of general relativity*, *Riv. Nuovo Cim.* **1**, 257 (1969), republicado em R. Penrose, "Golden Oldie": *Gravitational Collapse: The Role of General Relativity*, *General Relativity and Gravitation* **34**, 1141 (2002).

- [16] R. M. Wald, *Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics* (University of Chicago, Chicago, 1994).
- [17] S. Fulling, *Nonuniqueness of canonical field quantization in Riemannian space-time*, *Physical Review D* **7**(10), 2850 (1973).
- [18] P. C. W. Davies, *Scalar production in Schwarzschild and Rindler metrics*, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **8**(4), 609 (1975).
- [19] W. Unruh, *Notes on black-hole evaporation*, *Physical Review D* **14**(4), 870 (1976).
- [20] G. Gibbons e S. Hawking, *Action integrals and partition functions in quantum gravity*, *Physical Review D* **15**(10), 2752 (1977).
- [21] J. York, *Black-hole thermodynamics and the Euclidean Einstein action*, *Physical Review D* **33**(8), 2092 (1986).
- [22] H. Braden et al., *Charged black hole in a grand canonical ensemble*, *Physical Review D* **42**(10), 3376 (1990).
- [23] C. Peça e J. Lemos, *Thermodynamics of Reissner–Nordström–anti-de Sitter black holes in the grand canonical ensemble*, *Physical Review D* **59**(12), 124007 (1999).
- [24] M. Akbar, *Schwarzschild–anti-de Sitter black holes within isothermal cavity: Thermodynamics, phase transitions, and the Dirichlet problem*, *Physical Review D* **82**(6), 064001 (2010).
- [25] O. Zaslavskii, *Canonical ensemble for arbitrary configurations of self-gravitating systems*, *Physics Letters A* **152**(9), 463 (1990).
- [26] E. Martinez e J. York, *Additivity of the entropies of black holes and matter in equilibrium*, *Physical Review D* **40**(6), 2124 (1989).
- [27] R. André e J. Lemos, *Thermodynamics of five-dimensional Schwarzschild black holes in the canonical ensemble*, *Physical Review D* **102**(2), 024006 (2020).
- [28] R. André e J. Lemos, *Thermodynamics of d-dimensional Schwarzschild black holes in the canonical ensemble*, *Physical Review D* **103**, 064069 (2021).
- [29] T. Fernandes e J. Lemos, *Electrically charged spherical matter shells in higher dimensions: Entropy, thermodynamic stability, and the black hole limit*, *Physical Review D* **106**(10), 104008 (2022).
- [30] J. Fernandes e J. P. S. Lemos, *Grand canonical ensemble of a d-dimensional Reissner–Nordström spacetime in a cavity*, a ser publicado.

# Uma discussão sobre buracos negros quânticos

Matheus S. Soares<sup>1</sup> e Gabriel Menezes<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal do Rio de Janeiro

<sup>2</sup>Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro

## Resumo

Neste trabalho iremos discutir os aspectos físicos principais referentes ao processo de criação de partículas perto do horizonte de eventos de um buraco negro. Para tanto, vamos examinar brevemente o formalismo da teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. Discutiremos sobre o porquê de se usar esta abordagem e como ela é utilizada para se estudar processos quânticos na vizinhança do horizonte de eventos de um buraco negro. Também apresentaremos resultados que revelam como buracos negros podem ser fundamentais na busca de uma teoria de gravitação quântica.

## Abstract

In this work we will discuss the main physical aspects related to the process of particle creation by black holes. To this end, we will briefly examine the formalism of quantum field theory in curved spacetime. We will discuss why we should use this approach and how it is employed to study quantum processes in the vicinity of the event horizon of a black hole. We will also present results that reveal how black holes can play a key role in the search for a theory of quantum gravity.

**Palavras-chave:** buracos negros, teoria quântica de campos em espaços curvos, gravitação quântica

**Keywords:** black holes, quantum field theory in curved spacetime, quantum gravity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.40314](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.40314)

## 1 Introdução

Os buracos negros estão entre os objetos mais fascinantes do Universo. Por muito tempo, os buracos negros foram entendidos como apenas uma especulação teórica por vários físicos e astrônomos, mas são agora amplamente compreendidos como fazendo parte da explicação básica para muitos fenômenos astrofísicos, como, por exemplo, binários massivos de raios-X e núcleos galácticos ativos. Podemos constatar a existência de um buraco negro a partir de seus efeitos gravitacionais em sua vizinhança; por certo, a primeira detecção direta bem-sucedida de ondas gravitacionais envolveu o estudo da produção de tais ondas pela fusão de dois buracos negros [1–4]. Esta observação fornece a evidência mais concreta da existência de buracos negros até o presente momento. Podemos citar também o programa do Telescópio Horizonte de Eventos (*Event Horizon Telescope*, EHT), que se propõe a observar a vizinhança dos horizontes de eventos dos buracos negros, esforços que culminaram na primeira imagem direta de um buraco negro, no caso o buraco

negro supermassivo que fica no centro da galáxia Messier 87 [5–10].

Uma definição elementar de um buraco negro seria uma região no espaço-tempo na qual o potencial gravitacional,  $GM/R$ , excede o quadrado da velocidade da luz,  $c^2$  [11]. Tal afirmação é independente da teoria gravitacional considerada, e também fornece uma definição intuitiva de um buraco negro, segundo a qual qualquer corpo astronômico cuja velocidade de escape associada seja maior que a velocidade da luz deve se comportar como um buraco negro [11]. De fato, tal argumento foi colocado há mais de dois séculos atrás por John Michell (1784) e Pierre-Simon de Laplace (1796).

A história contemporânea dos buracos negros se inicia junto com a Relatividade Geral de Einstein. Com efeito, logo após Einstein ter publicado as famosas equações de campo que levam seu nome, Karl Schwarzschild apresentou uma solução que descreve o campo gravitacional na região externa de um corpo massivo estático e esféricamente simétrico. Rapidamente percebeu-se que essa solução tem um comportamento pecu-

liar para uma distância radial específica que hoje chamamos de *raio de Schwarzschild*. Neste ponto, a solução encontrada por Schwarzschild torna-se singular.

Em 1958 David Finkelstein identificou a superfície associada ao raio de Schwarzschild como sendo aquilo que chamamos de *horizonte de eventos*, um limite além do qual os eventos não podem afetar de forma causal um observador. A solução de Finkelstein estende a solução de Schwarzschild para o futuro de observadores caindo em um buraco negro. Uma extensão completa foi encontrada por Kruskal [12] e Szekeres [13]. Com isso, chegamos à característica definidora de um buraco negro – a presença de um horizonte de eventos: uma fronteira no espaço-tempo que separa a região externa da região interna de um buraco negro; matéria e luz só podem atravessá-la de fora para dentro, nunca no sentido contrário.

No contexto da Relatividade Geral, no centro de buracos negros existem o que chamamos de singularidades, pontos de densidade infinita no espaço-tempo. É uma condição onde o campo gravitacional é tão intenso que o próprio espaço-tempo colapsa. A princípio, pensava-se que as características misteriosas das soluções dos buracos negros fossem resultados artificiais de condições de simetria impostas, e que as singularidades não deveriam aparecer em situações genéricas. No entanto, no final dos anos 1960, Roger Penrose e Stephen Hawking provaram rigorosamente, através de teoremas matemáticos intrincados, que as singularidades devem surgir genericamente.

Os trabalhos de Bardeen, Bekenstein, Carter e Hawking no início dos anos 1970 levaram à formulação das chamadas leis da mecânica dos buracos negros, que comportam uma analogia extraordinária com as leis usuais da termodinâmica, relacionando massa com energia, área com entropia e gravidade superficial com temperatura. No entanto, como apontado pela primeira vez por Bekenstein, se os buracos negros tivessem uma temperatura real como os sistemas termodinâmicos, eles irradiariam energia, contradizendo frontalmente sua definição básica.

A discordância foi resolvida quando Hawking, em 1974, mostrou que, ao se levar em conta processos quânticos na vizinhança do horizonte de eventos, os buracos negros devem irradiar semelhantemente a um corpo negro (mas não exatamente como um), com uma temperatura pro-

porcional à gravidade superficial do horizonte de eventos do buraco negro, exatamente como sugerido pela analogia com as leis da termodinâmica, prevendo o fenômeno hoje conhecido como efeito Hawking.

Para entendermos minuciosamente do ponto de vista da Física como Hawking chegou a esse importante resultado, é necessário empregarmos técnicas da teoria quântica de campos (TQC) em espaço-tempo curvo. Este é um ramo da física que combina os princípios da mecânica quântica com a relatividade especial e geral [14]. Nesta teoria, estudamos o comportamento dinâmico de campos em um espaço-tempo curvo. A curvatura de tal espaço-tempo é ditada por um objeto clássico massivo, por exemplo, buracos negros. Antes de examinarmos os aspectos mais importantes da TQC em espaço-tempo curvo, vamos voltar à história dos buracos negros e analisar com mais detalhes vários resultados mencionados anteriormente.

## 2 Buracos negros clássicos

Nesta seção vamos expor com algum detalhe alguns aspectos clássicos de buracos negros relatados acima. Estamos assumindo que o leitor possui algum conhecimento sobre as técnicas básicas da Relatividade Geral. Em todo caso, tanto quanto for possível, ao longo do texto iremos estabelecer certas definições básicas de forma heurística para alguns objetos importantes para nossa discussão, mas sem grandes pormenores, de modo a não perturbar o fluxo da leitura. Um desenvolvimento básico elucidativo pode ser encontrado em diversos locais na literatura, como, por exemplo, os livros [15–17].

Conforme mencionado anteriormente, de maneira bastante simplificada, um buraco negro corresponde a uma região do espaço-tempo onde o potencial gravitacional nessa região obedece à relação

$$\frac{GM}{R} > c^2, \quad (1)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional,  $M$  é a massa do objeto de raio  $R$  (uma estrela, por exemplo) que dita tal potencial e  $c$  é a velocidade da luz. Ou seja, um buraco negro é qualquer objeto em que a velocidade de escape é maior que a velocidade da luz. Com isso, observamos que existe uma região do espaço-tempo na qual objetos que

a adentram só poderiam escapar com uma velocidade superior a da luz; como, pela Relatividade Especial, nenhum corpo massivo tem velocidade maior que a da luz, segue-se, portanto, que nenhum objeto é capaz de escapar da região interna de um buraco negro.

Na Relatividade Geral, através da solução das equações de Einstein para objetos simetricamente esféricos e estáticos no vácuo, a *solução de Schwarzschild*, podemos ver naturalmente o surgimento de buracos negros. Neste tipo de solução, o espaço-tempo é descrito pela métrica (a partir daqui estaremos trabalhando com unidades tais que  $G = c = \hbar = k_B = 1$ , onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (2)$$

onde  $d\Omega^2$  é a métrica de uma 2-esfera. Pela Eq. (2) observamos que existem dois valores para  $r$  aos quais a solução diverge – estas são as chamadas singularidades do modelo. Para  $r = 2M$  temos o que chamamos de horizonte de eventos. É a região do espaço-tempo que para valores de  $r \leq 2M$  não há como escapar de um colapso para o centro do buraco negro. No entanto, essa singularidade pode desaparecer se realizarmos uma mudança de coordenadas; por essa razão, chamamos essa de singularidade de coordenadas. Por outro lado, a singularidade em  $r = 0$  sempre permanece, que corresponde ao centro do buraco negro. Nela, temos uma divergência do campo gravitacional pois acarreta em uma divergência na curvatura do espaço-tempo. Vale dizer que a solução de Schwarzschild não é a única que apresenta esse tipo de singularidade. Diversas soluções para diferentes objetos massivos levam à métricas com singularidades e horizontes de eventos, conduzindo, é claro, a buracos negros. Este é o caso da solução de Kerr (que descreve um buraco negro em rotação) e da solução de Reissner-Nordström (que descreve um buraco negro com carga elétrica).

A Relatividade Geral prevê que qualquer objeto colapsando gravitacionalmente para raios menores que o raio de Schwarzschild forma um buraco negro, dentro do qual uma singularidade (escondida pelo horizonte de eventos) seria formada. Conforme mencionado acima, os observadores que caem em um buraco negro não po-

dem evitar ser carregados para a singularidade quando cruzam o horizonte de eventos. O fato de que tais singularidades podem ser genericamente formadas é o conteúdo principal dos teoremas de singularidade de Penrose-Hawking. A ideia básica por trás desses teoremas é que certos critérios devem estar manifestos para que geodésicas<sup>1</sup> deixem de ser curvas que extremizam distâncias e/ou tempos próprios. De forma bem simples, tais critérios significam que, a partir de um tempo finito, o movimento de certas partículas em queda livre não pode ser mais determinado; o “fim” de tal geodésica seria a singularidade.

Admitindo certas condições de energia, os teoremas de singularidade também mostram que, em determinadas circunstâncias, geodésicas do tipo tempo “suficientemente longas” não podem ser curvas extremas. Dados argumentos globais envolvendo a compacidade dos espaços de curvas causais, estabelece-se a existência de curvas do tipo tempo de máximo comprimento em espaços-tempos globalmente hiperbólicos.<sup>2</sup> A contradição desses resultados produz os teoremas de singularidade: em condições adequadas, geodésicas do tipo tempo (ou tipo nulo) “suficientemente longas” não podem existir, ou seja, deve-se ter incompletude geodésica do tipo tempo (ou tipo nulo), o que equivale a formação de singularidades dentro de buracos negros [16, 18].

Um dos resultados mais interessantes nos estudos dos buracos negros é que a área de um horizonte de eventos, por estar relacionado à sua massa, não pode diminuir. Isso foi observado por Hawking, que fez um paralelo entre este resultado e a segunda lei da termodinâmica, que diz que a entropia de um sistema fechado nunca diminui [19, 20]. Esta analogia levou à descrição da dinâmica dos buracos negros por meio de quatro leis similares às leis da termodinâmica. As leis da dinâmica de buracos negros são [11, 16, 18]

- **Lei zero:** Todos os pontos de um horizonte de eventos de um buraco negro em equilí-

<sup>1</sup>Na Relatividade Geral, uma geodésica generaliza o conceito de uma “linha reta” para o caso de um espaço-tempo curvo. A trajetória de uma partícula livre (apenas submetida à interação gravitacional) é um tipo particular de geodésica. Geodésicas tipo espaço, nulas e tipo tempo correspondem a geodésicas (em um espaço-tempo com assinatura  $+- --$ ) com um vetor tangente  $u$  de norma  $|u| = g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu$  negativa, zero ou positiva, respectivamente.

<sup>2</sup>Em uma nota de rodapé mais adiante iremos comentar brevemente sobre o conceito de espaço-tempo globalmente hiperbólico.

brio possuem gravidade superficial  $g$ . No caso de um buraco negro de Schwarzschild,  $g = (4M)^{-1}$ .

- **Primeira lei:** As variações da massa  $M$ , a carga elétrica  $Q$  e o momento angular  $J$  de um buraco negro estacionário ficam relacionadas através da equação

$$dM = \frac{g}{8\pi}dA + \Omega_H dJ + \Phi_H dQ, \quad (3)$$

onde  $\Omega_H$  é a velocidade angular do horizonte de eventos e  $\Phi_H$  é o potencial elétrico do mesmo.

- **Segunda lei:** A área do horizonte de eventos de um buraco negro nunca diminui

$$dA \geq 0. \quad (4)$$

- **Terceira lei:** É impossível obter uma gravidade superficial nula ( $g \neq 0$ ) por um número finito de operações. Em outras palavras, buracos negros com valores máximos de momento angular e carga terão entropia mínima e, por consequência, nunca podemos ter tais buracos negros.

Conforme pode-se facilmente perceber, tais leis apresentam uma analogia formidável com as leis usuais da termodinâmica clássica. Para entendermos essa analogia de forma mais profunda, devemos discutir o efeito Hawking [21], que estabelece a conexão fundamental entre os dois conjuntos de leis. Antes de discutirmos esse efeito com mais detalhe, devemos nos familiarizar com algumas ferramentas básicas da teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo.

### 3 TQC em espaços-tempos curvos

#### 3.1 Aproximação semiclássica

Nesta seção, vamos apresentar os principais fundamentos e resultados da teoria quântica de campos em espaços-tempos curvos. Para não comprometer o entendimento do procedimento com complicações técnicas que podem surgir, iremos nos limitar às situações com o sistema físico sendo descrito por um campo escalar real e massivo  $\varphi$ . Não é nossa intenção reproduzir em todos os detalhes as já conhecidas técnicas de tal modelo, mas pontuaremos os principais resultados

e procedimentos. Uma leitura bem completa e detalhada é dada nas referências [14, 22–24].

Na construção de uma teoria quântica de unificação das forças da natureza, a interação gravitacional ainda resiste a uma compreensão consensual satisfatória.<sup>3</sup> Parte da razão vem do fato de que apenas a escalas de energia muito altas, muito além do que podemos sondar com tecnologias atuais, é que efeitos quânticos gravitacionais tornam-se relevantes. De qualquer forma, podemos perguntar se mesmo assim conseguimos estudar a influência do campo gravitacional sobre fenômenos quânticos. Por exemplo, nos primeiros anos da teoria quântica de campos, muitos cálculos foram realizados tomando-se o campo eletromagnético como um campo de fundo clássico, o que produziu resultados que hoje sabemos que estão de acordo com as previsões da eletrodinâmica quântica em uma dada aproximação semiclássica. Assim sendo, poderíamos imaginar fazer o mesmo com o campo gravitacional [14].

Surge, porém, uma primeira (e fundamental) dificuldade. Planck apontou que as constantes universais  $G$ ,  $\hbar$  e  $c$  poderiam ser combinadas para se formar uma unidade fundamental de comprimento, o comprimento de Planck  $(G\hbar/c^3)^{1/2} = 1.616 \times 10^{-33}$  cm. Se desejamos proceder com a quantização do campo gravitacional em um formalismo perturbativo ao longo de uma linha de raciocínio muito parecida com a eletrodinâmica quântica, descobrimos que o quadrado do comprimento de Planck faz o papel de uma constante de acoplamento. Contudo, diferentemente da eletrodinâmica quântica, cuja constante de acoplamento é adimensional, o comprimento de Planck, obviamente, tem dimensões. Isso acarreta no fato de que efeitos quânticos podem se tornar muito grandes quando as escalas de comprimento dos processos quânticos de interesse estão perto do valor de Planck. Quando isso acontece, as diferentes ordens da teoria de perturbação tornam-se comparáveis à ordem mais baixa, e todo o con-

<sup>3</sup>Deve-se salientar aqui que as questões controversas sobre a quantização do campo gravitacional dizem respeito ao comportamento da teoria em altas energias. No jargão de uma teoria de campos efetiva, dizemos que há necessidade de uma “teoria completa no ultravioleta (UV)”. A questão toda é qual seria essa teoria. A baixas energias, nós temos uma teoria de gravitação quântica correta e que funciona em tais escalas de energia – é simplesmente a Relatividade Geral compreendida como uma teoria quântica de campos efetiva. Discutiremos um pouco melhor essa questão adiante.

ceito de uma expansão perturbativa torna-se sem sentido [14].

Poderia-se imaginar que, como o comprimento de Planck é muito pequeno, quando consideramos escalas de comprimentos muito maiores (ou escalas baixas energias), efeitos quânticos do campo gravitacional podem ser desprezados. Contudo, o princípio de equivalência mostra que esse argumento ingênuo não está correto. Com efeito, todas as formas de matéria e energia acoplam-se igualmente à gravidade, incluindo o próprio campo gravitacional. Em uma terminologia da teoria quântica, dizemos que o gráviton está sujeito a um campo gravitacional externo da mesma forma que um fóton. Ou seja, sempre que um campo gravitacional de fundo clássico produzir efeitos importantes envolvendo fótons, deve-se permitir a presença de efeitos igualmente importantes envolvendo grávitons. Segue-se, portanto, que gravitação quântica entra de forma não-trivial em todas as escalas de distância, sempre que efeitos quânticos relevantes ocorrerem [14].

Apesar dessa complicação, ainda é possível proceder com uma descrição semiclássica. A ideia básica é que, para uma escala  $l$  de comprimento típica do sistema sob estudo, desde que  $l^{-2}G \ll 1$ , os efeitos quânticos associados aos grávitons serão insignificantes em comparação aos efeitos quânticos de campos de matéria. Sendo assim, podemos imaginar um tratamento em primeira ordem não-trivial da teoria de perturbação de uma teoria quântica de gravitação acoplada à matéria em que o campo gravitacional permanece clássico – essa é a aproximação semiclássica, chamada também de teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo.

Dada essa aproximação, pode-se indagar sobre a importância dos processos descritos por ela. Essencialmente, modos de um campo quantizado deverão experimentar efeitos gravitacionais não-triviais sempre que seus comprimentos de onda associados sejam comparáveis com alguma escala de comprimento característica do espaço-tempo curvo de fundo. Por exemplo, perto de um buraco negro de raio  $r$ , os modos do campo quantizado com comprimento de onda  $\lambda \gtrsim r$  são seriamente perturbados pela presença do buraco negro. Isto é, na vizinhança de um buraco negro, pode-se esperar a ocorrência de importantes efeitos quânticos.

### 3.2 Aspectos fundamentais sobre quantização em espaço-tempo curvo

Para realizar a quantização de um campo em um espaço-tempo curvo, podemos seguir um procedimento análogo ao caso do espaço-tempo de Minkowski. Esperamos aqui que o leitor tenha conhecimentos básicos de teoria quântica de campos no espaço-tempo plano de Minkowski, um assunto que pode ser visto (e/ou revisto) em diversos livros especializados no assunto [25–27].

Considere um campo escalar real massivo  $\varphi(x)$  propagando-se em um espaço-tempo curvo com elemento de linha

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu \quad (5)$$

onde  $g_{\mu\nu}$  é a chamada métrica desse espaço-tempo, dada como um campo de fundo externo não-quantizado. O jeito mais simples de se construir a ação associada, e com ela descrevermos a dinâmica do campo em tal espaço-tempo, é partir da ação no espaço-tempo de Minkowski e substituir derivadas parciais usuais por derivadas covariantes  $\nabla_\mu$ ,<sup>4</sup> a métrica de Minkowski por  $g_{\mu\nu}$  e elementos de volume  $d^4x$  por elementos de volume invariantes  $d^4x\sqrt{-g(x)}$ , onde  $g = \det g_{\mu\nu}$ . Este é a chamada prescrição de acoplamento mínimo, e é consistente com o princípio de equivalência, de acordo com o qual efeitos gravitacionais locais estão ausentes em uma vizinhança da origem do espaço-tempo de um sistema de referência localmente inercial [23].

Com essa prescrição, a ação do nosso campo escalar fica dada por

$$S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (6)$$

onde a densidade Lagrangiana é

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\sqrt{-g(x)} \left( g^{\mu\nu}(x)\partial_\mu\varphi(x)\partial_\nu\varphi(x) - m^2\varphi^2(x) \right) \quad (7)$$

e  $m$  é a massa do campo (no caso do campo escalar,  $\nabla_\mu\varphi = \partial_\mu\varphi$ ). Ainda poderíamos também considerar um termo extra do tipo  $\xi R\varphi^2$ , onde

<sup>4</sup>Em um espaço-tempo curvo, a derivada de um tensor não produz, em geral, outro tensor. Para obtermos um tensor a partir da diferenciação de um dado tensor, devemos introduzir o conceito da derivada covariante. A derivada covariante é uma generalização da derivada direcional do cálculo vetorial do espaço plano.

$\xi$  é um fator numérico e  $R$  é o escalar de Ricci. O caso  $\xi = 0$ , que corresponde à equação (7), é chamado de minimamente acoplado.

A partir de tal Lagrangiana, e utilizando técnicas tradicionais, podemos obter a equação de campo dada por

$$(\square + m^2)\varphi = 0, \quad (8)$$

onde  $\square = g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu$  é o operador d'Alembertiano covariante. Um conceito que desempenha um papel importante no procedimento de quantização canônica é a definição de produto interno. Sejam  $u$  e  $v$  duas soluções para a equação (8). Definimos o produto interno entre essas soluções como [14]

$$(u, v) = -i \int_\Sigma d\Sigma (-g_\Sigma)^{1/2} n^\mu (v \overleftrightarrow{\partial}_\mu u^*), \quad (9)$$

onde

$$v \overleftrightarrow{\partial}_\mu u^* = v \partial_\mu u^* - \partial_\mu v u^*,$$

$d\Sigma$  é o elemento de volume da hipersuperfície tipo-espaço  $\Sigma$  e  $n^\mu$  é um vetor unitário (com orientação para o futuro) ortogonal à  $\Sigma$ . Tomamos  $\Sigma$  como sendo uma hipersuperfície de Cauchy em um espaço-tempo globalmente hiperbólico e pode-se mostrar, utilizando o teorema de Gauss, que tal produto é independente da escolha de  $\Sigma$ .<sup>5</sup>

Há um conjunto completo de soluções de modo  $\{u_i\}$  da equação de campo que são ortogonais no sentido do produto interno definido acima. Seguimos, então, decompondo o campo como uma combinação linear dos modos  $u$  e dos operadores de aniquilação  $a_i$  e criação  $a_i^\dagger$ :

$$\varphi = \sum_i (a_i u_i + a_i^\dagger u_i^*). \quad (10)$$

A quantização canônica é implementada impondo as relações de comutação  $[a_i, a_j^\dagger] = \delta_{ij}$ , etc. Segue-se daqui que podemos proceder com a definição de um estado de vácuo apropriado, construção do espaço de Fock, etc., em completa analogia com o caso do espaço-tempo de Minkowski.

O problema deste cenário bucólico está relacionado ao fato de que há uma ambiguidade inerente nesse formalismo [14]. No espaço-tempo de

Minkowski, temos um conjunto natural de modos que estão associados ao grupo de Poincaré, que é o grupo de simetria nesse espaço-tempo; em outras palavras, o vetor  $\partial/\partial t$  é um vetor de Killing do tipo-tempo para o espaço-tempo de Minkowski, ortogonal às hipersuperfícies de simultaneidade  $t = \text{constante}$ , e os modos são autofunções desse vetor de Killing com autovalores  $-i\omega$  para  $\omega > 0$ .<sup>6</sup> Com isso, a definição de modos de frequência positiva e de um estado de vácuo invariante sob a ação do grupo de Poincaré podem ser estabelecidas sem ambiguidades.

Contudo, em um espaço-tempo curvo, em geral, não teremos vetores de Killing do tipo-tempo disponíveis e, por consequência, não poderemos definir de forma não-ambígua modos de frequência positivas. Até mesmo podem existir sistemas onde conseguimos identificar vetores de Killing tipo-tempo e executar o procedimento padrão; entretanto, não podemos garantir que a definição do vácuo será única. Ou seja, não temos um sistema de referência privilegiado (como no caso do espaço-tempo plano, que são os sistemas inerciais) que nos possibilitaria utilizar uma decomposição natural em modos para o campo [14].

Para ilustrar esse resultado conhecido como a *não unicidade do vácuo* vamos supor dois sistemas de referência com seus respectivos sistemas de coordenadas, e dotados de conjuntos completos de modos,  $(u_i^A, u_i^{*A})$  para o sistema  $A$  e  $(u_i^B, u_i^{*B})$  para o sistema  $B$ . Desta maneira, o campo pode ser expandido de duas maneiras. Analogamente à Eq. (10), para o sistema  $A$  temos

$$\varphi = \sum_i (a_i u_i^A + a_i^\dagger u_i^{*A}), \quad (11)$$

com a definição do vácuo como  $a_i |0, A\rangle = 0, \forall i$ . Para o sistema  $B$ , temos

$$\varphi = \sum_j (b_j u_j^B + b_j^\dagger u_j^{*B}), \quad (12)$$

com a definição do vácuo como  $b_j |0, B\rangle = 0, \forall j$ . Como ambas as decomposições definem o mesmo

<sup>5</sup>Uma hipersuperfície de Cauchy é usualmente interpretada como sendo uma definição de um "instante de tempo". Um espaço-tempo que possui uma hipersuperfície de Cauchy é dito ser globalmente hiperbólico. Portanto, em um espaço-tempo hiperbólico, a história futura e passada inteira do Universo pode ser prevista (ou retrodita) a partir de condições dadas no instante de tempo representado pela hipersuperfície de Cauchy [16, 18].

<sup>6</sup>Um vetor de Killing é um campo vetorial que preserva a métrica – tais campos são geradores infinitesimais de isometrias, ou, mais simplesmente, os fluxos gerados pelos vetores de Killing geram simetrias [16]. Na prática, se a métrica  $g_{\mu\nu}$  não depender de uma dada coordenada  $x^i$ , isso significa que  $\delta^\mu_i$  será um vetor de Killing. Ou seja, se nenhuma das componentes da métrica depender do tempo, o espaço-tempo deve ter automaticamente um vetor de Killing tipo-tempo.

campo  $\varphi$  e assumimos que os conjuntos de modos são ortogonais, de acordo com (9), podemos escrever o operador de aniquilação em  $B$  em termos dos operadores em  $A$  como

$$b_j = \sum_i (\alpha_{ji}^* a_i - \beta_{ji} a_i^\dagger), \quad (13)$$

onde  $\alpha_{ji}$  e  $\beta_{ji}$  são os chamados *coeficientes de Bogoliubov* e a transformação da Eq. (13) é a chamada transformação de Bogoliubov. Perguntamos, então, se a definição dos vácuos dos dois sistemas é equivalente. Para isso, calculamos

$$b_j |0, A\rangle = - \sum_i \beta_{ji} a_i^\dagger |0, A\rangle, \quad (14)$$

em que percebemos que só podemos ter a unicidade do vácuo caso o coeficiente  $\beta_{ji}$  seja nulo. Isso nos leva à conclusão inexorável de que diferentes sistemas de referência definem diferentes estados de vácuo, o que pode causar uma ambiguidade sobre a definição do que entendemos como partícula. Outro resultado interessante que podemos obter imediatamente é o quanto de partículas  $B$  existe no vácuo do sistema  $A$ . Calculamos isto através do valor esperado no vácuo  $|0, A\rangle$  do operador número associado aos operadores de  $B$ ,  $N_j = b_j^\dagger b_j$ . Através de um cálculo direto, obtemos

$$\langle 0, A | N_j | 0, A \rangle = \sum_i |\beta_{ji}|^2, \quad (15)$$

que possui a interpretação de que o vácuo  $|0, A\rangle$  possui  $\sum_i |\beta_{ji}|^2$  partículas associadas aos modos  $u_j^B$ .

### 3.3 Efeito Unruh-Davies

A fim de ilustrar melhor os resultados discutidos na subseção anterior, e finalmente fazer a ponte com a discussão sobre efeitos quânticos na vizinhança de buracos negros, vamos estudar explicitamente um exemplo físico e que nos levará a um resultado extremamente importante e que nos ajudará a entender o conhecido efeito Hawking. Para isso, vamos calcular a radiação térmica detectada por um observador uniformemente acelerado no espaço-tempo de Minkowski. Para tanto, devemos introduzir as chamadas coordenadas de Rindler [28]

$$\begin{cases} t = \frac{1}{a} e^{a\xi} \sinh a\eta \\ x^1 = \frac{1}{a} e^{a\xi} \cosh a\eta \\ x^2 = y \\ x^3 = z, \end{cases} \quad (16)$$

com  $-\infty < \xi, \eta < \infty$  e  $a > 0$  constante. Este sistema de coordenadas cobre apenas uma porção do espaço-tempo de Minkowski, *i.e.* a região para qual  $x^1 \geq |t|$ , onde existe um vetor de Killing global do tipo tempo  $\partial/\partial\eta$  com relação ao qual podemos definir modos de frequência positiva. Linhas de  $\eta$  constante são retas enquanto que linhas de  $\xi$  constante são hipérbolas e, portanto, representam as linhas de universo de observadores uniformemente acelerados com aceleração própria dada por  $ae^{-a\xi}$ . As coordenadas de Rindler definem a métrica de Rindler [14]:

$$ds^2 = e^{2a\xi}(d\eta^2 - d\xi^2) - dy^2 - dz^2. \quad (17)$$

Na porção do espaço-tempo descrita pelas coordenadas de Rindler, o campo escalar pode ser expandido em termos de modos de ondas planas de Minkowski ou em termos de uma expansão apropriada em modos associados às coordenadas de Rindler. Como resultado, temos uma representação dos operadores de criação e aniquilação associados à Rindler  $b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp), b(\omega, \mathbf{k}_\perp)$ <sup>7</sup> em termos dos operadores correspondentes de Minkowski, exatamente da forma discutida anteriormente. Por consequência, temos duas definições de vácuo – o vácuo de Minkowski  $|0, M\rangle$  e o chamado vácuo de Fulling  $|0, R\rangle$ , respectivamente. O valor esperado no vácuo de Minkowski do operador número de Rindler  $b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp)b(\omega', \mathbf{k}'_\perp)$  nos fornece quantas partículas de Rindler existem no vácuo de Minkowski:

$$\begin{aligned} \langle 0, M | b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp)b(\omega', \mathbf{k}'_\perp) | 0, M \rangle &= \frac{1}{e^{2\pi\omega/a} - 1} \\ &\times \delta(\omega - \omega')\delta(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{k}'_\perp), \end{aligned} \quad (18)$$

que possui uma distribuição térmica do tipo Bose-Einstein com temperatura dada por  $a/2\pi$ . Este resultado nos diz que o vácuo de Minkowski é equivalente a um banho térmico de partículas de Rindler. Esse resultado é o chamado efeito Unruh-Davies: um observador uniformemente acelerado vê o vácuo de Minkowski como um estado térmico de partículas de Rindler [29, 30].

A pergunta que fica é como esse resultado pode nos ajudar a entender o efeito Hawking. Pois bem, é bem conhecido que perto do horizonte, as coordenadas de Schwarzschild  $t$  e  $r$  se comportam

<sup>7</sup> $\mathbf{k}_\perp$  é o momento associado ao espaço das coordenadas  $y, z$  na expansão em modos de Fourier do campo e  $-\omega$  é o autovalor associado ao operador  $\partial/\partial\eta$ .

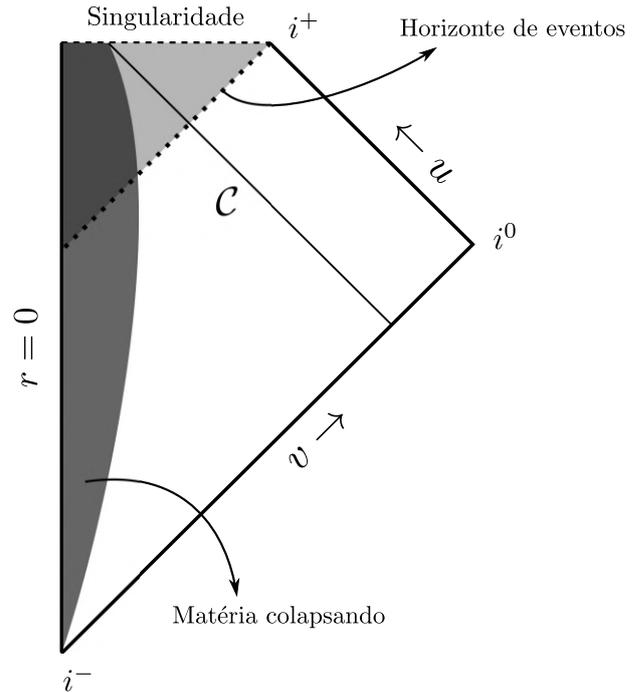
como as coordenadas do espaço-tempo de Rindler. Portanto, o efeito Unruh-Davies apresenta uma conexão muito próxima com o efeito Hawking [31]. Por outro lado, uma discussão recente sobre processos de medições por um detector em um movimento retilíneo uniformemente acelerado pode ser encontrada na referência [32].

#### 4 Buracos negros quânticos – Efeito Hawking

Para esboçarmos com mais detalhe o cálculo original de Hawking, vamos imaginar um corpo isolado que colapsa e que a tempos remotos está tão espalhado e com densidade suficientemente baixa que o espaço-tempo inteiro é quase plano. Suponha que a um tempo próprio finito, medido com respeito aos relógios que se movem junto com partículas do corpo, ele colapsa para formar um buraco negro de Schwarzschild. Aqui vamos seguir principalmente a exposição descrita no livro [23].

As propriedades dos quanta não-massivos criados pelo campo gravitacional de um buraco negro são regidos a tempos tardios por geodésicas nulas que se iniciam longe do corpo que colapsa a tempos remotos, movem-se em direção ao corpo para depois tornarem-se geodésicas nulas que saem para fora do corpo e escapam logo antes do mesmo colapsar para dentro do horizonte de eventos. Tais geodésicas nulas atingem o infinito nulo futuro a tempos tardios arbitrários.<sup>8</sup>

A classe relevante de geodésicas aqui são as geodésicas nulas radiais de saída que se iniciam na vizinhança da região externa do horizonte de eventos. Ao longo de qualquer geodésica nula radial de saída, a coordenada nula  $u = t - r^*$  é constante, enquanto que ao longo de qualquer geodésica nula radial de entrada a coordenada nula



**Figura 1:** Diagrama de Penrose para o colapso de um corpo massivo, estático, esfericamente simétrico e isolado.

$v = t + r^*$  é constante, onde  $r^*$  fica definido por

$$\frac{dr^*}{dr} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}.$$

Seja  $\mathcal{C}$  uma geodésica nula radial de entrada, definida por  $v = v_1$  para algum  $v_1$ , que atravessa o horizonte de eventos do buraco negro de Schwarzschild (ver Figura 1). Seja  $\lambda$  um parâmetro afim ao longo de tal geodésica.<sup>9</sup> A coordenada nula  $u$  é dada ao longo de  $\mathcal{C}$  por uma função  $u(\lambda)$ . A grandes distâncias do horizonte de eventos, temos que  $u \approx 2E\lambda$ , onde  $E$  é uma constante de movimento associada ao momento  $p_t = g_{0\nu}dx^\nu/d\lambda$ ; por outro lado, perto do horizonte de eventos (onde  $\lambda = 0$ ) temos que  $u \approx -4M \ln(\lambda/K_1)$ , onde  $K_1$  é uma constante negativa [23].

O parâmetro afim  $\lambda$  ao longo de  $\mathcal{C}$  pode ser escolhido de tal forma que a forma de  $u$  perto do horizonte de eventos pode ser entendida como uma relação entre  $u$  e  $\lambda$  perto do horizonte [23]. Então a distância em parâmetro afim entre os raios de saída  $u(v_0)$  e  $u(v)$  é constante ao longo do comprimento inteiro da geodésica. Aqui, o raio de

<sup>8</sup>As terminologias “infinito nulo futuro” ( $\mathcal{I}^+$ ) e “infinito nulo passado” ( $\mathcal{I}^-$ ) estão conectadas com um objeto chamado de *Diagrama de Penrose*, muito utilizado em Relatividade Geral, que nada mais é que um diagrama bidimensional que registra as relações causais entre diferentes pontos no espaço-tempo por meio de um tratamento conforme do infinito. Intuitivamente, o mais longe que um fóton (ou qualquer outra partícula não-massiva) poderia ter vindo é do “infinito nulo passado” e o mais longe que um fóton poderia viajar é o “infinito nulo futuro”. Para uma discussão mais detalhada, com exemplos, veja a referência [18].

<sup>9</sup>Um parâmetro afim é aquele que torna a aceleração perpendicular à velocidade. No caso de uma geodésica nula, isso significa que a derivada do vetor tangente é um múltiplo do vetor tangente (portanto, ambos são paralelos).

entrada  $v = v_0$  é o último raio que atravessa o centro do corpo e atinge  $\mathcal{I}^+$ . Raios nulos com  $v > v_0$  entram no buraco negro através do horizonte de eventos (representado por uma linha tracejada na Figura 1) e terminam na singularidade.

Movendo-se para trás no tempo ao longo de  $\mathcal{C}$  através do corpo que colapsa, os raios  $u(v_0)$  e  $u(v)$  tornam-se geodésicas de entrada que se originam em  $\mathcal{I}^-$  em  $v_0$  e  $v$ , respectivamente. A separação afim ao longo da direção nula entre tais geodésicas pode ser escolhida de forma a permanecer constante ao longo dos seus comprimentos inteiros, na medida em que saem do infinito nulo passado para o futuro. Portanto, a separação afim entre  $v$  e  $v_0$  no  $\mathcal{I}^-$  é a mesma que aquela entre  $u(v)$  e  $u(v_0)$  no  $\mathcal{I}^+$ .

Uma vez que  $\mathcal{I}^-$  está longe do corpo que colapsa, a coordenada  $v$  é, ela própria, um parâmetro afim nessa região. Portanto, a diferença  $v - v_0$  deve estar relacionada com a separação afim entre  $u(v)$  e  $u(v_0)$  no  $\mathcal{I}^+$ , ou seja

$$v_0 - v = K_2 \lambda \quad (19)$$

onde  $K_2$  é uma constante negativa. Portanto

$$\begin{aligned} u(v) &= -4M \ln(\lambda/K_1) \\ &= -4M \ln\left(\frac{v_0 - v}{K_1 K_2}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

onde o produto  $K_1 K_2$  produz uma constante positiva. É essa relação que determina o espectro das partículas criadas quando consideramos campos quantizados [23].

Agora, seja um campo escalar real  $\varphi$  obedecendo à equação de campo  $\square\varphi = 0$ . As partículas observadas a tempos tardios são criadas a uma distância afim pequena a partir do horizonte de eventos. O espectro não é afetado pela região interna do buraco negro. Vamos supor que obtivemos um conjunto completo de soluções de frequência positiva de entrada (de energia  $\omega$ ) da equação de campo a tempos remotos e grandes distâncias, representado por  $(f_\omega, f_\omega^*)$ . Assim sendo, pode-se escrever o campo no espaço-tempo inteiro na forma

$$\varphi = \int d\omega (a_\omega f_\omega + a_\omega^\dagger f_\omega^*), \quad (21)$$

e temos as relações de comutação

$$[a_\omega, a_{\omega'}^\dagger] = \delta(\omega - \omega'), \quad (22)$$

etc.

Assim como em  $\mathcal{I}^-$  discutido acima, a definição de soluções de frequência positiva no  $\mathcal{I}^+$  não tem ambiguidades. Seja  $p_\omega$  as soluções da equação de campo que possui zero dados de Cauchy no horizonte de eventos e que são assintoticamente de saída e de frequência positiva em  $\mathcal{I}^+$ . Assuma que  $(p_\omega, p_\omega^*)$  formam um conjunto completo de soluções no infinito nulo futuro. Um pacote de onda formado pela superposição dos  $p_\omega$  é de saída e localizado para grandes distâncias radiais a tempos tardios.

Por outro lado, a solução mais geral da equação de campo terá uma parte que é de entrada no horizonte de eventos a tempos tardios. Portanto, devemos apresentar um conjunto de soluções  $q_\omega$  de tal forma que uma superposição delas a tempos tardios é localizada perto do horizonte de eventos e tem zero dados de Cauchy em  $\mathcal{I}^+$ . Suponha que  $(q_\omega, q_\omega^*)$  formam um conjunto completo de soluções no horizonte. Uma vez que os pacotes de onda formados por  $p_\omega$  e  $q_\omega$  estão em regiões disjuntas a tempos tardios, o produto interno deles deve se anular.

Assim sendo, podemos expandir também o nosso campo no espaço-tempo inteiro utilizando  $p_\omega$  e  $q_\omega$ :

$$\begin{aligned} \varphi &= \int d\omega (b_\omega p_\omega + c_\omega q_\omega \\ &+ b_\omega^\dagger p_\omega^* + c_\omega^\dagger q_\omega^*), \end{aligned} \quad (23)$$

e as relações de comutação

$$\begin{aligned} [b_\omega, b_{\omega'}^\dagger] &= \delta(\omega - \omega') \\ [c_\omega, c_{\omega'}^\dagger] &= \delta(\omega - \omega'), \end{aligned} \quad (24)$$

etc.

Vamos escolher o estado de vácuo  $|0\rangle$  como sendo aquele com zero partículas do campo no  $\mathcal{I}^-$ , ou seja,  $a_\omega|0\rangle = 0$  para todo  $\omega$ . Conforme discutido anteriormente, o espectro de partículas de saída pode ser determinado pelos coeficientes da transformação de Bogoliubov que relaciona  $b_\omega$  com  $a_{\omega'}$  e  $a_{\omega'}^\dagger$ . Como  $(f_\omega, f_\omega^*)$  formam um conjunto completo de soluções, podemos escrever que

$$p_\omega = \int d\omega' (\alpha_{\omega\omega'} f_{\omega'} + \beta_{\omega\omega'} f_{\omega'}^*) \quad (25)$$

e, utilizando a definição do produto interno dada acima:

$$\begin{aligned} \beta_{\omega\omega'} &= -(f_{\omega'}^*, p_\omega) \\ \alpha_{\omega\omega'} &= (f_{\omega'}, p_\omega). \end{aligned} \quad (26)$$

Podemos formar um pacote de ondas a partir da superposição dos  $p_\omega$  para uma extensão de frequências perto de um dado valor  $\omega$ . Os coeficientes de tal superposição podem ser escolhidos de tal forma que o pacote de onda de saída atinge o  $\mathcal{I}^+$  ao longo de uma geodésica nula caracterizada por um valor constante grande de  $u$ . As componentes  $p_\omega$  desse pacote podem ser expressas em termos de  $f_\omega$  e  $f_\omega^*$  por meio de (25). Agora, imagine que estamos propagando esse pacote de onda para trás no tempo. Parte dele será espalhado de volta em direção ao futuro pelo espaço-tempo curvo, e atingirá o  $\mathcal{I}^-$  como uma superposição dos  $f_{\omega'}$  com frequências perto da frequência original  $\omega$ . Outra parte do pacote irá atravessar o centro do corpo em colapso e atingirá o  $\mathcal{I}^-$  como uma superposição de  $f_\omega$  e  $f_\omega^*$  tendo valores de frequência que sofreram um forte deslocamento de Doppler para o azul,  $\omega' \gg \omega$ .

Portanto, os  $p_\omega$  nessa última parte do pacote de onda podem ser expressos em termos de  $f_\omega$  e  $f_\omega^*$  por meio da equação (25) com coeficientes  $\alpha_{\omega\omega'}$  e  $\beta_{\omega\omega'}$  com  $\omega' \gg \omega$ . Além disso, os valores relevantes de  $\omega'$  tornam-se arbitrariamente altos a tempos suficientemente tardios (isto é, na medida em que  $u \rightarrow \infty$ ). Portanto, o espectro a tempos tardios das partículas de saída é determinado pela forma assintótica dos coeficientes  $\beta_{\omega\omega'}$  para valores arbitrariamente altos de  $\omega'$ .

Para determinarmos tais coeficientes, devemos rastrear esta última parte de  $p_\omega$  para trás no tempo ao longo de uma geodésica de saída que possui um grande valor para  $u$ . Tal geodésica atravessa o centro do corpo em colapso logo antes da formação do horizonte de eventos, e emerge como uma geodésica de entrada caracterizada por um valor de  $v$  muito próximo à  $v_0$ . O valor de  $v$  no qual o pacote de onda atinge o  $\mathcal{I}^-$  fica relacionado com o valor de  $u$  que ele possuía no  $\mathcal{I}^+$  pela relação mencionada anteriormente:

$$u(v) = -4M \ln \left( \frac{v_0 - v}{K} \right) \quad (27)$$

onde  $K = K_1 K_2$ . A localização do centro desse pacote de onda formado pelos  $p_\omega$  com uma pequena extensão de frequências perto de  $\omega$  pode ser determinado pelo princípio da fase estacionária. Segue-se que, em tempos remotos, as componentes de  $p_\omega$  que formam a parte do pacote de onda que atravessa o corpo em colapso e atinge o

$\mathcal{I}^-$  em  $v$  possuem a forma

$$p_\omega \sim \omega^{-1/2} r^{-1} e^{-i\omega u(v)} S(\theta, \phi) \quad (28)$$

onde  $v < v_0$ , números quânticos discretos estão suprimidos por conveniência e o fator  $\omega^{-1/2}$  é necessário de acordo com a normalização do produto interno. Os  $f_{\omega'}$  na expansão (25) tem forma assintótica perto de  $\mathcal{I}^-$  dada por

$$f_{\omega'} \sim \omega^{-1/2} r^{-1} e^{-i\omega' v} S(\theta, \phi) \quad (29)$$

onde  $v = t + r < v_0$  é a coordenada nula de entrada em  $\mathcal{I}^-$ .

Utilizando essas formas assintóticas para  $p_\omega$  e  $f_{\omega'}$ , o teorema de Fourier pode ser utilizado para se mostrar que [23]

$$\begin{aligned} \alpha_{\omega\omega'} &= C \int_{-\infty}^{v_0} dv \left( \frac{\omega'}{\omega} \right)^{1/2} e^{i\omega' v} e^{-i\omega u(v)} \\ \beta_{\omega\omega'} &= C \int_{-\infty}^{v_0} dv \left( \frac{\omega'}{\omega} \right)^{1/2} e^{-i\omega' v} e^{-i\omega u(v)} \end{aligned}$$

onde  $C$  é uma constante. Após uma série de cálculos e manipulações algébricas, encontramos que [23]

$$|\alpha_{\omega\omega'}|^2 = e^{8\pi M\omega} |\beta_{\omega\omega'}|^2 \quad (30)$$

para a parte do pacote de onda que foi propagada para trás no tempo através do corpo em colapso logo antes da formação do buraco negro. Para as componentes  $p_\omega$  desta parte do pacote de onda, temos o produto interno

$$(p_\omega, p_{\omega'}) = \Gamma(\omega) \delta(\omega - \omega') \quad (31)$$

onde  $\Gamma(\omega)$  é a fração de um pacote de onda de saída de frequência  $\omega$  em  $\mathcal{I}^+$  que se propagaria para trás no tempo através do corpo em colapso para o  $\mathcal{I}^-$ . Pode-se mostrar que [23]

$$\Gamma(\omega) \delta(\omega - \omega') = \int dW (\alpha_{\omega W}^* \alpha_{\omega' W} - \beta_{\omega W}^* \beta_{\omega' W}). \quad (32)$$

A informação sobre as partículas que são criadas no colapso do corpo para formar o buraco negro deve estar contida em  $b_\omega$ :

$$\langle 0 | b_\omega^\dagger b_\omega | 0 \rangle = \int d\omega' |\beta_{\omega\omega'}|^2. \quad (33)$$

Deve-se tomar cuidado ao se efetuar este cálculo pois a presença de uma função delta  $\delta(\omega - \omega')$

produz um valor infinito. Para uma representação apropriada da função delta, encontramos que [23]

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \Gamma(\omega)(T/2\pi) = (e^{8\pi M\omega} - 1) \int d\omega' |\beta_{\omega\omega'}|^2$$

e portanto

$$\langle 0|b_{\omega}^{\dagger}b_{\omega}|0\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} (T/2\pi)\Gamma(\omega)\frac{1}{e^{8\pi M\omega} - 1}. \quad (34)$$

A interpretação desse resultado é que, a tempos tardios, o número de partículas criadas por unidade de frequência angular e por unidade de tempo que atravessa uma superfície de raio  $R$  (onde  $R$  é muito maior que a circunferência do horizonte de eventos do buraco negro) é dada por

$$(2\pi)^{-1}\Gamma(\omega)\frac{1}{e^{8\pi M\omega} - 1}. \quad (35)$$

Isto implica que o buraco negro de Schwarzschild emite (e absorve) radiação térmica como um corpo cinza de absorvidade  $\Gamma(\omega)$  à temperatura  $(8\pi M)^{-1} = (2\pi)^{-1}g$ , onde  $g = (4M)^{-1}$  é a gravidade superficial do buraco negro de Schwarzschild. Este é, em sua essência, o resultado derivado por Hawking e conhecido como radiação Hawking. Compare com o resultado encontrado para o caso do espaço-tempo de Rindler.

Um dos resultados mais interessantes aqui é que, conforme discutimos anteriormente, a definição de vácuo não é única em um espaço-tempo curvo; podemos, por exemplo, considerar dois tipos de "vácuo" aqui, um associado às coordenadas de Schwarzschild, definidas pela equação (2), denotado por  $|0, S\rangle$ , e outro associado à extensão completa de Kruskal-Szekeres, mencionada na introdução, e representado por  $|0, K\rangle$ . A questão é que pode-se mostrar que  $|0, S\rangle$  possui uma analogia profunda com o vácuo de  $|0, R\rangle$  discutido anteriormente, e  $|0, K\rangle$  seria análogo ao vácuo de Minkowski. Por sua vez, como vimos acima, as coordenadas de Schwarzschild descrevem apenas uma parte do espaço-tempo, semelhantemente às coordenadas de Rindler em Minkowski. Ou seja, de forma análoga ao efeito Unruh-Davies, o estado puro  $|0, K\rangle$ , definido em todo o espaço-tempo do buraco negro, aparece a um observador confinado a uma porção do espaço-tempo como um estado misto [14].

O processo de emissão de um espectro térmico de partículas por um buraco estabelece uma conexão profunda com a segunda lei generalizada

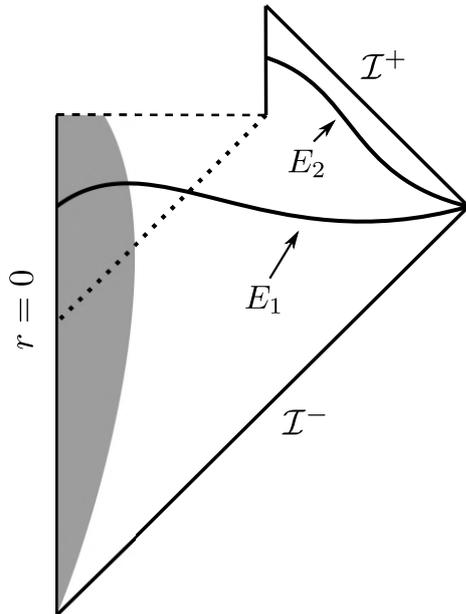
da termodinâmica de acordo com a qual um buraco negro tem entropia proporcional à área do horizonte de eventos.

## 5 O problema da perda de informação e algumas possíveis soluções

Em seu cálculo original, Hawking considerou um campo quantizado em um espaço-tempo clássico de um corpo que colapsa para formar um buraco negro. Como vimos acima, utilizando transformações de Bogoliubov, ele encontrou que um observador distante em tempos tardios irá detectar um fluxo de partículas com um espectro térmico. Esse fluxo térmico surge por conta da formação de um horizonte de eventos devido ao colapso gravitacional do corpo. Heuristicamente, esse fluxo pode ser imaginado da seguinte forma [11, 14]. Pares de partículas/antipartículas de comprimento de onda  $\lambda$  são criados espontaneamente pelo vácuo quântico em torno do buraco negro. Tais pares se separam por uma distância típica  $\sim \lambda$  antes de se aniquilarem. Contudo, a presença do horizonte de eventos potencialmente perturba esse processo de aniquilação; tipicamente, para  $\lambda \sim M$ , o tamanho do buraco negro, forças de maré intensas operam de forma a evitar a aniquilação. O resultado é que uma das partículas do par, de energia positiva, consegue escapar para o infinito, contribuindo para o fluxo de energia de Hawking, enquanto que a antipartícula correspondente, presa pelo poço de potencial profundo, atravessa o horizonte de eventos para dentro do buraco negro. Portanto, tudo acontece como se o buraco negro irradiasse quanta com comprimentos de onda da ordem de  $M$  [14].

O fluxo de energia emitido pelo buraco negro implica que sua massa decresce. Durante esse processo de evaporação do buraco negro, a gravidade superficial e a temperatura do buraco negro crescem. E qual seria o estado final da evaporação?

Este tem sido um ponto de grande controvérsia e que surgiu logo após a derivação do efeito Hawking exposta acima [33]. Essencialmente o problema é o seguinte. Considere um processo no qual um buraco negro é formado através de um processo físico e depois evapora inteiramente através da emissão de radiação Hawking. A forma detalhada da radiação seria independente do estado inicial do buraco negro e só deve depender



**Figura 2:** Diagrama de Penrose para ilustrar a perda da informação.

apenas de massa, carga elétrica e/ou momento angular do buraco negro, em conformidade com o famoso teorema da calvície. Isto é, o cálculo de Hawking sugere que as informações sobre os detalhes do estado inicial devem ser permanentemente perdidas. No entanto, isso viola um princípio fundamental da teoria quântica – o de conservação da informação. Especificamente, na Mecânica Quântica, a evolução da função de onda é determinada por um operador unitário, e a unitariedade determina que estados puros só evoluem no tempo para estados puros e não um estado misto característico da radiação Hawking. Em outras palavras, espalhamento não pode ser descrito utilizando uma matriz  $S$  tradicional nesse caso – veja a Figura 2.

Após a identificação do suposto problema, Hawking e Bekenstein desenvolveram argumentos teóricos presumivelmente convincentes que sugerem que a evaporação do buraco negro perde informações e, portanto, é inconsistente com a unitariedade. Isso leva ao paradoxo da informação. Como o paradoxo indica que princípios da mecânica quântica seriam violados pela formação e evaporação de buracos negros, Hawking classificou o paradoxo em termos de uma “quebra da previsibilidade no colapso gravitacional” [33].

Há várias formas de se abordar esse paradoxo. Um relato recente abrangente pode ser encontrado na referência [34]. Inclusive, não necessariamente esse paradoxo corresponderia a um co-

lapso sério da teoria quântica. Por exemplo, Wald e Unruh argumentam que esse não é um resultado tão incomum como parece à primeira vista [35]. Com efeito, o mesmo tipo de fenômeno pode ocorrer para um campo quântico não-massivo em um espaço-tempo plano se consideramos sua evolução temporal de uma hipersuperfície de Cauchy inicial até uma hipersuperfície final que não é uma superfície de Cauchy para o espaço-tempo de Minkowski. A consequência é a mesma discutida acima: o estado final será misto mesmo que se inicie com um estado puro. Em ambos os casos, eles argumentam, o “colapso” de uma descrição tradicional em termos de uma matriz  $S$  usual é diretamente atribuído a uma incompletude da caracterização do campo em termos de seu estado final. Em particular, em ambos os casos todas as leis de conservação locais continuarão a valer e nenhum fenômeno qualitativamente novo poderá ser percebido por qualquer família de observadores fazendo medidas sobre uma região compacta do espaço-tempo [24].

Peres e Terno também argumentam a favor de uma interpretação menos “catastrófica” da perda de informação no processo de evaporação de buracos negros [36]. Em sua essência, eles chamam atenção para o fato de que hoje se sabe que a evolução de estados puros para estados mistos é a regra geral quando uma intervenção clássica é imposta a um sistema quântico. No presente caso, o agente clássico é a própria métrica do espaço-tempo, que é emprestada da Relatividade Geral clássica. As tentativas de se introduzir uma dinâmica clássica quântica híbrida não são matematicamente inconsistentes, mas violam o princípio da correspondência e seriam fisicamente inaceitáveis [36].

Em todo caso, há diversas propostas na literatura delineadas para se resolver o paradoxo [34]. Por falta de espaço não iremos abordar todas elas; vamos discutir apenas algumas delas que julgamos serem mais pertinentes.

Uma abordagem interessante foi proposta por Susskind, Thorlacius e Uglum e é conhecida como *complementariedade de buracos negros* [37]. A ideia aqui é assumir que a informação é *tanto refletida no horizonte de eventos como também transmitida para a região interna do buraco negro, atravessando o horizonte de eventos, e não pode escapar*, mas supondo que nenhum observador pode confirmar ambas as histórias simulta-

neamente. Isso não quer dizer que existam duas cópias da informação – uma no horizonte ou fora dele, e a outra dentro do buraco negro. Em vez disso, um observador só pode detectar a informação no próprio horizonte, ou dentro dele, mas nunca os dois simultaneamente. Uma consequência dessa proposta é que radiação Hawking emitida “recentemente” deve estar emaranhada com a radiação Hawking emitida a tempos remotos, assim como também deve estar emaranhada com graus de liberdade “escondidos” atrás do horizonte [38, 39].

Contudo, apontou-se que a complementaridade de buraco negro viola a chamada monogamia do emaranhamento, que afirma que se duas entidades quânticas compartilham um grau máximo de emaranhamento, então elas não poderiam estar emaranhadas com uma terceira entidade. Para resolver esse problema, Almheiri, Marolf, Polchinski e Sully argumentam que somos eventualmente forçados a abandonar um dos três princípios: o princípio da equivalência de Einstein, a unitariedade ou a teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. A escolha mais “conservadora” na opinião deles seria permitir violar o princípio de equivalência. Essa violação ocorre pois eles assumem que o emaranhamento existente entre a partícula que cai e a partícula que sai deve ser quebrado. Quebrar esse emaranhamento implicaria na formação de um “*firewall*” no horizonte de eventos do buraco negro, e que iria contra o fato de que queda livre é indistinguível da flutuação no espaço vazio (de acordo com o princípio de equivalência) [40]. Uma forma de se evitar a criação de um *firewall* foi proposta por Susskind e Maldacena, e vem com a denominação de “ER=EPR”, o que seria uma conjectura que afirma que duas partículas emaranhadas (EPR, Einstein-Podolski-Rosen) estariam conectadas por um buraco de minhoca (ER, ponte de Einstein-Rosen) [41].

Uma solução talvez menos exótica para o problema da perda de informação foi apresentada há pouco anos atrás por Hawking, Perry e Strominger [42]. Eles observaram que os buracos negros podem conter “cabelos suaves”. Partículas não-massivas, como fótons e grávitons, podem existir com energia arbitrariamente baixa e são chamadas de partículas suaves. A resolução proposta por eles postula que as informações sobre o estado inicial são armazenadas em tais partículas

suaves.

Em todo caso, desde a proposta de 1997 da correspondência AdS/CFT (Anti-de Sitter/Teoria de campos conforme),<sup>10</sup> a crença predominante é que a informação é de fato preservada na evaporação do buraco negro. Por fim, resultados recentes também mostram que a entropia de emaranhamento de buracos negros realmente segue a curva de Page, indicando que a informação pode sair de dentro do buraco negro.<sup>11</sup>

## 6 Gravitação quântica a baixas energias

Conforme salientamos anteriormente, a teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo é uma primeira abordagem ao problema da quantização das interações gravitacionais em que analisamos o problema primeiramente sob o ponto de vista de uma abordagem semiclássica – laços de grávitons são ignorados em primeira ordem na teoria de perturbação. Contudo, como pudemos ver na exposição sobre radiação Hawking acima, espera-se que efeitos quânticos da gravitação sejam importantes em diversos contextos, talvez notadamente em processos de evaporação de buracos negros.

Na verdade, a questão vai além da história dos buracos negros relatada aqui. Podemos reformular esse ponto perguntando-se se seria consistente ter tudo descrito por campos quânticos, mas ter a gravidade mantida sempre clássica. Como atualmente entendemos a teoria quântica, isso não é possível [44]. Há diversas formas de se entender esse ponto. Por exemplo, Steven Weinberg, em particular, apresentou um argumento relevante em que afirma que qualquer teoria quântica que

<sup>10</sup>A correspondência anti-de Sitter/teoria de campo conforme, descoberta por Maldacena em 1997, é uma conjectura sobre uma relação entre dois tipos de teorias físicas [43]. De um lado estão os espaços anti-de Sitter (AdS), e do outro lado da correspondência estão as teorias de campos conformes (CFT). Grande parte da utilidade da correspondência resulta do fato de ser uma dualidade forte-fraca: quando os campos da teoria quântica de campos estão interagindo fortemente, os da teoria gravitacional estão interagindo fracamente.

<sup>11</sup>A entropia de emaranhamento é uma medida do grau de emaranhamento quântico entre dois subsistemas que constituem um sistema quântico composto de duas partes. A curva de Page seria a curva que deveria ser descrita pela entropia de emaranhamento associado a um buraco negro de forma a termos preservação da informação durante todo o processo de evaporação.

satisfaça a invariância de Lorentz, causalidade, simetria de cruzamento e decomposição de *cluster* será descrita por uma teoria quântica de campos [45, 46]. Ao se aplicar esse raciocínio às interações gravitacionais, chegamos inexoravelmente à conclusão de que os princípios gerais de relatividade, unitariedade e causalidade devem transformar o potencial gravitacional newtoniano em um propagador de Feynman quântico [44]. Isso significa que, em um procedimento de quantização via integrais de trajetória, não poderíamos deixar o gráviton fora das variáveis de integração, pois se o fizéssemos não obteríamos o propagador de Feynman para os grávitons – isso não permitiria a interação gravitacional de dois corpos massivos, o que ocorre devido à troca de um gráviton.

Esta conclusão também pode ser obtida de diferentes maneiras. Como um exemplo recente, os trabalhos [47, 48] mostraram que para entender de forma consistente um experimento imaginário envolvendo superposição de cargas ou massas, no eletromagnetismo ou na gravidade, é necessário levar em conta a existência de radiação - fótons ou grávitons. Existem vários argumentos anteriores que dizem que, por consistência, o potencial gravitacional também deve ser acompanhado por grávitons [49–51].

Se precisamos, por uma questão de consistência, sempre considerar a quantização das interações gravitacionais, por que não partirmos de uma teoria quântica da gravitação desde o início para, por exemplo, compreendermos o efeito Hawking? A razão para isso já foi delineada anteriormente – como a constante de acoplamento associada à quantização da Relatividade Geral possui dimensões, uma teoria de perturbação feita da forma tradicional estaria fadada ao fracasso. O termo técnico para isso é que a Relatividade Geral quântica não é uma teoria perturbativamente renormalizável – para se absorver os infinitos (associados ao comportamento da teoria em altas energias) genericamente gerados em cada ordem da teoria de perturbação, seria necessário um número infinito de contratermos e, em princípio, isso acarretaria em sérios problemas para a capacidade preditiva da teoria

Entretanto, uma teoria não-renormalizável ainda pode ser preditiva; em particular, teorias não-renormalizadas podem, apesar de tudo, ser renormalizadas [27]. Todas essas questões ficam resolvidas dentro do contexto das teorias de cam-

pos efetivas. Com efeito, a lógica da teoria de campo efetiva agora fornece o entendimento básico. As primeiras técnicas quânticas não funcionaram bem para a Relatividade Geral. No entanto, o ponto de vista moderno é adequado para a gravidade. Temos uma teoria da Relatividade Geral quântica que a trata, dentro de vários limites, como uma teoria de campo efetiva.

Nossa teoria fundamental é agora definida por uma integral de trajetória sobre os graus de liberdade dinâmicos guiados por uma lagrangiana local. Na verdade, pensamos em toda a nossa teoria central como uma teoria de campo efetiva válida a baixas energias. A partir deste ponto de vista, a Relatividade Geral também é fundamentalmente uma teoria quântica [44]. Os graus de liberdade da métrica precisam ser dinâmicos e precisam ser incluídos na integral, porque, caso contrário, não poderíamos obter a física clássica, como as ondas gravitacionais [44].

A ideia central de toda teoria de campo efetiva é que os graus de liberdade de baixa energia se organizam como campos quânticos, regidos por uma lagrangiana local, em geral contendo os chamados termos não-renormalizáveis suprimidos por potências de escala de energia grande. No entanto, pode-se fazer previsões sem o conhecimento de toda a teoria de alta energia [44].

Em resumo, chegamos em duas conclusões muito importantes. A primeira e mais relevante aqui é que afirmações de que a Relatividade Geral é inconsistente com a Mecânica Quântica estão simplesmente erradas. Técnicas modernas de teoria quântica de campos - teoria de campo efetiva - nos ajudam a extrair previsões quânticas físicas. A Relatividade Geral é uma boa teoria de campos, e produz resultados que fazem sentido para escalas de energia bem abaixo da escala de Planck. Por outro lado, a segunda questão é que nosso ponto de partida para os outros campos também aponta para a natureza quântica do gráviton. Em particular, ressaltamos que não é que tenhamos física clássica e tratemos a quantização como uma etapa extra opcional – a visão moderna é que nosso ponto de partida é quântico e que a compreensão do limite clássico é o passo extra [44].

Inclusive, em um nível mais filosófico, se quisermos reconstruir o mundo, incluindo o limite clássico, a partir do tratamento de integrais de trajetória, então os resultados clássicos precisam

estar contidos em algum lugar na expansão de diagramas de Feynman. Esse *insight* foi desenvolvido pela primeira vez em um programa de cálculo para física clássica de ondas gravitacionais por Goldberger e Rothstein [52]. Com alguns desenvolvimentos posteriores, tornou-se uma linha de pesquisa importante para a obtenção de resultados clássicos utilizando-se técnicas da teoria quântica de campos.

De fato, os métodos modernos de cálculos de amplitudes quânticas nos permitem estudar a colisão de buracos negros de Kerr na Relatividade Geral de Einstein [53–55]. Como sabemos, o teorema da calvície afirma que eles são caracterizados por apenas três parâmetros clássicos observáveis: massa, carga elétrica e momento angular. Isso sugere que um buraco negro pode ser visto como uma partícula puntiforme [56]. Por sua vez, do ponto de vista das amplitudes de espalhamento on-shell, o primeiro passo é a determinação das amplitudes envolvendo 3 partículas. Para o caso de Kerr, essa amplitude é dada pela noção de algo que chamamos de acoplamento mínimo, como esperado do teorema da calvície. Isso faz com que a partícula massiva pareça o mais elementar possível. Além disso, foi demonstrado recentemente que o potencial para buracos negros de Kerr pode ser de fato recuperado em todas as ordens a partir do acoplamento mínimo [55, 57].

O limite mais óbvio para a teoria do campo efetiva está em altas energias ou grande curvatura. Em alguma escala de energia, nosso conhecimento sobre graus de liberdade corretos ou de suas interações falha. Precisamos então de uma teoria mais completa. Ou talvez se os mesmos ingredientes permanecerem válidos, perto da escala de Planck entraríamos em um regime fortemente acoplado onde as técnicas das teorias efetivas seriam inúteis [44].

A teoria de campo efetiva deve ser boa no infravermelho, e não há indicação de que isso não seja correto [44]. No entanto, existem limitações técnicas sobre o que podemos fazer com as técnicas atuais, que se tornam mais óbvias no infravermelho extremo. Um exemplo famoso onde as expectativas das teorias efetivas não são cumpridas no infravermelho extremo é fornecido pelo problema da constante cosmológica. Comumente identificamos a constante cosmológica com a energia do vácuo quântico. Como não há uma simetria no Modelo Padrão das partículas elementares que

“proteja” a energia do vácuo, uma simples análise dimensional nos diria que a constante cosmológica deve ser da ordem da escala de Planck, o que dá cerca de 120 ordens de magnitude maior do que as observações sugerem.

Outro lugar onde se espera encontrar limites para as teorias efetivas é na física dos buracos negros. Podemos ilustrar essa questão da seguinte maneira [58]. Vamos comparar duas teorias efetivas, a teoria de Fermi para as interações fracas (que funciona bem para escalas de energia abaixo da escala fraca fornecida pela constante de acoplamento de Fermi,  $G_F^{-1/2}$ ), e a Relatividade Geral vista como uma teoria de campos efetiva. Se considerarmos um processo de espalhamento envolvendo dois léptons<sup>12</sup> a energias bem menores que  $G_F^{-1/2}$ , podemos fazer previsões bem precisas fazendo-se cálculos com a teoria de Fermi. E de forma similar, se espalharmos duas partículas massivas a energias bem abaixo da escala de Planck, podemos calcular com alta precisão em correções gravitacionais quânticas o que acontecerá.

Por outro lado, se espalharmos nossos léptons a energias muito acima de  $G_F^{-1/2}$ , estaremos fora dos limites de aplicabilidade da teoria de Fermi, e ela não permitiria dizer o que se sucede nesse tipo de processo – cálculos dentro dessa teoria nesse contexto produziram resultados absurdos. Contudo, se imaginarmos a situação análoga para a gravidade – ou seja, espalhamento a energias muito mais altas que a escala de Planck – nós sabemos exatamente o que irá ocorrer: um buraco negro se formará! Este será um buraco negro “gigante” de massa muito maior que a escala de Planck, com um tempo de vida da ordem de dias. Será bem descrito pela Relatividade Geral clássica por algum tempo macroscópico e, em seguida, pela Relatividade Geral semiclássica para uma certa fração do tempo de vida completo. De fato, sabemos como descrever a evaporação quase que completamente [58].

Então algo profundamente diferente está acontecendo. O ponto-chave é que, na gravidade, o ultravioleta distante da teoria é controlado pela física infravermelha (IF) clássica. Esta é óbvia-

<sup>12</sup>Um lépton é uma partícula elementar de spin semi-inteiro que não experimenta a interação forte nuclear. Existem duas classes principais de léptons: léptons carregados (como o elétron, por exemplo), e léptons neutros (também conhecidos como neutrinos).

mente uma particularidade que não vemos em outras teorias efetivas. Esta não é uma ideia nova; há muito se sabe que a gravidade contém efeitos de baixa energia que não podem ser compreendidos no contexto da teoria efetiva. O fato de que os buracos negros irradiam em temperaturas inversamente proporcionais às suas massas requer algum tipo de “mistura UV/IF” na gravidade.

## 7 Conclusões

Nessa exposição, procuramos fazer um breve estudo sobre buracos negros, destacando os pontos principais relacionados à derivação de Hawking sobre o processo de emissão térmica por buracos negros devido à efeitos quânticos. Mostramos como esse resultado estabelece uma conexão forte entre as leis da mecânica de buracos negros e as leis da termodinâmica, uma analogia pensada muito antes da aplicação da teoria quântica aos buracos negros. Examinamos também como a descoberta de Hawking poderia criar outro problema, associado aos estágios finais da evaporação de buracos negros. Finalmente, fizemos uma ligeira digressão sobre a Relatividade Geral enquanto teoria de campo efetiva.

Ainda há muito a se entender sobre o processo de evaporação de buracos negros. Aqui uma possível observação experimental seria de grande utilidade. Para buracos negros astronômicos, isso é quase impossível – sob condições experimentalmente alcançáveis para sistemas gravitacionais, esse efeito é muito pequeno para ser observado diretamente. Contudo, foi previsto que a radiação de Hawking poderia ser estudada por analogia usando buracos negros sônicos, nos quais as perturbações sonoras são análogas à luz em um buraco negro gravitacional e o fluxo de um fluido aproximadamente perfeito é análogo à gravidade [59–62]. Observações da radiação Hawking foram relatadas, em buracos negros sônicos empregando condensados de Bose-Einstein [63–65].

O estudo de buracos negros quânticos nos revela que efeitos quânticos da gravitação durante os estágios finais do processo de evaporação de um buraco negro podem ser altamente relevantes. Conforme salientamos acima, a gravidade quântica não é opcional. Embora provavelmente não saibamos o resultado experimental tão cedo em relação às várias opções, ainda há muito a

aprender sobre a consistência e a estrutura das teorias. Mas sabemos que todas as teorias da gravidade quântica precisam ser reduzidas à teoria do campo efetiva da Relatividade Geral no limite apropriado. Essa teoria de campo efetiva fornece uma base para nossa exploração da gravitação quântica, e a física dos buracos negros certamente nos fornece uma formidável motivação científica.

## Agradecimentos

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq, processo no 317548/2021-2 (G.M.), e pela Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro – FAPERJ, processo no E-26/201.142/2022 (G.M.).

## Sobre os autores

Matheus S. Soares [matheus.soares@if.ufrj.br](mailto:matheus.soares@if.ufrj.br) é atualmente professor substituto do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro. Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Física (CBPF), é especialista em teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo e gravitação clássica.

Gabriel Menezes [gabrielmenezes@ufrj.br](mailto:gabrielmenezes@ufrj.br) é professor do Departamento de Física da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro. Doutor em Física pelo CBPF, fez estágio pós-doutoral na University of Massachusetts Amherst, nos Estados Unidos. É especialista em teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo, gravitação clássica e quântica e física teórica de altas energias.

## Referências

- [1] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [ArXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- [2] B. P. Abbott et al., *GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(24), 241103 (2016). [ArXiv:1606.04855](https://arxiv.org/abs/1606.04855).

- [3] B. P. Abbott et al., *GW170104: Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2*, *Phys. Rev. Lett.* **118**(22), 221101 (2017), [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 121, 129901 (2018)]. [ArXiv:1706.01812](#).
- [4] B. P. Abbott et al., *GW170814: A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence*, *Phys. Rev. Lett.* **119**(14), 141101 (2017). [ArXiv:1709.09660](#).
- [5] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**, L1 (2019). [ArXiv:1906.11238](#).
- [6] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L2 (2019). [ArXiv:1906.11239](#).
- [7] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. III. Data Processing and Calibration*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L3 (2019). [ArXiv:1906.11240](#).
- [8] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L4 (2019). [ArXiv:1906.11241](#).
- [9] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L5 (2019). [ArXiv:1906.11242](#).
- [10] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. VI. The Shadow and Mass of the Central Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L6 (2019). [ArXiv:1906.11243](#).
- [11] J.-P. Luminet, *Black holes: A General introduction*, *Lect. Notes Phys.* **514**, 3 (1998). [ArXiv:astro-ph/9801252](#).
- [12] M. D. Kruskal, *Maximal extension of Schwarzschild metric*, *Phys. Rev.* **119**, 1743 (1960).
- [13] G. Szekeres, *On the singularities of a Riemannian manifold*, *Publicaciones Mathematicae Debrecen* **7**(1-4), 285 (1960).
- [14] N. D. Birrell e P. Davies, *Quantum fields in curved space* (Cambridge university press, 1984).
- [15] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (John Wiley and Sons, New York, 1972).
- [16] R. M. Wald, *General Relativity* (Chicago Univ. Pr., Chicago, USA, 1984).
- [17] M. Gasperini, *Theory of Gravitational Interactions*, UNITEXT for Physics (Springer International Publishing, Cham, 2017).
- [18] S. W. Hawking e G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 2011).
- [19] S. W. Hawking, *Gravitational radiation from colliding black holes*, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1344 (1971).
- [20] J. D. Bekenstein, *Black holes and entropy*, *Phys. Rev. D* **7**, 2333 (1973).
- [21] S. W. Hawking, *Particle creation by black holes*, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [22] S. A. Fulling, *Aspects of Quantum Field Theory in Curved Space-Time*, London Mathematical Society Student Texts (Cambridge University Press, 1989).
- [23] L. E. Parker e D. Toms, *Quantum Field Theory in Curved Spacetime* (Cambridge University Press, 2009).
- [24] R. M. Wald, *Quantum Field Theory in Curved Space-Time and Black Hole Thermodynamics*, Chicago Lectures in Physics (University of Chicago Press, Chicago, IL, 1995).
- [25] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, 1995).
- [26] M. Srednicki, *Quantum field theory* (Cambridge University Press, 2007).
- [27] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model* (Cambridge University Press, 2014).

- [28] W. Rindler, *Kruskal space and the uniformly accelerated frame*, *American Journal of Physics* **34**(12), 1174 (1966).
- [29] P. C. W. Davies, *Scalar particle production in Schwarzschild and Rindler metrics*, *J. Phys. A* **8**, 609 (1975).
- [30] W. G. Unruh e R. M. Wald, *What happens when an accelerating observer detects a Rindler particle*, *Phys. Rev. D* **29**(6), 1047 (1984).
- [31] L. C. B. Crispino, A. Higuchi e G. E. A. Matsas, *The Unruh effect and its applications*, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 787 (2008). [ArXiv:0710.5373](#).
- [32] M. S. Soares et al., *Uniformly accelerated quantum counting detector in Minkowski and Fulling vacuum states*, *Phys. Rev. A* **103**(4), 042225 (2021). [ArXiv:2009.03970](#).
- [33] S. W. Hawking, *Breakdown of Predictability in Gravitational Collapse*, *Phys. Rev. D* **14**, 2460 (1976).
- [34] S. Raju, *Lessons from the information paradox*, *Phys. Rept.* **943**, 1 (2022). [ArXiv:2012.05770](#).
- [35] W. G. Unruh e R. M. Wald, *Information Loss*, *Rept. Prog. Phys.* **80**(9), 092002 (2017). [ArXiv:1703.02140](#).
- [36] A. Peres e D. R. Terno, *Quantum information and relativity theory*, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 93 (2004). [ArXiv:quant-ph/0212023](#).
- [37] L. Susskind, L. Thorlacius e J. Uglum, *The Stretched horizon and black hole complementarity*, *Phys. Rev. D* **48**, 3743 (1993). [ArXiv:hep-th/9306069](#).
- [38] D. N. Page, *Information in black hole radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3743 (1993). [ArXiv:hep-th/9306083](#).
- [39] D. N. Page, *Average entropy of a subsystem*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1291 (1993). [ArXiv:gr-qc/9305007](#).
- [40] A. Almheiri et al., *Black Holes: Complementarity or Firewalls?*, *JHEP* **02**, 062 (2013). [ArXiv:1207.3123](#).
- [41] J. Maldacena e L. Susskind, *Cool horizons for entangled black holes*, *Fortsch. Phys.* **61**, 781 (2013). [ArXiv:1306.0533](#).
- [42] S. W. Hawking, M. J. Perry e A. Strominger, *Soft Hair on Black Holes*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(23), 231301 (2016). [ArXiv:1601.00921](#).
- [43] O. Aharony et al., *Large N field theories, string theory and gravity*, *Phys. Rept.* **323**, 183 (2000). [ArXiv:hep-th/9905111](#).
- [44] J. F. Donoghue, *Quantum General Relativity and Effective Field Theory* (2022). [ArXiv:2211.09902](#).
- [45] S. Weinberg, *Effective field theory, past and future*, *Int. J. Mod. Phys. A* **31**(06), 1630007 (2016).
- [46] S. Weinberg, *On the Development of Effective Field Theory*, *Eur. Phys. J. H* **46**(1), 6 (2021). [ArXiv:2101.04241](#).
- [47] A. Belenchia et al., *Quantum Superposition of Massive Objects and the Quantization of Gravity*, *Phys. Rev. D* **98**(12), 126009 (2018). [ArXiv:1807.07015](#).
- [48] D. L. Danielson, G. Satishchandran e R. M. Wald, *Gravitationally mediated entanglement: Newtonian field versus gravitons*, *Phys. Rev. D* **105**(8), 086001 (2022). [ArXiv:2112.10798](#).
- [49] D. N. Page e C. D. Geilker, *Indirect Evidence for Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 979 (1981).
- [50] S. Carlip, *Is Quantum Gravity Necessary?*, *Class. Quant. Grav.* **25**, 154010 (2008). [ArXiv:0803.3456](#).
- [51] S. M. Giampaolo e T. Macrì, *Entanglement, holonomic constraints, and the quantization of fundamental interactions*, *Sci. Rep.* **9**(1), 11362 (2019). [ArXiv:1806.08383](#).
- [52] W. D. Goldberger e I. Z. Rothstein, *An Effective field theory of gravity for extended objects*, *Phys. Rev. D* **73**, 104029 (2006). [ArXiv:hep-th/0409156](#).
- [53] G. Menezes e M. Sergola, *NLO deflections for spinning particles and Kerr black holes*, *JHEP* **10**, 105 (2022). [ArXiv:2205.11701](#).

- [54] Z. Bern et al., *Spinning black hole binary dynamics, scattering amplitudes, and effective field theory*, *Phys. Rev. D* **104**(6), 065014 (2021). [ArXiv:2005.03071](#).
- [55] M.-Z. Chung et al., *The simplest massive S-matrix: from minimal coupling to Black Holes*, *JHEP* **04**, 156 (2019). [ArXiv:1812.08752](#).
- [56] N. Arkani-Hamed, Y.-t. Huang e D. O'Connell, *Kerr black holes as elementary particles*, *JHEP* **01**, 046 (2020). [ArXiv:1906.10100](#).
- [57] A. Guevara, A. Ochirov e J. Vines, *Scattering of Spinning Black Holes from Exponentiated Soft Factors*, *JHEP* **09**, 056 (2019). [ArXiv:1812.06895](#).
- [58] S. Koren, *The Hierarchy Problem: From the Fundamentals to the Frontiers*, Tese de Doutorado, UC, Santa Barbara (2020). [ArXiv:2009.11870](#).
- [59] C. Barcelo, S. Liberati e M. Visser, *Analogous gravity*, *Living Rev. Rel.* **8**, 12 (2005). [ArXiv:gr-qc/0505065](#).
- [60] D. Faccio et al. (eds.), *Analogous Gravity Phenomenology*, vol. 870 (Springer International Publishing, 2013).
- [61] M. Novello, M. Visser e G. Volovik (eds.), *Artificial black holes* (World Scientific, 2002).
- [62] W. G. Unruh e R. Schützhold (eds.), *Quantum Analogues: From Phase Transitions to Black Holes and Cosmology* (Springer Berlin, Heidelberg, 2010).
- [63] J. Steinhauer, *Observation of quantum Hawking radiation and its entanglement in an analogous black hole*, *Nature Physics* **12**(10), 959 (2016).
- [64] J. R. Muñoz de Nova et al., *Observation of thermal Hawking radiation and its temperature in an analogous black hole*, *Nature* **569**(7758), 688 (2019).
- [65] V. I. Kolobov et al., *Observation of stationary spontaneous Hawking radiation and the time evolution of an analogous black hole*, *Nature Physics* **17**(3), 362 (2021).

# *Introdução aos aspectos geológicos do planeta Marte: implicações para a possibilidade de colonização humana*

Gisllayne Roque Silvestre

*Universidade Federal do Rio Grande do Norte*

---

## Resumo

O presente artigo foi realizado a partir de compilação de dados pré-existentes na literatura nacional e internacional e tem como objetivo analisar e discutir as condições geológicas do planeta Marte e o seu potencial para colonização humana, trazendo informações de estudos realizados principalmente pelas sondas enviadas a Marte, realizando o mapeamento de forma geral e através de análises in situ das rochas e solos. Com base nisso, foi realizado uma planetologia comparada, entre Terra e Marte, principalmente em se tratando das análise das estruturas geológicas presentes em ambos os planetas, para determinar se houve ou possa existir água em Marte, recurso essencial para a habitação de seres humanos. Além disso, problemáticas como a ausência de um campo magnético, que pode prejudicar qualquer ser vivo devido a alta radiação solar pela qual o mesmo se encontra exposto; e das imensas tempestades de poeira, que ameaçam devastar estruturas e persistirem por semanas, fazem com que habitar Marte se torne arriscado. Foi possível determinar esses principais fatores que impedem a colonização do Planeta Vermelho, analisado as informações obtidas por sondas enviadas pela Agência Espacial Americana (NASA) e pela Agência Espacial Europeia (ESA) e propondo ideias que podem ser capazes de tornar possível a colonização marciana, como a criação de um efeito estufa, impedindo o aumento das tempestades de poeira e da inserção de uma magnetosfera artificial. Esta última se mostra como sendo a principal solução para as problemáticas abordadas. E com a criação de uma magnetosfera, possibilita que Marte fique mais similar com a Terra e mais confortável no que diz respeito à colonização, com a mais avançada tecnologia criada pelo homem até então e por maiores estudos acerca do planeta.

## Abstract

This article was carried out from the compilation of pre-existing data in national and international literature and aims to analyze and discuss the geological conditions of the planet Mars and its potential for human colonization, bringing information from studies carried out mainly by probes sent to Mars, mapping in general and through in situ analysis of rocks and soils. Based on this, a comparative planetology was carried out between Earth and Mars, mainly in terms of the analysis of the geological structures present on both planets, to determine whether there was or could be water on Mars, an essential resource for the habitation of human beings. Also problematic such as the absence of a magnetic field, which can harm any living being due to the high solar radiation to which it is exposed; and the immense dust storms, which threaten to devastate structures and persist for weeks, make inhabiting Mars risky. It was possible to determine these main factors preventing the colonization of the Red Planet, analyzed as basic information by probes made by the American Space Agency (NASA) and the European Space Agency (ESA) and proposing ideas that may be able to make the colonization of Mars possible, such as creating a greenhouse effect, preventing the increase in dust storms and the placement of an artificial magnetosphere. The latter is shown to be the main solution to the problems addressed. And with the creation of a magnetosphere, it makes it possible for Mars to become more similar to Earth and more comfortable with regard to colonization, with the most advanced technology created by man so far and with further studies about the planet.

---

**Palavras-chave:** geologia de Marte, planetologia comparada, colonização.

**Keywords:** Mars geology, comparative planetology, colonization.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39690](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39690)

## 1 Introdução

A partir da metade do século XIX iniciaram os estudos com mais detalhes do planeta Marte. O

astrônomo americano Percival Lowell, em 1855, observou a existência de sulcos em Marte, acreditando que talvez essas características fossem criadas artificialmente por marcianos, mas conforme

o avanço da tecnologia, a observação por parte dos astrônomos era de que aquelas feições se tratavam apenas de descontinuidades naturais. A partir desta crença, surgiram os questionamentos sobre a possibilidade dos seres humanos habitarem Marte.

Somente na segunda metade do século XX, que a ideia de colonização do Planeta Vermelho foi sendo discutida, mesmo sabendo que não haviam características importantes e capazes de tornar possível a sobrevivência de seres humanos assim como na Terra. Para isso, é necessário pensarmos em uma forma de fazer com que Marte apresente características favoráveis para a sobrevivência humana e atualmente isso é algo que vem sendo questionado, devido a maiores quantidades de dados obtidos pelas sondas enviadas a Marte, tais como os *landers*, *rovers* e orbitadores, auxiliando nos estudos do planeta, além de maiores avanços tecnológicos.

Um objetivo na colonização é ter um segundo planeta como refúgio caso a Terra venha apresentar riscos de extinção em massa, já que desde o surgimento da vida simples (organismos procariotes) no Éon Arqueano, a Terra sempre conviveu com esses eventos. A busca pelo conhecimento do planeta Marte é importante para entender como a Terra poderá se comportar em um futuro muito distante. Fazendo a planetologia comparada entre a Terra atual e Marte, podemos observar registros geológicos que podem indicar a atuação de fenômenos e processos similares aos que regem a dinâmica da Terra. Um outro objetivo talvez esteja voltado na própria exploração dos recursos minerais de Marte, sendo essencial o estudo de diversas áreas como biologia, química, física, meteorologia e geologia. Contudo, nota-se que a colonização marciana não seria algo impossível, mas com uma possibilidade relativamente distante.

## 2 Sondas exploratórias

Desde que Marte era observado apenas a olho nu, era visto pelas pessoas apenas como um ponto vermelho brilhante no céu, ou então, as observações por telescópios não apresentavam detalhes tão precisos da geologia e atmosfera do planeta, não se tendo ideia como poderia ser seu passado. Atualmente foi descoberto que se tratava de um planeta mais ativo, assim como na Terra, apresentando água e um campo magnético global [1].

De acordo com [2], foi por volta da segunda metade do século XX, na década de 1960, que começaram as missões a Marte. Foi possível a realização de estudo mais detalhados acerca do planeta e conforme o número de sondas foram aterrissando no solo marciano e orbitando-o, foi sendo descoberta as características do passado de Marte: um planeta desértico e frio, no passado era quente e úmido.

Apesar de todas as sondas enviadas terem sido importantes em se tratando no avanço nas descobertas e estudos do Planeta Vermelho, foi principalmente através das sondas das missões: *Martiner*, *Vikings*, *Mars Pathfinder*, *Mars Express*, *Spirit*, *Curiosity* e a *Mars Global Surveyor*, que foram obtidos maiores dados acerca do planeta.

A *Mars Pathfinder* (1997) foi uma missão aterrissadora enviada pela NASA e que teve como intuito investigar a geologia de Marte, encontrando dunas de areia, seixos e rochas desgastadas pelo transporte e o tempo, além de informações sobre as tempestades globais de poeira.

Em 2003, a missão *Mars Express* foi do tipo orbitadora e aterrissadora enviada pela Agência Espacial Europeia e pela Agência Espacial Italiana, tendo como objetivo principal procurar indícios de água na superfície marciana. Esta alcançou seu objetivo, encontrando água congelada no polo sul marciano.

No mesmo ano é lançada a sonda *Spirit* a qual explorou rochas e solo à procura de indícios da existência de água. Segundo [3], a *Spirit* descobriu que apesar de Marte apresentar características seca e empoeirada, existia um ambiente propício para o desenvolvimento da vida microbiana, sendo encontrado em *Columbia Hills* (grupo de colinas de pequena altura, que estão dentro da Cratera de *Gusev*), em 2007, depósito de sílica opalina, minerais esses que podem ser formados em locais onde há a presença de fluidos de fontes termais.

Esses depósitos, que são feitos de um mineral chamado opala amorfa, também encontrada na Terra, geralmente surgem ao redor de fontes termais ou áreas onde atividade vulcânica tenha acontecido. Em algumas áreas de fontes termais no Chile, a sílica opalina se precipita da água [...]. Acredita-se que os depósitos de sílica opalina em Marte podem ter se formado de uma maneira similar. Foi estudado esses depósitos em Marte durante

anos, inclusive comparando com aqueles que foram encontrados na Terra [3].

Sobretudo, apesar da sílica opalina ser formada em locais onde a água em estado líquido alterou materiais criados por atividade vulcânica ou pelo impacto de meteoritos na superfície de Marte, não necessariamente há influência de atividade biológica. Então não se pode concluir que esse tipo de mineral realmente está associado à vida microbiana em Marte.

Também houve a exploração do território marciano com a Curiosity, lançada em 2011, a qual teve um grande mérito ao explorar Marte, alcançando seus objetivos de maneira satisfatória, no que se tratando do campo da geologia planetária, descobrindo rochas metálicas, depósitos de minerais, existência de água primitiva, afloramentos rochosos, tempestades de poeira, presença de níveis baixos de metano e existência de compostos orgânicos em amostras de rochas.

Com base nessas missões, foi possível analisar a geologia e as possibilidades de colonizar Marte, bem como o desenvolvimento de vida, mesmo microbiana, além de teorizar ideias, apesar de parecer ficção para terraformá-lo.

### 3 Marte terraforma e planetologia comparada

O termo terraformação foi empregado pela primeira vez por Jack Williamson em uma história de ficção científica chamada *Seetee Shock* em 1949. Tal termo pode ser dito como uma forma de alterar por meios artificiais as características de um planeta com o intuito de se ter um mundo com condições melhores para ser colonizado.

No que diz respeito a colonizar Marte, a comunidade científica utiliza esse termo quando o objetivo é fazer com que este fique similar a Terra, porque é importante lembrar que existem diversos impedimentos sobre manter a espécie humana por muito tempo no Planeta Vermelho, já que este não possui uma atmosfera espessa e muito menos um campo magnético para protegê-lo. Vale ressaltar também que este não se encontra exatamente em zona habitável, termo dado para um determinada região referente a estrela na qual a vida em um planeta pode se desenvolver e fazer com que o estado da água se apresenta líquida. Sendo assim, se faz necessária a análise da pla-

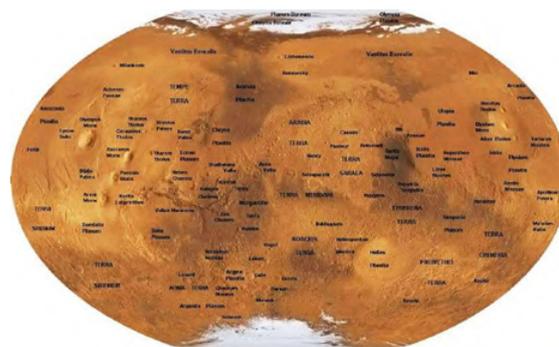


Figura 1: Mapa de Marte.  
Fonte: Ref. [4].

netologia comparada e algumas similaridades entre os aspectos geológicos e estruturais de ambos planetas, devido aos inúmeros condicionantes que tornam Marte inabitável atualmente.

É essencial, primeiramente, realizar comparações entre ambos e apontar as principais características as quais são importantes para a sobrevivência de seres terrestres e também analisar o planeta de um modo geral. A Tabela 1 traz algumas das principais comparações do planeta Marte com a Terra. Pode ser observado como os dois planetas apresentam algumas características quase equivalentes, como por exemplo a duração do dia e a inclinação do eixo de rotação. Todavia, é perceptível também como algumas outras características divergem da Terra, tais como a duração do ano, distância do Sol e também a composição atmosférica.

A Figura 1 mostra o mapa de Marte, citando os devidos locais existentes e mapeados através das sondas orbitadoras e aterrissoadoras. Se faz importante o conhecimento dos locais em questão para um estudo mais aprofundado e analítico do que existiu e do que existe em Marte e também para verificar a localização de estruturas e eventos geológicos que serão citados ao longo desse manuscrito.

## 4 Características de Marte

### 4.1 Campo magnético

Com a ajuda da sonda Mars Global Surveyor (MGS) enviada pela NASA, nos anos 1997 a 2006, que levava consigo um pequeno magnetômetro, foi possível mapear Marte a uma altitude de aproximadamente 100 km acima da superfície, sendo feito estudos paleomagnéticos onde foram detec-

**Tabela 1:** Características de Marte e da Terra.

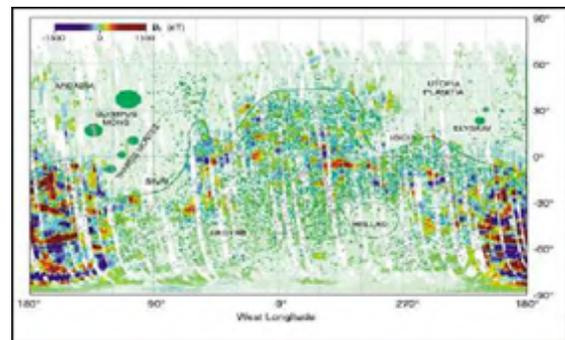
| Características                          | Marte  | Terra   |
|--|--|---|
| Distância ao Sol (km):                   | 206.600.000 (periélio)<br>249.200.000 (afélio)                                   | 147.100.000 (periélio)<br>152.100.000 (afélio)      |
| Duração do dia (horas)                   | 24,64  | 23,934  |
| Duração do ano (dias)                    | 687  | 365,25  |
| Diâmetro (km)                            | 6792   | 12756,28  |
| Massa (kg)                               | $6,4185 \times 10^{23}$  | $5,9737 \times 10^{24}$                             |
| Densidade (g/cm <sup>3</sup> )           | 3,94   | 5,515   |
| Inclinação do eixo (°)                   | 25,19  | 23,5  |
| Gravidade (m/s <sup>2</sup> ):           | 3,7  | 9,8   |
| Momento magnético dipolar (Gauss R3):    | 0  | 0,3076  |
| Pressão atmosférica à superfície (mbar): | ~ 6,9 – 9  | 1014  |
| Composição da atmosfera (% vol):         | Dióxido de carbono (96%),<br>Nitrogênio (<2%),<br>Argônio (<2%),<br>outros (<2%) | Nitrogênio (78%),<br>Oxigênio (21%),<br>Outros (1%) |

tadas anomalias magnéticas quanto mais se aproximava do hemisfério sul.

Ao contrário do que se esperava, esses valores foram aumentando cada vez mais, passando de 55 nT para 1500 nT [5]). Apesar de surpreendente, considerando que Marte não possui um campo magnético global, esses valores ainda são muito baixos, comparado ao campo magnético da Terra que pode variar de 70 mil a 45 mil nT [1].

Com esses dados, foi gerado um mapa com linhas de magnetização, revelando polaridades alternadas na superfície marciana que chegaram a uma distância de aproximadamente 2000 km, como pode ser observado na Figura 2.

Essas polaridades alternadas se assemelham às que foram detectadas no fundo oceânico da Terra nos anos 1960, acreditando que esteja relacionado às atividades tectônicas e, conseqüentemente, sugerindo que o campo magnético de Marte teve diversas inversões geomagnéticas. À medida que a nova crosta oceânica é formada, minerais magnéticos se alinham de acordo com o campo magnético vigente à época de cristalização do magma. Estudos paleomagnéticos sugerem que houveram



**Figura 2:** Mapa de Marte mostrando polaridades alternadas. Fonte: Ref. [5].

modificações na polaridade e nas características do campo magnético da Terra ao longo de sua história geológica. Segundo [6], o estabelecimento de um campo magnético foi essencial para o surgimento da vida na Terra, então a ausência de um campo magnético em Marte impossibilita uma atmosfera estável, efeito estufa e temperaturas mais amenas.

Como atualmente Marte é ausente de um campo magnético global, talvez uma explicação para que em algumas partes do planeta seja mag-

netizado é pelo fato de muitas rochas ainda estarem magnetizadas remanescentemente, isto porque algumas rochas, quando em formação e constituídas por minerais ferrosos, são capazes de preservar a magnetização quando solidificado na presença de um campo magnético e se alinhando de acordo com a orientação deste [7].

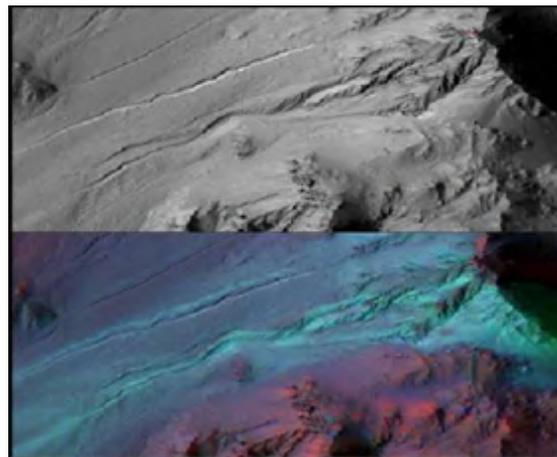
É provável que há muito tempo existia a presença de um campo magnético global significativo em Marte, mesmo que fraco. Esse estudo se mostra importante com relação tanto para Marte como também para a Terra, para compreendermos melhor se algum dia isso acontecerá com este último.

A ausência de um campo magnético global em Marte é um problema, causando danos a qualquer tipo de vida que possa vir a existir. A presença de água e da atmosfera requerem uma magnetosfera capaz de proteger a atmosfera de ser arrancada pelas partículas radioativas provindas das tempestades solares.

Vendo por esse lado, um primeiro passo para a colonização marciana seria pensar em uma solução para a questão da ausência de um campo magnético. Pensando nisso, pesquisadores da Divisão de Ciência Planetária da NASA (PSD) apresentaram suas ideias em uma oficina do *workshop* “Visões para a Ciência Planetária 2050”, realizado pela mesma. Segundo [8], uma dessas possibilidades sugeridas é a da colocação de um dipolo magnético, em forma de satélite, gerando um campo magnético de 1 a 2 tesla ( $10^9$  a  $2 \times 10^9$  nanotesla), acompanhando assim a órbita do planeta e protegendo-a das partículas radioativas emitidas pelas tempestades solares.

O campo magnético da Terra é de aproximadamente 40 vezes mais forte que o de Marte, sugerindo que talvez essa ideia possa funcionar, mesmo se uma magnetosfera artificial gerada para Marte possa ser muito mais potente que o natural da Terra. Nas condições que o planeta Marte apresenta, essa indução magnética seria essencial para a colonização.

Foram feitas simulações pela mesma agência para determinar se isso seria possível e ficou comprovado que sim, caso o dipolo fosse colocado no ponto de Lagrange 1, sendo esses, pontos imaginários que indicam quais posições, determinados objetos, podem estar em relação a objetos maiores [8]. Em outras palavras, essa localização equilibraria gravitacionalmente esse satélite.



**Figura 3:** Feições no solo marciano. Fonte: Ref. [2].

Ao que parece ficção, seria uma ideia plausível e que na prática há grandes possibilidades de seu funcionamento pois já foram criadas magnetosferas artificiais com o intuito de proteger astronautas da radiação solar.

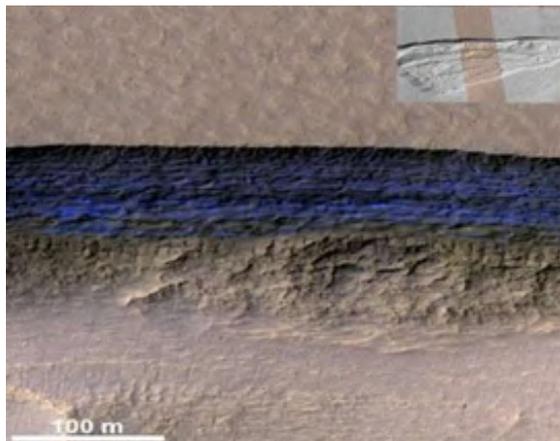
## 4.2 Água em Marte

Nesse tópico será abordado a existência de determinadas estruturas sedimentares encontradas em Marte com o auxílio das diversas sondas enviadas, sugerindo uma possibilidade de que há milhões de anos atrás possa ter existido água líquida fluindo em diversos locais do território marciano.

A Figura 3 é uma das fotografias obtidas pela câmera High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) da Mars Reconnaissance Orbiter (MRO), em 2009, mostrando a existência de sulcos em Marte, cerca de três quilômetros do lado leste da Cratera Gale.

Segundo [2], essa erosão parece ter sido formada em um passado recente, não sendo possível observar qualquer impacto de meteorito, também pode ter sido formado pelo escoamento fluvial, apresentando características de uma voçoroca, como se houvesse a presença de água líquida fluindo, assim como ocorre na Terra.

Essa concepção é desconsiderada quando foram realizados estudos mais aprofundados da mineralogia e das feições do solo com a Compact Spectrometer for Mars (CRISM) da MRO. As informações obtidas em forma de codificação por espectrometria não encontraram qualquer sinal de água líquida, podendo essas feições ter ocorrido por outro evento como por exemplo as avalanches de areia seca que também podem resultar



**Figura 4:** Imagem fotografada de cima pela MRO mostrando depósito de gelo em Marte. Fonte: [10].

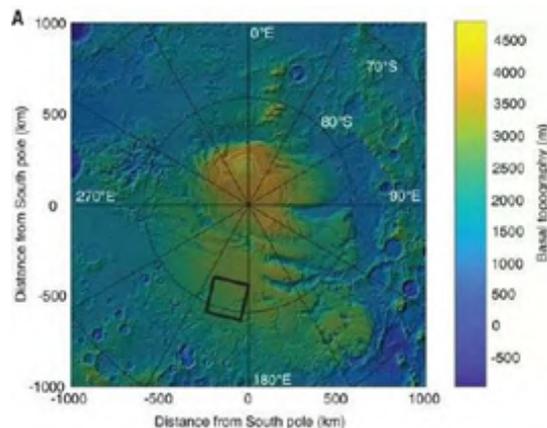
no mesmo processo.

Outro caso parecido ocorreu quando em janeiro de 2004 a sonda Opportunity, encontrou com o Thermal Emission Spectrometer (TES) evidências de hematita. Tal mineral foi encontrado na região denominada Meridiani Planum e, quando encontrada, apresentava uma forma arredondada, parecendo ter sido transportada por algum escoamento. Segundo [9]:

Esses minerais contidos nas rochas pareciam estar em camadas finamente delineadas, preenchiam antigos canais e outras áreas baixas da topografia, sugerindo que rochas com esses minerais foram depositadas pela água em vez de arrastadas pela paisagem como cinza vulcânica ou poeira esvoaçante.

Outro caso de água em Marte é a presença de gelos nos polos marciano e até mesmo em sub-superfície. Sabe-se disso quando, em 2011, foi encontrado também pela HiRISE da Mars Reconnaissance Orbiter, uma densa camada de gelo a  $56,6^\circ$  de latitude sul e  $114,1^\circ$  de longitude leste de Marte. Tal camada chegava a aproximadamente 80 metros de largura e 100 metros de extensão. Eram camadas de gelo que estavam presentes em escarpas cujo talude apresentava inclinação de aproximadamente  $45^\circ$  a  $55^\circ$  [10], como mostra a Figura 4.

Talvez esse gelo tenha sido neve há muitos anos, o qual caiu sob a superfície de Marte e ficou armazenado como gelo devido ao ambiente geológico mencionado. Posteriormente, recoberta por uma camada de areia de aproximadamente 1 a 2 metros [11] e depois de muito anos, ficando



**Figura 5:** Localização da região Planum Australe onde foi encontrado um lago com água líquida em Marte. Fonte: Ref. [12].

exposta conforme ocorriam as erosões pelas avalanches nesse local. Ou até mesmo ficando exposta devido a alguma atividade tectônica por ter sido encontrada em um ambiente similar à uma imensa falha e esse gelo podendo ter ficando visível nas escarpas. Anos anteriores também foram descobertas camadas de gelo parecida nas latitudes médias de Marte, sugerindo que depósitos como esse podem ser comuns neste planeta.

Vale ressaltar que mais recentemente, no dia 25 de julho de 2018, com os dados coletados entre maio de 2012 e dezembro de 2015, foi divulgado pela Agência Espacial Italiana, com o radar Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding (MARSIS), da Mars Express, a detecção de um lago com água líquida em Marte. Segundo [12]. Este lago está contido em uma região denominada Planum Australe, localizado abaixo da calota polar no polo sul de Marte a aproximadamente 1600 metros de profundidade. Na Figura 5 pode ser observado a localização da região Planum Australe onde foi encontrado um lago com água líquida em Marte.

Essa água possui uma determinada concentração de salinidade e se encontra com uma temperatura abaixo do ponto de congelamento da água pura, cerca de 10 graus Celsius negativos, com altas concentrações de magnésio, cálcio e sódio, capaz de reduzir o ponto de fusão a 74 graus Celsius negativos [13].

Contudo, é essencial ter certeza se esta água se encontra favorável para consumo humano e para isso, é necessário a perfuração do solo do devido local a uma profundidade na qual os cientistas ainda não estão preparados. Ademais, com

a sonda InSight, recentemente enviada ao Planeta Vermelho que levou consigo um instrumento capaz de perfurar o solo marciano, seria possível auxiliar no estudo do local, mas não sendo possível confirmar a existência dessa água e de suas características devido a profundidade. Seria necessário o envio de uma outra sonda capaz de obter essa confirmação.

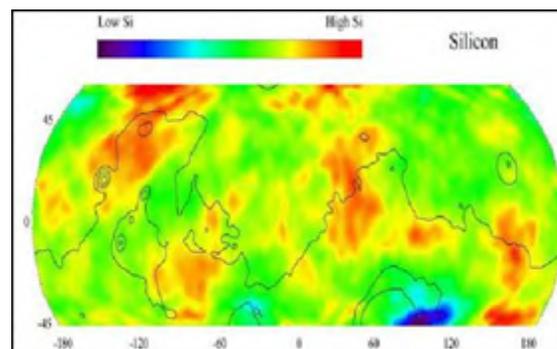
Pensando nisso, Marte não se trata apenas de um lugar seco, há possibilidades de ser encontrado outras evidências como essas abordadas e isso facilitaria as futuras missões com o objetivo de habitá-lo, podendo ser mais fácil indicar onde poderá ser aterrissada as naves tripuladas e as latitudes médias poderiam ser um desses locais, até porque, não seria prudente habitar os polos marcianos a procura de água devido a temperatura que pode chegar a  $-125\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Também seria essencial a dessalinização da água líquida encontrada em Marte, assim como acontece em alguns países da Terra. Ademais, é necessário uma magnetosfera artificial, sendo importante para o equilíbrio da temperatura e, conseqüentemente, da presença de água em estado líquido.

### 4.3 Composição do solo

O que sabemos a respeito da composição do solo de Marte está relacionada às análises de meteoritos, que caíram na Terra e dados das sondas que foram enviadas (tanto os *landers* como os orbitadores) e que levavam instrumentos, bem como espectrômetros ou magnetômetros. Com isso, foi possível estudar determinadas rochas, solos, crateras e mapear o planeta [14].

Em alguns locais do solo marciano foi detectado valores anormais de silício. Primeiro foi na cratera Gale, em 2012 com o Curiosity e pela Spirit (2004-2010) em uma área denominada Home Plate, na cratera Gusev. As medições desse primeiro foram feitas com o instrumento Chemistry and Camera (ChemCam) da Curiosity, instrumento este capaz de analisar o conteúdo mineralógico das rochas [15].

Além desses dois locais, também foi encontrado valores anormais de silício na cratera Gale, na área Bridger Basin, na rocha Buckskin na área Maria's Pass e na rocha denominada Ithaca, ambos com o Curiosity [16]. O espectro desta última rocha, dado pelo ChemCam, mostra que ela é composta pelos elementos silício, magnésio, alumínio, cálcio, sódio, potássio, oxigênio, titânio,



**Figura 6:** Concentração de silício com base nos dados da Suíte GRS (Spanometer Spectrometer - Espectrômetro de Raios Gama) da espaçonave Mars Odyssey. Fonte: Ref. [18].

cromo e manganês, sendo esses elementos típicos do basalto vulcânico, presentes em Marte [17]. Já na cratera Gale foi encontrada tridimita, polimorfo de alta temperatura do quartzo, estando associada a erupções vulcânicas explosivas e se tratando de um mineral silicoso, raro na Terra, podendo ser encontrada em meteoritos e nunca antes detectada em Marte [15].

Em 2001, a Mars Odyssey mapeou as latitudes médias de Marte com o espectrômetro de raios gama, também detectando que uma grande parte de Marte é constituído por um alto teor de silício. No mapa da Figura 6 pode ser observado que o maior teor de silício está concentrado no lado superior oeste, enquanto o menor teor está concentrado no lado inferior leste. O que os pesquisadores relataram um alto teor de silício, deve ser maior que 60%, caracterizando rochas ígneas intrusivas e ácidas e locais com teores menores, entre 45% e 55%, caracterizando rochas ígneas básicas [9].

Em se tratando da característica vermelha da superfície marciana, está relacionada à presença de rochas constituídas por minerais férricos. Esses, quando oxidados, adquirem uma tonalidade vermelha, fazendo desta uma das principais características do solo do planeta. Um exemplo é a hematita, mineral importante em se tratando da composição de Marte. Ele é um dos principais minerais encontrados no Planeta Vermelho, constituído principalmente por ferro, caracterizando a cor vermelha da superfície marciana e possuindo propriedades paramagnéticas.

Em suma, algumas análises mostraram um alto teor de silício em algumas rochas do solo marciano; outras análises revelaram uma química de

rocha total semelhante à química de basaltos vulcânicos. Então pode ser dito que Marte é predominante ígneo, sendo a maioria da superfície formada por rochas ígneas plutônicas e vulcânicas, com algumas regiões contendo alto teor de silício e outras com alta quantidade de basalto vulcânico.

#### 4.4 Tempestades de poeira

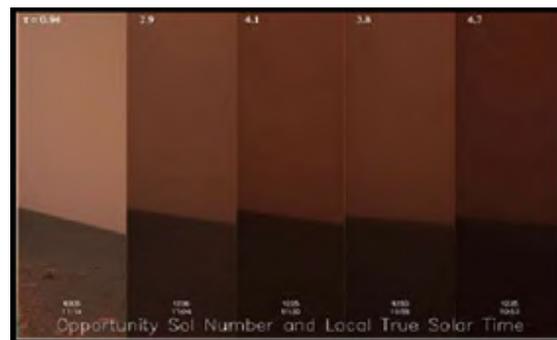
As tempestades globais de poeira cobrem todo o solo marciano, épocas marcadas por erosões do relevo e que tendem a reaparecer, fazendo com que toda atmosfera de Marte fique coberta por poeira e bloqueando a luz solar.

Em Marte, eventos como esse são mais favoráveis no periélio, época em que o planeta está mais próximo do Sol, e se inicia em uma parte do planeta de forma consideravelmente normal, se intensificando conforme aumenta a quantidade de calor recebida em Marte.

Essa quantidade de luz é incidida na superfície, e como esta última possui uma baixa inércia térmica, tem mais facilidade em aquecer quando atingida pelo calor do Sol e, conseqüentemente, aquecer o ar mais próximo, deixando o ar acima deste mais frio, com isso, o ar quente e o ar frio se tornam instáveis. Conforme o ar quente sobe, leva consigo uma determinada quantidade de poeira e podendo se transformar em tempestades de poeira global, com duração de semanas ou meses [19]. A razão pela qual essas tempestades apresentam uma duração longa está relacionado com o fato da poeira que, quando elevada até a atmosfera, recebe mais energia devido ao calor do Sol e também pela ausência de precipitação/umidade em Marte, tais como chuva ou neve, isto favorece ainda mais a duração das tempestades, fazendo com que a poeira na atmosfera demore mais tempo para descer

Tempestades como essas foram detectadas em Marte nos anos 1977, 1982, 1994, 2001, 2007 e 2018. A figura 7 mostra as fases da tempestade tirada pelo Opportunity, em 2007. A tempestade global de poeira ocorrida ameaçou os robôs Spirit e Opportunity que estavam em missão em Marte, fazendo com que seus painéis solares ficassem cobertos por poeira e eles interrompessem suas atividades.

Esses eventos são capazes de alterar algumas estruturas, mas não destruir violentamente tudo, como algumas vezes ocorre aqui na Terra. Isso



**Figura 7:** Fotografia obtida pela Opportunity, evidenciando uma tempestade de poeira em Marte em 2007.

Fonte: Ref. [20].

porque devido à pressão atmosférica de Marte ser menor que a da Terra (menos de 1%), fica mais fácil dessa poeira ser levantada e, segundo [19], como a velocidade dos ventos em Marte em épocas de imensa tempestade de poeira é muito menor que a velocidade dos furacões na Terra (cerca de menos da metade), e apesar de parecer devastador, isso não impediria a colonização de Marte, mas afetaria, por vezes, a saúde dos habitantes além de destruir pequenas edificações.

Pensando nisso, melhorar a forma de prever tempestades globais de grande escala seria importante tanto para os robôs quanto para os futuros colonizadores. Uma das soluções para isto é que seria eficaz o aumento do efeito estufa, capaz de equilibrar a pressão atmosférica e, ocasionalmente, as tempestades de poeira. Contudo, seria essencial uma magnetosfera para que a formação do efeito estufa na atmosfera não fosse arrancada pelos raios cósmicos.

## 5 A InSight

A Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy and Heat Transport (InSight) é um módulo que foi enviado pela NASA no dia 05 de maio de 2018 e aterrissou em solo marciano em 26 de novembro de 2018. Visando estudar o interior de Marte, a InSight se trata de uma sonda geofísica que levou um sismômetro que tem como objetivo medir as ondas sísmicas bem como as causadas por impactos de meteoritos. Também levou consigo uma sonda de fluxo térmico, podendo perfurar o solo marciano cerca de 5 metros, com o penetrômetro Mole (instrumento que funciona através de mecanismo rotativo) e medir o gradiente geotérmico [21]. As informações

obtidas por esses equipamentos serão imprescindíveis no que diz respeito à formação e evolução de Marte e também da Terra.

## 6 Considerações finais

Apesar de analisarmos os seus parâmetros fundamentais como a análise da composição de Marte, presença de água, processo erosivo e até mesmo seu campo magnético, estes, quando em comparação com a Terra, não são suficientes para a possível sobrevivência de seres humanos em Marte. Para isso, são necessários estudos e análises de todas as áreas da ciência e também da terraformação de Marte, para mudar algumas características, fazendo o ambiente marciano ficar mais confortável para ser habitável. Também vale deixar claro como a presença de um campo magnético é o mais importante, sendo muitos outros fatores dependentes deste, como as imensas tempestades de poeira e a existência de água em estado líquido. Sendo assim, pode-se concluir que a ideia de criar uma magnetosfera artificial em Marte possa vir a ser concretizada, ao passo que poderá haver insegurança caso a tecnologia falhe.

Quanto a questão da água, o fato de haver gelo no subsolo nas latitudes médias faria os seres humanos terem acesso com maior facilidade para consumir a água, ou até mesmo a presença de uma magnetosfera artificial, auxiliando o derretimento de geleiras nos polos, o que poderia vir a formar oceanos em Marte.

A solução para as imensas tempestades de poeira pode ser resolvida geologicamente porque, apesar de se tratar de fatores atmosféricos, também está relacionado a fenômenos geológicos. Ademais, talvez com a formação do efeito estufa isso venha a ser resolvido, pois equilibraria a atmosfera atual de Marte.

Não seria adequado enviar milhares de seres humanos apenas para habitar Marte sem antes ter um estudo mais preciso acerca do planeta e também porque seria essencial a terraformação primeiro, mas como isso demoraria milênios, a comunidade científica opta pela colonização do planeta mesmo com as dificuldades naturais que os seres terráqueos enfrentariam em Marte.

### Sobre a autora

Gislayne Roque Silvestre ([gis-](mailto:gislayne.littrell@gmail.com)

[layne.littrell@gmail.com](mailto:layne.littrell@gmail.com)) é graduanda em Geografia na Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN). Também é técnica em Geologia pelo Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte (IFRN), possuindo experiência na área de geociências, com ênfase em geologia, geologia planetária, geofísica, sensoriamento remoto e ciências climáticas. Atualmente é aluna de Iniciação Científica pela UFRN.

## Referências

- [1] P. M. Branco, *Magnetismo terrestre*, Serviço Geológico do Brasil - CPRM (2015). Disponível em <http://www.cprm.gov.br/publique/SGB-Divulga/Canal-Escola/Magnetismo-Terrestre-2623.html>, acesso em fev. 2023.
- [2] D. Kwon, *Search for life on the red planet*, The Scientist (2017). Disponível em <https://www.the-scientist.com/features/search-for-life-on-the-red-planet-30176>, acesso em fev. 2023.
- [3] R. Paoletta, *O local mais controverso para o pouso de uma nova missão em marte é também o mais animador*, Gizmodo UOL (2017). Disponível em <https://gizmodo.uol.com.br/novo-rover-marte-local-para-pouso/>, acesso em fev. 2023.
- [4] M. Švanda, *Tajemství rudé planety: Povrchové extrémy marsových sopek a kaňonů*, Što Plus Jednička. Disponível em <https://www.stoplusjednicka.cz/tajemstvi-rude-planety-povrchove-extremy-marsovy-ch-sopek-kanonu>, acesso em fev. 2023.
- [5] *Martian interior: paleomagnetism*, European Space Agency (2019). Disponível em <https://sci.esa.int/web/mars-express/-/31028-martian-interior?section=paleomagnetism>, acesso em fev. 2023.
- [6] N. Neal-Jones e C. O'Carroll, *New map provides more evidence mars once like*

- earth*,, Goddard Space Flight Center - NASA (2010). Disponível em [https://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2005/mgs\\_plates.html](https://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2005/mgs_plates.html), acesso em fev. 2023.
- [7] J. Lopes, *Fim do campo magnético*, Super Interessante (2013). Disponível em <https://super.abril.com.br/ciencia/fim-do-campo-magnetico/>, acesso em fev. 2023.
- [8] *O plano da nasa para transformar marte em um planeta*, BBC News Brasil (2017). Disponível em <https://www.bbc.com/portuguese/geral-39164794>, acesso em fev. 2023.
- [9] P. R. Christensen, *The many faces of mars* **293**(1), 32 (2005).
- [10] *Pit where a scarp exposes an underground deposit of martian ice*, Photojournal JPL NASA (2018). Disponível em <https://mars.nasa.gov/resources/21429/pit-where-a-scarp-exposes-an-underground-deposit-of-martian-ice/>, acesso em fev. 2023.
- [11] J. Parks, *Massive, deep deposits of ice found on mars*, Astronomy (2018). Disponível em <https://astronomy.com/news/2018/01/martian-ice>, acesso em fev. 2023.
- [12] R. Orosei et al., *Radar evidence of subglacial liquid water on mars*, *Science* **361**(6401), 490 (2018). [ArXiv:arXiv:2004.04587](https://arxiv.org/abs/2004.04587).
- [13] E. Veiga, *Cientistas encontram água líquida em marte, descoberta que pode transformar busca por vida*, BBC News Brasil (2018). Disponível em <https://www.bbc.com/portuguese/geral-44946892>, acesso em fev. 2023.
- [14] L. Xiao, *Ways to Study Mars*, in *Mars on Earth*, editado por L. Xiao (World Scientific, 2021), 1.
- [15] *Very high silicon content surprises mars researchers*, Niels Bohr Institute (2015). Disponível em <https://nbi.ku.dk/english/news/news15/very-high-silicon-content-surprises-mars-researchers/>, acesso em fev. 2023.
- [16] *Rocks rich in silica present puzzles for mars rover team*, Jet Propulsion Laboratory - NASA (2015). Disponível em <https://www.jpl.nasa.gov/news/rocks-rich-in-silica-present-puzzles-for-mars-rover-team>, acesso em fev. 2023.
- [17] *Chemcam spectrum from Martian Rock Target 'Ithaca'*, NASA Science Mars Exploration (2013). Disponível em <https://mars.nasa.gov/resources/5763/chemcam-spectrum-from-martian-rock-target-ithaca/>, acesso em fev. 2023.
- [18] *Map of martian silicon at mid-latitudes*, NASA. Disponível em <https://www.jpl.nasa.gov/images/pia04256-map-of-martian-silicon-at-mid-latitudes>, acesso em fev. 2023.
- [19] K. Mersmann, *The fact and fiction of martian dust storms*, NASA (2017). Disponível em <https://www.nasa.gov/feature/goddard/the-fact-and-fiction-of-martian-dust-storms>, acesso em fev. 2023.
- [20] *NASA Mars Rovers Braving Severe Dust Storms*, NASA. Disponível em <https://www.jpl.nasa.gov/news/nasa-mars-rovers-braving-severe-dust-storms>, acesso em fev. 2023.
- [21] S. Sacani, *Insight estudará os terremotos marcianos*, Space Today (2018). Disponível em <https://spacetoday.com.br/insight-estudara-os-terremotos-marcianos-space-today-tv-ep-1172/>, acesso em fev. 2023.

# A estrutura de emissão e cinemática do gás molecular quente e gás ionizado na galáxia NGC6814

Pedro Albino Baierle<sup>1</sup> e Rogemar A. Riffel<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Colégio Politécnico, Universidade Federal de Santa Maria - UFSM

<sup>2</sup>Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria - UFSM

## Resumo

Utilizamos observações de espectroscopia de campo integral dos  $260 \times 260$  pc<sup>2</sup> centrais da galáxia NGC 6814 para mapear a estrutura de emissão e cinemática do gás molecular quente e do gás ionizado com uma resolução espacial de  $\sim 20$  pc. As observações foram realizadas com o instrumento *Near-Infrared Field Spectrograph* (NIFS) instalado no telescópio *Gemini* do Norte. A emissão do gás ionizado é estudada a partir da linha de emissão de recombinação do hidrogênio Br $\gamma$ , enquanto que o gás molecular quente é traçado pela linha de emissão H<sub>2</sub>2.1218 $\mu$ m. A partir dos ajustes dos perfis das linhas de emissão por funções gaussianas, construímos mapas bidimensionais para o fluxo, velocidade e dispersão de velocidades para cada linha de emissão. Enquanto o H<sub>2</sub> apresenta emissão em praticamente todo o campo de visão, a emissão de Br $\gamma$  fica restrita a distâncias menores do que 50 pc do núcleo. O movimento do gás em ambas as fases é consistente com um padrão de rotação de um disco. A emissão do H<sub>2</sub> observada é originada possivelmente por aquecimento do gás por raios X emitidos pelo núcleo ativo da galáxia e massa de gás molecular quente é estimada em  $M_{H_2} \approx 109 M_{\odot}$ . Já a massa de gás ionizado é de  $M_{HII} \approx 4,4 \times 10^4 M_{\odot}$ . Observa-se um aumento na dispersão de velocidades no núcleo, a qual foi atribuída ao potencial gravitacional do buraco negro supermassivo central, cuja massa foi estimada como sendo  $M_{SMBH} \approx 4,4 \times 10^7 M_{\odot}$ , consistente com estimativas disponíveis na literatura.

## Abstract

We use integral field spectroscopy observations of the inner  $260 \times 260$  pc<sup>2</sup> of galaxy NGC 6814 to map the emission structure and kinematics of hot molecular gas and ionized gas at a spatial resolution of  $\sim 20$  pc. The observations were carried out with the *Near-Infrared Field Spectrograph* (NIFS) instrument installed on the *Gemini North Telescope*. The ionized gas emission is studied via the hydrogen recombination emission line Br $\gamma$ , while the hot molecular gas is traced by the H<sub>2</sub>2.1218 $\mu$ m emission line. From the fitting of the emission-line profiles by Gaussian functions, we constructed two-dimensional maps for the flux, velocity and velocity dispersion for each emission line. While H<sub>2</sub> presents emission over the entire field of view, the Br $\gamma$  emission is restricted to radii smaller than 50 pc from the nucleus. The gas motions in both phases are consistent with a rotating disk pattern. The observed H<sub>2</sub> emission is likely associated to heating of the gas by X-rays from the active nucleus and the mass of hot molecular gas is estimated as  $M_{H_2} \approx 109 M_{\odot}$ . The mass of ionized gas is  $M_{HII} \approx 4,4 \times 10^4 M_{\odot}$ . An increase in the velocity dispersion is observed in the nucleus, which we attribute to motions of gas subject to the gravitational potential of the central supermassive black hole, whose mass is estimated to be  $M_{SMBH} \approx 4,4 \times 10^7 M_{\odot}$ , consistent with estimates available in the literature.

**Palavras-chave:** galáxias, buracos negros supermassivos, espectroscopia, NGC 6814

**Keywords:** galaxies, supermassive black holes, spectroscopy, NGC 6814

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39832](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39832)

## 1 Introdução

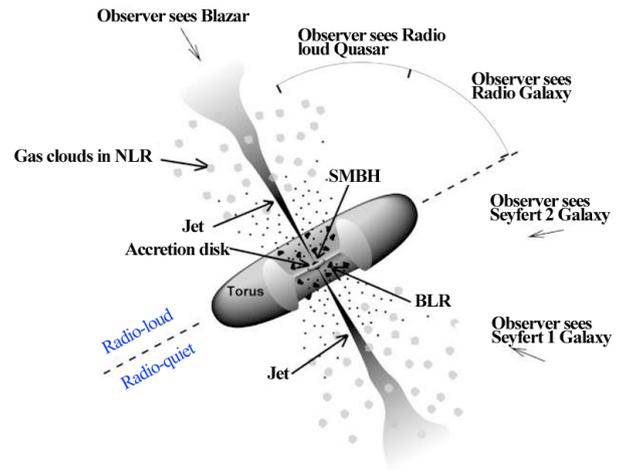
Atualmente, é consenso que todas as galáxias que formam bojos também formam um buraco negro supermassivo (SMBH - *Supermassive Black Hole*) em seu núcleo [1–3] e simulações cosmológicas sem considerar sua presença resultam em massas para as galáxias muito maiores do que

as observadas no Universo local [4], indicando que o SMBH tem papel fundamental na evolução das galáxias. Quando há matéria próxima ao SMBH, forma-se um disco de acreção, o qual é responsável pela emissão de uma grande quantidade de energia na forma de radiação, jatos de partículas relativísticas e ventos de gás [5]. Nestes casos, diz-se que a galáxia possui um Núcleo Ativo de

Galáxia (AGN – *Active Galactic Nucleus*). A energia emanada do disco de acreção pode ser de até uma centena de vezes maior do que a energia produzida por todas as estrelas da galáxia hospedeira, em AGNs extremos.

Os AGNs podem ser divididos de acordo com suas luminosidades, orientação da estrutura de emissão central, e emissão em frequências rádio nas seguintes classes principais: QUASARES, Rádio-Galáxias, Galáxias Seyfert e Regiões Nucleares de emissão de linhas de baixa ionização (LINERS – *Low-ionization nuclear emission-line regions* [5]. Nesse trabalho, estudamos a galáxia NGC 6814, a qual possui um núcleo do tipo *Seyfert*. As galáxias *Seyferts* podem ser divididas em duas classes, as que possuem duas componentes em suas linhas de emissão (tipo 1), largas – provenientes de gases de altas densidades eletrônicas – e estreitas – provenientes de gás ionizado com baixa densidade eletrônica –, e as que possuem somente uma componente estreitas nas linhas (tipo 2) [6]. As linhas estreitas são originadas na região externa ao toroide de poeira, denominada Região de Linhas Estreitas (*Narrow Line Region* - NLR), já as componentes largas das linhas de emissão são produzidas na região interna ao toroide, chamada de Região de Linhas Largas (*Broad Line Region* - BLR). Ou seja, a presença ou ausência de linhas largas está diretamente relacionada a orientação da linha de visada em que observa-se o AGN. Em objetos do tipo 1, a linha de visada é tal qual a BLR é observável, enquanto que em AGNs do tipo 2, o toroide de poeira bloqueia a visão da BLR. Uma representação esquemática do modelo unificado de AGNs [7, 8] é mostrada na Figura 1.

A correlação entre a massa do SMBH e a dispersão de velocidades das estrelas do bojo das galáxias – ou a massa do bojo – indica que há uma co-evolução entre os SMBH e suas galáxias hospedeiras e que os buracos negros desempenham um papel importante na evolução das galáxias [2, 3]. Isto se deve ao fato de que, ao evoluírem junto com as galáxias, os SMBHs alimentam-se do material a sua volta e produzem periodicamente ejeções de gás – caracterizando fases de atividade que retardam o crescimento da galáxia por impedir a acreção do gás extragaláctico nestas fases [9, 10]. O efeito do AGN na formação de estrelas na galáxia hospedeira é chamado de *feedback* de AGN.



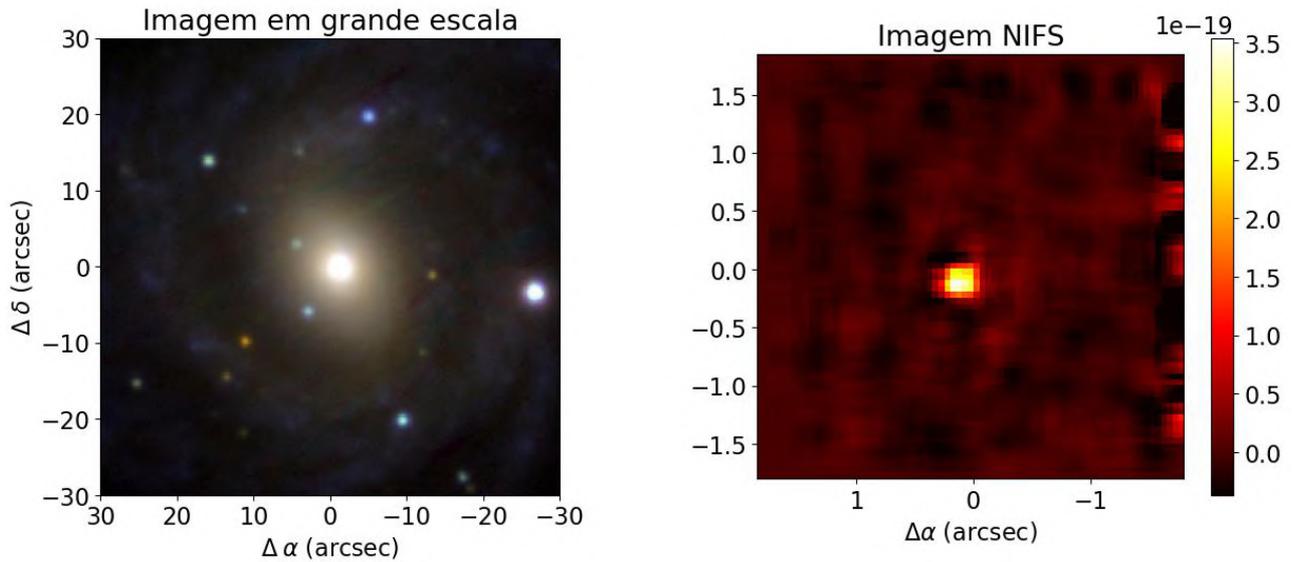
**Figura 1:** Modelo de um SMBH e seu disco de acreção, o qual está liberando jatos. Ao redor desse do disco, existe um toroide denso, que em sua parte interna é formada as linhas largas – BRL. Já as linhas estreitas são produzidas longe desse toroide, na região denominada NLR. Na figura, há também exemplos da angulação onde os Quasares, as Rádios-Galáxias e as Galáxias *Seyferts* são vistos

Ventos de gás emanados (ou *outflows*) do disco de acreção do SMBH podem representar uma das formas de manifestação do processo de *feedback* de AGN. A presença de *outflows* pode dificultar a formação de novas estrelas, pelo fato desses ventos retirarem o gás do centro da galáxia ou mesmo expulsando o gás da galáxia, diminuindo assim a quantidade de gás disponível para a formação estelar. Entretanto, há casos esporádicos em que escoamentos de matéria em direção ao SMBH (*inflows*), processo contrário aos *outflows*, favorece a formação estelar na área circum-nuclear, pelo fato de haver um acúmulo de matéria nessa área [11].

Neste trabalho estudamos a galáxia NGC 6814, que possui um AGN do tipo Seyfert 1 [13]. Morfológicamente, essa galáxia é classificada como espiral, está localizada a aproximadamente a 18 Mpc de distância, possui cerca de 13.6 kpc de diâmetro e velocidade radial igual a 1645 km s<sup>-1</sup> [14]. A massa do buraco negro dessa galáxia foi estimada utilizando a técnica de mapas de reverberação como sendo de  $(1.44 \pm 0.27) \times 10^7 M_{\odot}$  [15] e por modelagem da dinâmica estelar [16], resultando em um valor de  $\sim 1,2 \times 10^8 M_{\odot}$ , conforme disponibilizado na base de dados *The AGN Black Hole Mass Database*.\*

Utilizamos observações realizadas com o instrumento *Gemini-North's Near-Infrared Integral Field Spectrograph (NIFS)* para estudar a cinemá-

\*Disponível em <http://www.astro.gsu.edu/AGNmass/>



**Figura 2:** O painel da esquerda mostra uma imagem em grande escala da galáxia NGC 6814, retirada da plataforma Pan-STARRS [12]. O painel da direita mostra a imagem do contínuo da banda K, obtido do cubo de dados do NIFS. A barra de cor representa o fluxo em escala logarítmica, em unidades  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$  por spaxel. **NECESSITA DE CITAÇÃO NO TEXTO**

tica do gás molecular quente, a partir das linha de emissão  $\text{H}_2$   $2.1218 \mu\text{m}$ , e do gás ionizado a partir da linha de recombinação do hidrogênio  $\text{Br}\gamma$  na banda K do espectro. Os resultados apresentados neste artigo fazem parte de um projeto de Iniciação Científica Júnior, desenvolvido na Universidade Federal de Santa Maria. Este artigo está organizado da seguinte forma: na Seção 2 descrevemos as observações, o processo de redução de dados e de ajustes dos perfis das linhas de emissão. A Seção 3 apresenta os mapas bidimensionais das propriedades físicas determinadas e a discussão dos resultados, enquanto que a Seção 4 apresenta as conclusões.

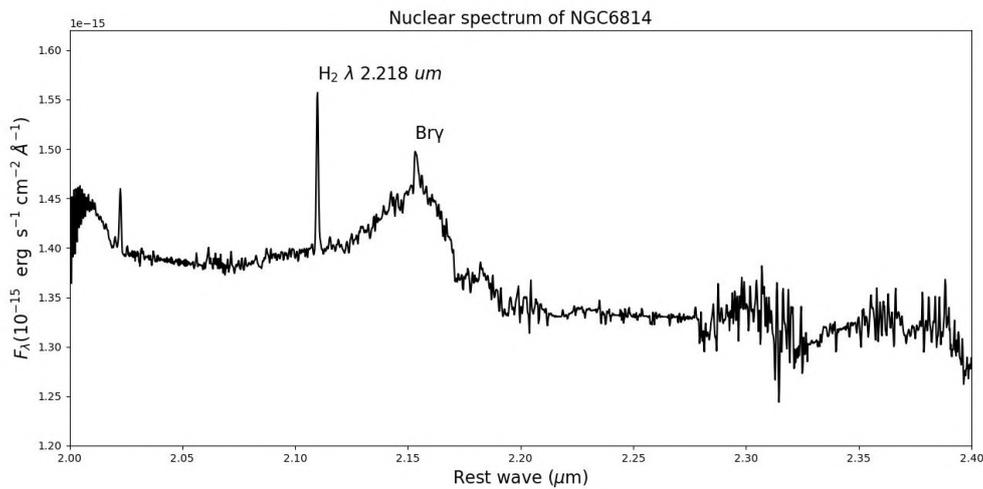
## 2 Observações, redução de dados e medidas

Neste trabalho utilizamos dados observacionais obtidos com o instrumento *Near-infrared Integral Field Spectrograph (NIFS)* instalado no telescópio *Gemini Norte*. O NIFS é uma unidade de campo integral (*IFU — Integral Field Unit*), na qual o transporte de sinal até o espectrógrafo é feito por meio de espelhos. Esse instrumento foi desenvolvido para que haja a obtenção de dados espectroscópicos com uma alta qualidade e alta resolução espacial, assim, fornecendo uma espectroscopia composta de três dimensões, duas espaciais ( $x$  e  $y$ ) e uma espectral ( $\lambda$ ). O projeto ótico do

NIFS é baseado no modelo de Content [17], onde cada imagem bidimensional é dividida em partes menores pelos espelhos e, depois, unidas lado a lado na entrada do espectrógrafo, formando uma pseudo fenda longa. Os dados são reorganizados durante o processo de redução de dados de forma a recuperar a informação espacial do objeto observado.

As observações de NGC 6814 foram realizadas como parte do projeto GN-2013B-Q-5 (Investigadora principal: M. Bentz). As observações foram realizadas na banda K, com espectros centrados em  $2.2 \mu\text{m}$  e foram realizadas 113 exposições de 120 segundos. O processo de redução de dados foi realizado com a plataforma *IRAF (Images Reduction And Analysis Facility)*, que é uma ampla coleção de softwares para uso geral de redução e análise de dados astronômicos. As etapas realizadas no processo de redução de dados foram a divisão por *flat-field*, subtração do céu, calibração em comprimento de onda, correção por distorção espacial, remoção das absorções telúricas, calibração em fluxo, a construção dos cubos de dados para cada exposição e média dos cubos individuais, resultando no cubo de dados final para a galáxia.

O cubo de dados para NGC 6814 é composto por  $73 \times 73 \times 2048$  pixels, cobrindo um campo de visão de  $3 \times 3$  segundos de arco quadrado e um intervalo espectral de  $2.0$  a  $2.4 \mu\text{m}$ . A resolução es-



**Figura 3:** Espectro nuclear da galáxia NGC 6814 obtido para uma abertura circular com 0,25 segundos de arco de raio. Estão indicadas as linhas de emissão mais intensas:  $H_2 \lambda 2.218 \mu\text{m}$  e  $\text{Br}\gamma$ .

pacial, estimada a partir da largura a meia altura da distribuição de fluxo da componente larga da linha  $\text{Br}\gamma$  vale 0.18 segundos de arco, o que corresponde a aproximadamente 20 parsecs projetado na galáxia. A Figura 2 apresenta uma imagem em grande escala da galáxia NGC 6818, obtida do levantamento de dados Pan-STARRS [16], e uma imagem do contínuo na banda K, obtido a partir do cubo de dados do NIFS.

A Figura 3 mostra o espectro nuclear de NGC 6814, com a identificação das linhas de emissão  $H_2 \lambda 21218$  e  $\text{Br}\gamma$ , utilizadas neste trabalho. Por se tratar de uma galáxia do tipo Seyfert 1, o perfil da linha do  $\text{Br}\gamma$  apresenta claramente uma componente larga, como esperado pelo modelo unificado. Para realizar os ajustes dos perfis das linhas de emissão  $H_2 \lambda 21218$  e  $\text{Br}\gamma$ , utilizamos o pacote IFSCube, que é um pacote Python designado à análise em cubos de dados de espectroscopia de campo integral [18]. Ajustamos os perfis das linhas de emissão por funções Gaussianas utilizando a rotina *cubefit*, usando como chutes iniciais os valores observados para o núcleo. A o perfil da linha do  $H_2$  foi representado por uma curva Gaussiana, enquanto para  $\text{Br}\gamma$  foram incluídas duas funções gaussianas, uma para a componente larga e outra para a componente estreita.

O código *cubefit* fornece como resultados um cubo de dados com os parâmetros dos ajustes. Criamos diversas rotinas na linguagem Python para a elaboração dos mapas bidimensionais das propriedades físicas, os quais nos permitiram in-

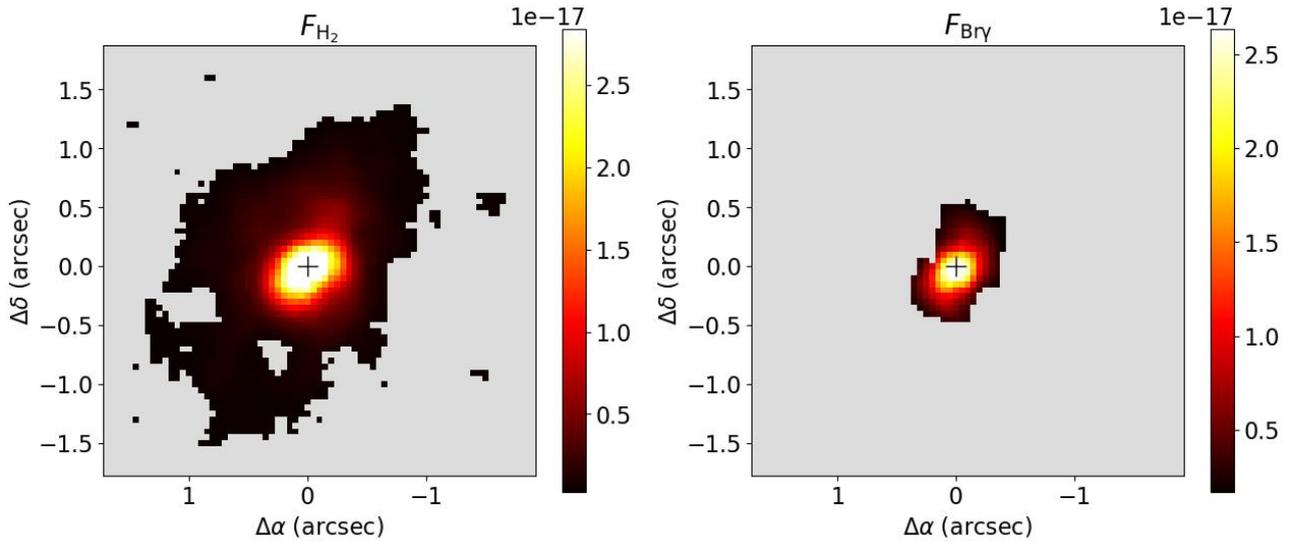
vestigar a origem das linhas de emissão  $H_2 \lambda 21218$  e a  $\text{Br}\gamma$  na região central de NGC 6814. Esses mapas são apresentados na próxima seção.

### 3 Resultados e discussões

#### 3.1 Mapas das propriedades físicas do gás

Na Figura 4 apresentamos os mapas de fluxos para as linhas de emissão  $H_2 \lambda 21218$  e  $\text{Br}\gamma$ . Para a linha  $\text{Br}\gamma$  usamos somente os resultados para a componente estreita, uma vez que a componente larga origina-se da região de formação de linhas largas, a qual não é resolvida espacialmente pelas observações. As regiões em cinza no mapa representam posições nas quais a linha de emissão considerada não foi detectada com uma amplitude correspondente a pelo menos 3 vezes o desvio padrão do contínuo em regiões próximas à linha. Observa-se que ambas as linhas apresentam emissão estendida, com distribuição de fluxos mais alongada na direção sudeste–noroeste. Entretanto, observa-se emissão de  $\text{Br}\gamma$  somente nos 0.5 segundos de arco centrais da galáxia, enquanto que a emissão do  $H_2$  é observada em praticamente todo o campo.

A Figura 5 mostra o mapa da razão entre as intensidades das linhas  $H_2 \lambda 21218$  e  $\text{Br}\gamma$ . Essa razão pode ser utilizada para investigar o mecanismo de excitação do  $H_2$ . Valores típicos dessa razão para regiões de formação estelar são  $H_2/\text{Br}\gamma$ , para núcleos ativos de galáxias tipicamente  $0,4 \leq H_2/\text{Br}\gamma < 6$ , enquanto que objetos

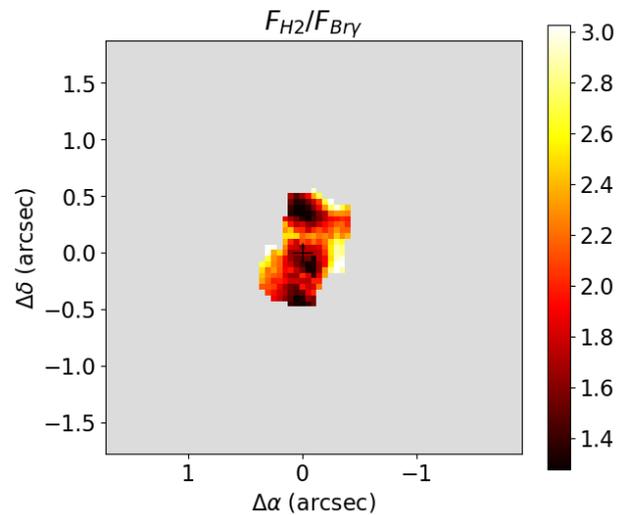


**Figura 4:** Os mapas mostram as distribuições do fluxo das linhas  $H_2 \lambda 21218$  (painel da direita) e a  $Br\gamma$  (painel da esquerda), obtidos com o uso do código IFSCUBE. As barras de cores mostram os fluxos em unidades de  $\text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}$  por spaxel e o sinal de “+” no centro da imagem mostra a posição do pico da emissão contínua.

cuja emissão do  $H_2$  é produzida por choques os valores são  $H_2/Br\gamma > 6$  [19, 20]. No mapa de razão para NGC 6814, percebe-se que a maioria dos valores estão entre 0.5 e 2.5, indicando que a emissão do  $H_2$  é devida ao aquecimento do gás por raios X emitidos pelo núcleo ativo da galáxia.

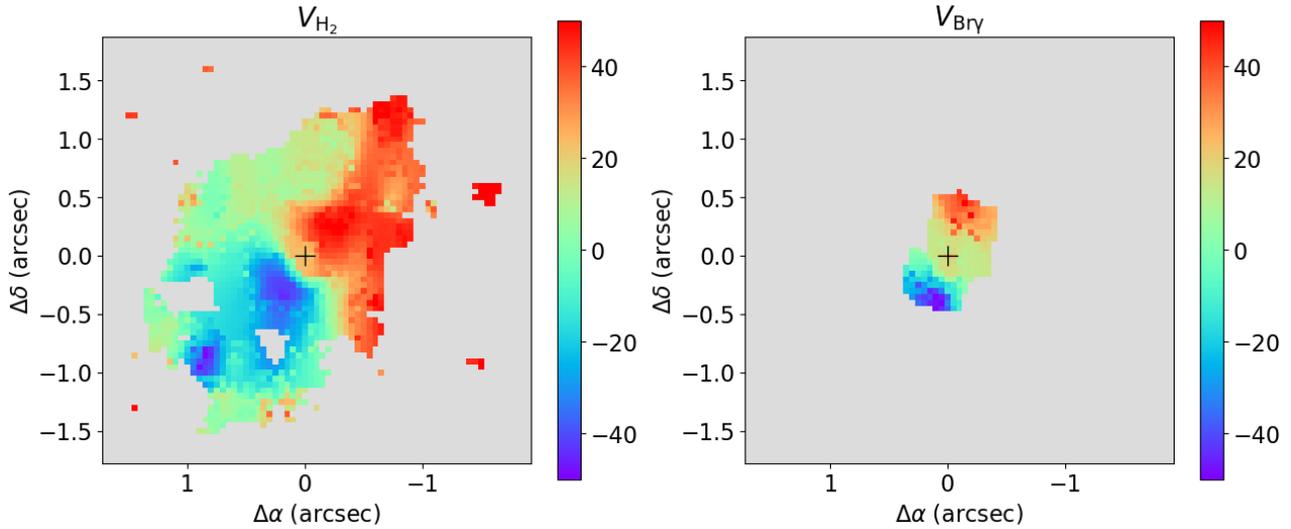
Na Figura 6 apresentamos os campos de velocidades para as linhas  $H_2\lambda 21218$  (esquerda) e a  $Br\gamma$  (direita). Ambos os mapas apresentam um padrão de rotação com velocidades negativas vistas para sudeste do núcleo e velocidades positivas observadas para noroeste. A amplitude da velocidade é de aproximadamente 30 km/s para ambas as linhas de emissão. Adicionalmente ao padrão de rotação de um disco, o campo de velocidades do  $H_2$  mostra distorções em relação à rotação pura, indicando a presença de movimentos não circulares, possivelmente associados ao núcleo ativo da galáxia.

A Figura 7 apresenta os mapas para a dispersão de velocidades do gás emissor das linhas  $H_2\lambda 21218$  (esquerda) e a  $Br\gamma$  (direita). Enquanto o  $H_2$  apresenta valores de dispersão de velocidades menores do que 80 km/s em todos os pontos, os valores para  $Br\gamma$  são maiores do que 100 km/s em todas as regiões. Os baixos valores de dispersão de velocidades do  $H_2$  são consistentes com a emissão de gás localizado no disco da galáxia, assim como o padrão de rotação observado no campo de velocidades. Entretanto, observa-se, também, que na parte central do mapa, um ligeiro au-



**Figura 5:** Mapa para a razão entre as intensidades das linhas  $H_2 \lambda 21218$  e  $Br\gamma$ . A barra de cores mostra os valores da razão e o sinal de “+” no centro da imagem mostra a posição do pico da emissão contínua.

mento da dispersão de velocidades, o qual é produzido pelo movimento do gás sujeito ao potencial gravitacional do buraco negro supermassivo central [21]. Utilizamos esse resultado para estimar a massa do buraco negro supermassivo central, na próxima seção, a qual apresenta também estimativas da massa de gás molecular quente e gás ionizado na região central da galáxia.



**Figura 6:** Campos de velocidades para o  $H_2$  (painel da esquerda) e  $Br\gamma$  (painel da direita). As barras de cores mostram velocidade em unidades de km/s em relação a velocidade sistêmica da galáxia e o sinal de “+” no centro da imagem mostra a posição do pico da emissão contínua.

### 3.2 Massas de gás molecular e ionizado e do buraco negro supermassivo

Para calcular a massa do gás molecular quente e ionizado, utilizamos os fluxos das linhas de emissão  $H_2\lambda 21218$  e  $Br\gamma$ , respectivamente. A massa de gás molecular quente pode ser calculada por:

$$M_{H_2} = 5,077 \times 10^{13} F_{H_2} d^2 \quad (1)$$

onde  $F_{H_2}$  é o fluxo da linha de emissão  $H_2\lambda 21218$  e de  $d$  é a distância até a galáxia. Integrando o fluxo da linha do  $H_2$  em todo o campo de observação obtemos  $F_{H_2} \approx 5,3 \times 10^{-15}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$  e usando a distância  $d \approx 20,1 Mpc$  para NGC 6814 disponível na base de dados *NASA/IPAC Extragalactic Database*<sup>†</sup>, obtemos uma massa de gás molecular quente de  $M_{H_2} \approx 109 M_\odot$  nos  $3 \times 3$  segundos de arco quadrado centrais de NGC 6814.

Para estimar a massa de hidrogênio ionizado utilizamos a seguinte relação

$$M_{HII} = 3 \times 10^{19} N_e^{-1} F_{Br\gamma} d^2, \quad (2)$$

onde  $F_{Br\gamma}$  é o fluxo de  $Br\gamma$ ,  $d$  é a distância até a galáxia e  $N_e$  é a densidade eletrônica. Integrando o fluxo da linha  $Br\gamma$  em todo o campo de observação obtemos  $F_{Br\gamma} \approx 1,8 \times 10^{-15}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$ , usando a  $d \approx 20,1 Mpc$  e adotando  $N_e = 500$  cm $^{-3}$ , um valor típico para núcleos ativos de galáxias [22], obtemos uma massa de gás

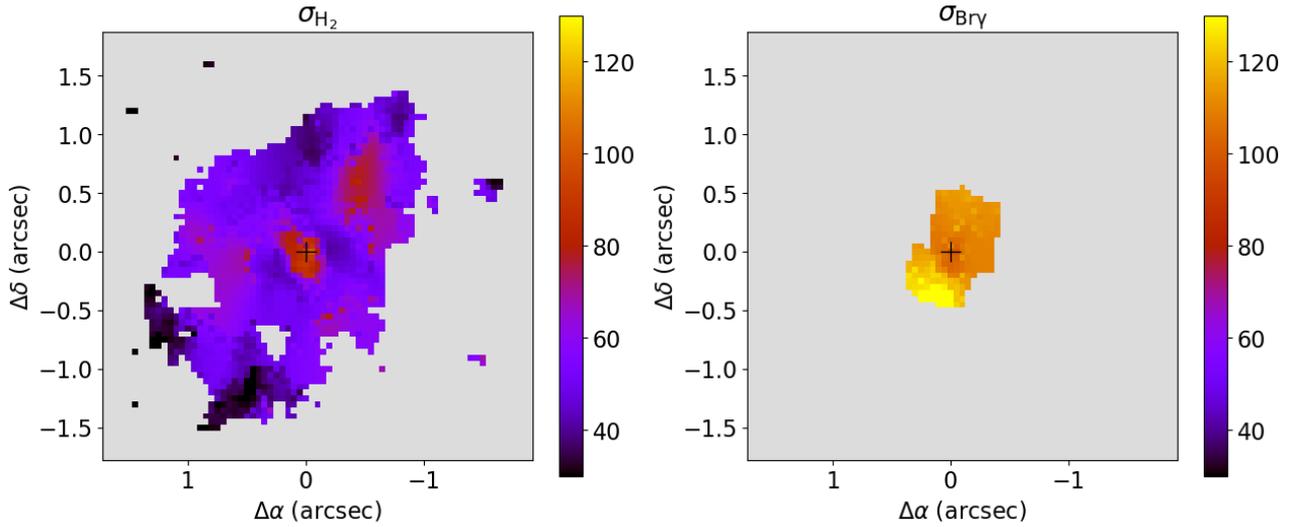
ionizado de  $M_{HII} \approx 4,4 \times 10^4 M_\odot$  na região central da galáxia. Os valores determinados para as massas de gás molecular quente e de gás ionizado são consistentes com valores tipicamente observados na região central de galáxias ativas próximas [23, 24]

A fim de estimar a massa do buraco negro supermassivo central de NGC 6814, utilizamos o Teorema de Virial. O Teorema de Virial é um teorema da mecânica clássica, o qual consiste em uma relação da energia ( $K$ ) cinética e a potencial gravitacional ( $U_g$ ), entre um sistema de partículas interagindo gravitacionalmente, dado por  $2K - U_g = 0$ . Dessa forma, obtêm-se:

$$M_{SMBH} = \frac{\sigma^2 R}{G}, \quad (3)$$

onde  $\sigma$  é a dispersão de velocidades,  $R$  é o raio de influência do buraco negro e  $G$  é a constante da gravitação universal. Interpretamos o aumento da dispersão de velocidades no núcleo da galáxia (Figura 7) como sendo produzida pelo movimento devido ao potencial gravitacional do buraco negro supermassivo. Usando o valor de  $\sigma \approx 80 \times 10^3$  m/s obtido diretamente do mapa de dispersão de velocidades do  $H_2$  da Fig. 7, e  $R = 8,8 \times 10^{17}$  m, obtido como a largura a meia altura da distribuição de dispersão de velocidades na região central da galáxia para o  $H_2$ , correspondendo a 0,3 segundos de arco. Substituindo esses valores na (3), obtemos  $M_{SMBH} \approx 4,4 \times 10^7 M_\odot$ , o qual é consistente com valores estimados previamente

<sup>†</sup>Disponível em <http://ned.ipac.caltech.edu>



**Figura 7:** Mapas de dispersão de velocidades para as linhas  $H_2\lambda$  21218 (esquerda) e a  $Br\gamma$  (direita). As barras de cores mostram a dispersão de velocidades em unidades de km/s e o sinal de “+” no centro da imagem mostra a posição do pico da emissão contínua.

utilizando diferentes técnicas [25].

#### 4 Conclusões

Nesse trabalho, utilizamos dados de espectroscopia de campo integral na banda K do infravermelho próximo para estudar a emissão e cinemática do gás molecular quente e ionizado na região central da galáxia NGC 6814. Os dados foram obtidos com o instrumento *Near-Infrared Field Spectrograph (NIFS)* instalado telescópio *Gemini* do Norte, cobrindo uma região de  $3\times 3$  segundos de arco quadrado, que corresponde a  $260\times 260$  pc<sup>2</sup> na galáxia. A resolução espacial é de cerca de 20 pc. A emissão do gás molecular quente foi estudada através da linha de emissão  $H_2$  2.1218  $\mu$ m, enquanto que o gás ionizado foi estudado através da linha de recombinação do hidrogênio  $Br\gamma$ . Os principais resultados deste estudo são os seguintes:

- A emissão do  $H_2$  é devida ao aquecimento do gás por raios X e é observada em praticamente todo o campo de visão do NIFS, enquanto que a emissão do  $Br\gamma$  se restringe aos 50 pc centrais.
- A partir dos fluxos das linhas de emissão estimamos as massas de gás molecular quente e de gás ionizado como sendo  $M_{H_2} \approx 109 M_\odot$  e  $M_{HII} \approx 4,4 \times 10^4 M_\odot$ , respectivamente.

- Os campos de velocidades do gás molecular e ionizados são dominados por uma componente de disco em rotação, com amplitudes de velocidade de cerca de 40 km/s, com o maior gradiente de velocidade observado na direção sudeste-noroeste.
- Os mapas de dispersão de velocidades apresentam um aumento no núcleo, o qual é atribuído a movimentos do gás devido ao potencial gravitacional do buraco negro supermassivo central. A massa do buraco negro foi estimada como sendo  $M_{SMBH} \approx 4,4 \times 10^7 M_\odot$ , consistente com valores disponíveis na literatura.

#### Agradecimentos

P.A.B. agradece ao Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica Júnior (PIBIC-Jr) do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa concedida. R.A.R. agradece financiamento parcial pelo CNPq e Fundação de Amparo à pesquisa do Estado do RS.

Baseado em observações obtidas com o observatório *Gemini*, o qual é operado pela Associação de Universidades para Pesquisa em Astronomia (*Association of Universities for Research in Astronomy, Inc*) sob acordo de cooperação com a NSF em nome da cooperação *Gemini* formada pela *the National Science Foundation* (Estados

Unidos), *National Research Council* (Canadá), CONICYT (Chile), *Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva* (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil), e *Korea Astronomy and Space Science Institute* (República da Coreia).

### Sobre os autores

Pedro Albino Baierle ([palbinob@gmail.com](mailto:palbinob@gmail.com)) foi aluno do Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica Júnior (PIBIC-Jr) do Conselho Nacional de Pesquisa e desenvolvimento (CNPq) no período de 01/09/2021 até 31/08/2022, egresso do Colégio Politécnico da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), e atualmente é aluno do curso de Engenharia Elétrica da UFSM.

Rogemar André Riffel ([rogemar@ufsm.br](mailto:rogemar@ufsm.br)) é professor associado do Departamento de Física da UFSM, bolsista de produtividade do CNPq e membro afiliado da Academia Brasileira de Ciências. Sócio efetivo da Sociedade Astronômica Brasileira e membro da União Astronômica Internacional (IAU).

### Referências

- [1] J. Magorrian et al., *The demography of massive dark objects in galaxy centers*, *The Astronomical Journal* **115**(6), 2285 (1998).
- [2] L. Ferrarese e D. Merritt, *A fundamental relation between supermassive black holes and their host galaxies*, *The Astrophysical Journal* **539**(1), L9 (2000).
- [3] K. Gebhardt et al., *A relationship between nuclear black hole mass and galaxy velocity dispersion*, *The Astrophysical Journal* **539**(1), L13 (2000).
- [4] T. D. Matteo, V. Springel e L. Hernquist, *Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies*, *Nature* **433**(7026), 604 (2005).
- [5] B. M. Peterson, *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, 1997).
- [6] R. A. Riffel, *Mapeamento “tridimensional” do entorno dos buracos negros supermassivos em galáxias Seyfert*, Tese de Doutorado, Universidade Federal Do Rio Grande Do Sul (2008). Disponível em <http://hdl.handle.net/10183/12441>, acesso em fev. 2023.
- [7] R. Antonucci, *Unified models for active galactic nuclei and quasars*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **31**(1), 473 (1993).
- [8] C. M. Urry e P. Padovani, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **107**(107), 803 (1995).
- [9] R. S. Nemmen et al., *Models for jet power in elliptical galaxies: a case for rapidly spinning black holes*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **377**(4), 1652 (2007).
- [10] C. M. Harrison et al., *AGN outflows and feedback twenty years on*, *Nature Astronomy* **2**(3), 198 (2018).
- [11] M. G. Henning, *Formação estelar e emissão de poeira em núcleos ativos de galáxias*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Maria (2018). Disponível em <http://repositorio.ufsm.br/handle/1/16727>, acesso em fev. 2023.
- [12] H. A. Flewelling et al., *The Pan-STARRS1 database and data products*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **251**(1), 7 (2020).
- [13] M. P. Véron-Cetty e P. Véron, *A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition*, *Astronomy & Astrophysics* **455**(2), 773 (2006).
- [14] W. Huchtmeier e J. Seiradakis, *H I observations of galaxies in nearby groups*, *Astronomy and Astrophysics* (143), 216 (1985). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985A&A...143..216H>, acesso em fev. 2023.
- [15] M. C. Bentz e S. Katz, *The AGN black hole mass database*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **127**(947), 67 (2015).

- [16] E. Manne-Nicholas, *Determining the mass of the supermassive black hole in NGC 6814*, Tese de Doutorado, Georgia State University (2017).
- [17] R. Content, *New design for integral field spectroscopy with 8-m telescope*, in *SPIE Proceedings*, editado por A. L. Ardeberg (SPIE, 1997), 1295–1305.
- [18] D. Ruschel-Dutra et al., *AGNIFS survey of local AGN: GMOS-IFU data and outflows in 30 sources*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **507**(1), 74 (2021). [ArXiv:2107.07635](https://arxiv.org/abs/2107.07635).
- [19] M. R. Diniz, *Cinemática bidimensional da região central das galáxias Seyfert NGC 1068 e NGC 2110*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal De Santa Maria (2013). Disponível em <http://repositorio.ufsm.br/handle/1/9236>, acesso em fev. 2023.
- [20] A. J. Schonell, *A distribuição e cinemática do gás em MRK766 vistas em detalhes a partir de observações no infravermelho*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Maria (2013). Disponível em <http://repositorio.ufsm.br/handle/1/9234>, acesso em fev. 2023.
- [21] R. A. Riffel et al., *Ionized and hot molecular outflows in the inner 500 pc of ngc1275*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **496**(4), 4857 (2020). [ArXiv:2006.15198](https://arxiv.org/abs/2006.15198).
- [22] I. C. F. Santos, *A emissão do gás da região de linhas estreitas em galáxias seyfert*, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Maria (2017). Disponível em <http://repositorio.ufsm.br/handle/1/14629>, acesso em fev. 2023.
- [23] R. A. Riffel et al., *The AGNIFS survey: distribution and excitation of the hot molecular and ionised gas in the inner kpc of nearby AGN hosts*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **504**(3), 3265 (2021). [ArXiv:2104.03105](https://arxiv.org/abs/2104.03105).
- [24] R. A. Riffel et al., *Gemini NIFS survey of feeding and feedback processes in nearby Active Galaxies: II -The sample and surface mass density profiles*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **474**(1), 1373 (2017). [ArXiv:1711.00337](https://arxiv.org/abs/1711.00337).
- [25] M. C. Bentz et al., *The lick AGN monitoring project: Broad-line region radii and black hole masses from reverberation mapping of Hbeta*, *The Astrophysical Journal* **705**(1), 199 (2009). [ArXiv:0908.0003](https://arxiv.org/abs/0908.0003).

## *Estrelas e buracos negros: uma proposta transdisciplinar*

Lincoln Souza Farias Correia, Roberto Claudino Ferreira, Érika Rocha Lima, Freddy Souza Leite, Maria Eduarda da Silva Cruz, Simone Macêdo Ribeiro e Vanessa Santos de Jesus

*Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia*

---

### Resumo

Este trabalho advém de uma pesquisa de iniciação científica em educação em astronomia e transdisciplinaridade. O objetivo proposto foi, através da transdisciplinaridade expor o tema “Estrelas e Buracos Negros”. A elaboração da pesquisa se iniciou com estudos bibliográficos para composição de um texto didático sobre o tema e culminou num seminário online na modalidade curso de extensão. Os sujeitos da pesquisa foram discentes de graduação da UESB e outras instituições, dentre estes e outros convidados compareceram 50 pessoas. A palestra foi conduzida com alternância de slides e do *software* astronômico Space Engine, a condução foi norteada pela abordagem transdisciplinar. Exploramos os sistemas estelares mostrando desde seu “nascimento” ao seu “fim” e os buracos negros. Aplicamos um questionário ao fim da apresentação para colher os resultados da pesquisa, para os quais destacamos que 79,2% disseram que a proposta transdisciplinar foi proveitosa. Concluindo então que a proposta cumpriu com seu perfil transdisciplinar com boa aprovação dos convidados, mas que necessita de melhoria em alguns aspectos.

### Abstract

This work comes from a scientific initiation research in education in astronomy and transdisciplinarity. The proposed objective was, through transdisciplinarity, to expose the theme “Stars and Black Holes”. The elaboration of the research began with bibliographic studies for the composition of a didactic text on the subject and culminated in an online seminar in the extension course modality. The research subjects were undergraduate students from the SUSB and other institutions, among them and other guests, 50 people attended. The lecture was conducted with alternating slides and the astronomical software Space Engine, the conduction was guided by the transdisciplinary approach. We explore star systems showing from their "birth" to their "end" and black holes. We applied a questionnaire at the end of the presentation to collect the research results, for which we highlighted that 79.2% said that the transdisciplinary proposal was fruitful. Concluding then that the proposal fulfilled its transdisciplinary profile with good approval from the guests, but that it needs improvement in some aspects

---

**Palavras-chave:** astronomia, educação, transdisciplinaridade.

**Keywords:** astronomy, education, transdisciplinarity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39732](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39732)

### 1 Introdução

Este trabalho é fruto de uma pesquisa de Iniciação científica em Educação em Astronomia e transdisciplinaridade. O objetivo foi abordar os conhecimentos básicos astronômicos sobre Estrelas e Buracos Negros de maneira dinâmica e transdisciplinar, de modo que os ouvintes fizessem reflexões sobre a vastidão do universo e correlações com o nosso cotidiano. Espera-se que a proposta traga reflexões sobre a raridade de nossa existência e o processo de reciclagem das estrelas na criação e destruição nessa imensidão que é o

universo.

A transdisciplinaridade surgiu na tentativa de criar um diálogo entre as distintas disciplinas, para nos fazer refletir e compreender os saberes para além de uma área específica, envolvendo nosso cotidiano. O olhar transdisciplinar propõe fazer um diálogo significativo entre a parte e o todo relacionando os princípios culturais para uma nova reflexão. Nicolescu descreve algumas destas premissas [1]:

A transdisciplinaridade será uma expressão robusta e consistente na medida em que

desenvolva continuamente a reflexão teórica, crie pontes entre a teoria e a prática, implemente-as nos mais diversos campos e as avalie, pois só assim poderá corrigir continuamente sua direção e seus parâmetros, enriquecendo-se e encurtando os caminhos para a resolução de problemas que digam respeito à sustentabilidade da sociedade e do ser humano (p. 12).

A abordagem transdisciplinar objetiva a exploração de conhecimentos de maneira ampla, relacionando teoria e prática de uma determinada unidade do conhecimento com outras áreas [2]. Se apoia em três pilares, lógica do terceiro incluído, a qual possibilita o convívio de ideias antagonistas que segregam; níveis de realidade que nos mostra que o conhecimento é adquirido através da realidade do indivíduo, seja social ou cultural e o pensamento complexo que busca relacionar as diversas áreas do conhecimento, interligando-os à realidade.

Devido a pandemia<sup>1</sup> do Covid-19,<sup>2</sup> a culminância do trabalho ocorreu numa apresentação online na plataforma do Google Meet, participaram alguns professores e alunos da Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia (UESB) e de outras instituições. A dinâmica contou com apresentação oral com uso esporádico de slides, utilização do *software* de simulação astronômica Space Engine [3], foi disponibilizado espaço para perguntas e comentários por parte dos participantes. Por fim, foi disponibilizado um questionário para que os convidados pudessem avaliar a dinâmica.

## 2 Metodologia

Essa pesquisa teve como base de referência um texto didático originário das revisões bibliográficas, em que fizemos uma abordagem simples e sintetizada do tema Estrelas e Buracos Negros. A partir disso, foi feito um plano de aula com a proposta inicial de apresentação presencial, no intuito de fazer a oratória com observações do céu noturno, com a pandemia causada pelo Covid-19, todas as atividades tiveram que tomar um rumo totalmente diferente, uma modalidade remota que fosse de fácil acesso, para atingir o

mesmo público. Então toda a proposta de observação do céu foi moldada para observações em *software*. Realizamos alguns estudos de *softwares* de simulação astronômica, com o teste de algumas possibilidades, ao fim concluímos que o Space Engine [3] seria o mais adequado ao nosso propósito.

O *software* foi utilizado para que os convidados conseguissem visualizar as características apresentadas, de forma que quando o palestrante seguia oralizando sobre a evolução estelar, o mesmo usava o *software* para ilustrar as estrelas na fase comentada. Como Space Engine [3] simula uma nave espacial viajando e possui a capacidade de alcançar velocidades múltiplos da velocidade da luz, na mudança de ilustração de uma fase da evolução estelar para outra, se fazia uso deste recurso para “viajar” entre os astros interagindo com as distâncias reais de nosso universo, as quais eram vencidas com a exposição das velocidades necessárias para ir de uma estrela a outra, utilizamos estrelas dentro de nossa Galáxia. Em cada estrela abordada o palestrante abordava suas características como cor, temperatura, elementos e outras características e sua próxima fase, até chegar nos buracos negros, estes foram explorados apresentando características tais como a densidade, massa, horizonte de eventos, as razões de nem a luz escapar, dentre outras coisas. Nesse contexto, a apresentação em formato de palestra, foi realizada pela plataforma de videoconferência Google Meet, com o evento *online*, chamado: I Seminário Virtual de Astronomia da UESB, organizado pelo grupo NUPESA<sup>3</sup> (Figura 1).

Este trabalho é uma pesquisa qualiquantitativa do tipo aplicação, onde usamos os dados das respostas do questionário *online* para avaliar a proposta.

A palestra, Estrelas e Buracos Negros, foi iniciada com o mediador dando as boas-vindas para os convidados, avisando-os que ao fim da palestra seria aplicado um questionário cujo preenchimento é opcional; informou que as participações com perguntas ou comentários serão feitas através de inscrições no *chat* da plataforma; em seguida o mediador passou a palavra para o palestrante, que agradeceu a todos os presentes; falou um pouco sobre o objetivo do trabalho; iniciou

<sup>1</sup>Pandemia: Doença epidêmica com altas taxas de contaminação.

<sup>2</sup>Covid-19: Novo vírus da família dos Coronavírus.

<sup>3</sup>Núcleo de Pesquisa em Astronomia: Formado por docentes e discentes do curso de Física da UESB – Campus de Itapetinga.

a abordagem do tema com o conceito de estrela; utilizou o compartilhamento de tela, alternando entre os slides e o Space Engine; explicou sobre a evolução das estrelas desde o processo de formação até o fim; usou as imagens e recursos do *software* para viajar virtualmente entre as diversas fases de existência das estrelas; explicou sobre as diferentes cores; os elementos mais predominantes em cada fase; os diferentes fins que dependem da massa; exemplificou as fases com estrelas vistas a olho nu da Terra, como Aldebarã, Sirius e outras.

O palestrante usou a postura transdisciplinar durante a dinâmica, em sua maioria abordando os conhecimentos que busca relacionar as diversas áreas do conhecimento, interligando-os à realidade, ou seja, o pensamento complexo [4] em ênfase valorizando a interdisciplinaridade, destacou durante a viagem às estrelas a imensidão do nosso universo e as distâncias ainda intransponível por nossa tecnologia o que torna nossa Terra o único ambiente possível da existência humana até o momento, abordou sobre a zona habitável de diversas estrelas, inclusive de nosso Sistema Solar, enfatizou como a Terra é rara, importante para nós, aliado à urgência de conscientização do cuidado com ela. Ao longo da atividade, o palestrante lançou perguntas como: “Como diferenciamos as estrelas dos planetas em uma observação do céu noturno?”; “Como foi identificado o primeiro buraco negro, já que o mesmo não emite luz?”; “Por que os ventos solares fazem a formação de cores no céu?” sobre curiosidades para os convidados, no intuito de gerar pontos de debate, ao fim da apresentação, foi destinado um momento para a participação dos convidados, respondendo às perguntas levantadas durante a palestra e ou realizarem outras perguntas ou comentários, enquanto isso, foi disponibilizado no *chat* o *link* do questionário para a coleta de dados. Toda a atividade durou 4 horas.

### 3 Resultados e discussões

Na atividade estiveram presentes docentes e discentes de diversas instituições; estudantes e egressos da Licenciatura em Física; estudantes de Química; Biologia; Pedagogia e pessoas do ciclo de convivência do palestrante. O evento desse dia recebeu 50 pessoas, apenas 24 pessoas responderam ao questionário, dentre elas 95,8% são estu-



**Figura 1:** Momento da apresentação do Buraco Negro. Fonte: arquivo NUPESA, 2020.

dantes vinculados à Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia - UESB – Campus de Itapetinga, Vitória da Conquista e do Instituto Federal Baiano – IFBA – Vitória da Conquista e Itapetinga, apenas 4,2% são docentes. Dos cursos de graduação, tivemos uma predominância do curso de Licenciatura em Física com 58,3% e em seguida 16,7% do curso de Biologia, 12,5% de graduandos em outros cursos não identificados.

A Figura 2, remete ao aproveitamento da apresentação, em que 79,2% diz que foi muito proveitoso, fazendo com que a pessoa adquira novos conhecimentos e informações, como mostra os relatos:

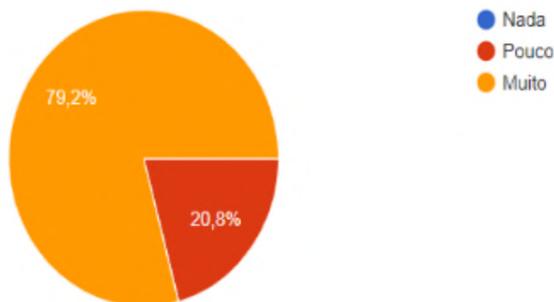
As imagens e explicações foram muito boas e os diálogos com os participantes foram ricos e esclarecedores (convidado 1).

O tema é interessante e desperta a curiosidade (convidado 2).

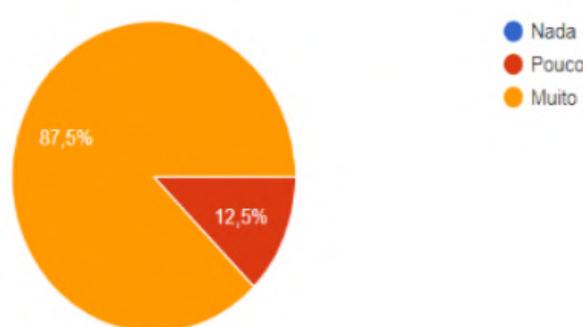
No entanto tivemos algumas críticas na forma como foi ministrada a apresentação, como relatado:

Em algumas colocações ficou um pouco incompreensível (convidado 3).

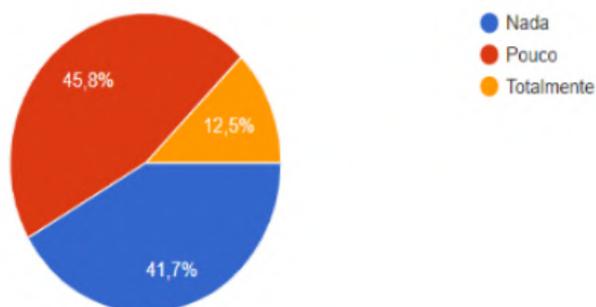
O tema abordado ficou claro para alguns, outros tiveram dificuldades em absorver. Segundo Santos [5], é necessário o professor entender o nível de aprendizagem de seus alunos para que entendamos qual a forma mais apropriada de passar o conhecimento para eles, podemos levar em consideração o fato de que não tinha somente pessoas com entendimento astronômico, haviam graduandos de pedagogia, química, biologia e até mesmo alunos do ensino médio, diante essa he-



**Figura 2:** A proposta apresentada foi proveitosa para você?



**Figura 4:** A proposta cumpriu com o objetivo de ter caráter transdisciplinar?



**Figura 3:** A proposta deve ser melhorada?

terogeneidade no nível e área de formação em relação aos presentes, a didática apresentada teve seus pontos negativos, deixando algumas colocações incompreensíveis como afirmou o convidado 3. Ressaltando que algumas informações abordadas foram de temas bem complexos e que apesar da linguagem simplista a compreensão não ocorre na mesma proporção para os integrantes de áreas não correlatas à Física.

Observando a Figura 3, 45,8% disseram que deve melhorar um pouco, como relatado pelo ouvinte: A explicação pode ser melhor explorada (convidado 4), enfatizando a necessidade de conhecer os alunos e o nível de conhecimento para uma aula mais compreensível, mas 41,7% diz que a proposta foi ótima, e apenas 12,5% dizem o contrário, que a proposta deve ser totalmente mudada, como externado por esse ouvinte: Falta mais coerência (convidado 5), atribuímos isso à presença de pessoas da Educação Básica que não tem convívio com a temática e a abordagem transdisciplinar. Porém, para as pessoas que dizem que a proposta não precisa melhorar tivemos respostas do tipo: A apresentação foi ótima (convidado 6), outra expressão: Pra mim, a proposta foi bem elaborada (convidado 7).

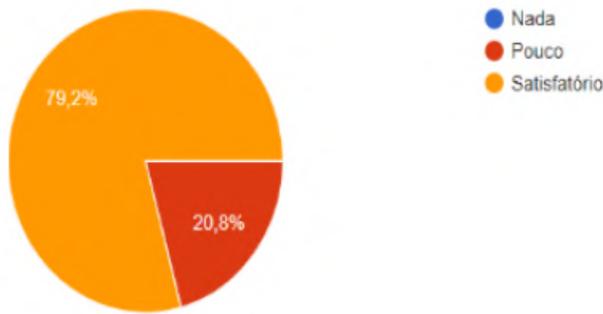
Na Figura 4, podemos avaliar o conhecimento

de maneira geral, em que 87,5% responderam que a palestra teve um ganho de conhecimento tanto para seu cotidiano, quanto para seus estudos. Em destaque a dinâmica enfatizou as fases da evolução estelar, em qual fase nossa estrela está, quando ela vai evoluir para a próxima e qual o seu estágio final, porque ela não se tornará um buraco negro, exemplificou estrelas vistas a olho nu que está em determinadas fases, apresentou algumas candidatas a supernova e a se tronarem buracos negros, avançando para explorar os conhecimentos sobre este astro, sua densidade, horizonte de eventos, e as razões de nem a luz escapar de seu campo gravitacional.

Em vista, uma das perguntas faz um questionamento sobre a contribuição para a docência, em que um dos ouvintes explana: Toda forma de explicação ditas são levadas na nossa caminhada docente (convidado 8).

Outra pergunta abordou a importância dos conhecimentos abordados na formação discente, as respostas foram todas positivas no mesmo sentido da análise anterior. No entanto, podemos perceber que ninguém descartou que a atividade ministrada não lhes proporcionou nenhum conhecimento, pelo contrário todo conhecimento é de suma importância para nossa existência.

A Figura 5 apresenta informações referentes à percepção dos ouvintes quanto a transdisciplinaridade, os quais a classificaram como satisfatória (79,2%) e pouco satisfatória (20,8%). Sendo assim, podemos avaliar que a maioria dos presentes identificaram a postura transdisciplinar, aliado a respostas que externam a boa oratória do palestrante, complementada pela fala do docente coordenador da atividade e dos demais docentes presentes, dentre os muitos relatos que enfatizam a ideia, destacamos dois: A explicação do pales-



**Figura 5:** A proposta cumpriu com o objetivo de ter caráter transdisciplinar?

trante e do docente foram fantásticas (convidado 11), em seguida o (convidado 12) elogiou a pesquisa e diz que a dinâmica foi bem elaborada com linguagem adequada:

Sim, o palestrante está de parabéns pela a apresentação e pela pesquisa também, e realmente esse trabalho foi bem elaborado para a apresentação de hoje com uma linguagem compreensível.

E por fim, destacamos que a palestra teve maior impacto nos momentos em que o palestrante utilizou o *software* Space Engine conseguindo alcançar boa aceitação dos ouvintes, percepção nossa, que se justifica pelo fato de que alguns convidados ficarem mais interessados em saber sobre o simulador, do que o tema abordado, o que mostra o quanto o *software* escolhido acrescentou em qualidade para a dinâmica do evento.

#### 4 Conclusão

Realizamos uma pesquisa qualiquantitativa do tipo aplicação. O desenvolvimento do trabalho gerou a sintetização das informações de diversas fontes num texto didático intitulado: Estrelas e Buracos Negros, nossa principal referência, o conhecimento organizado foi apresentado em forma de palestra num seminário virtual pelo Google

Meet, organizado pelo grupo NUPESA, participaram estudantes de Nível Superior, docentes de várias áreas e alunos do Ensino Médio. Usamos a transdisciplinaridade durante a oratória, fazendo uso de *slides*, *software* de Astronomia e debate. Aplicamos como instrumento de coleta de dados um questionário *online*.

Ficou claro nos resultados que a palestra foi proveitosa para a maioria os ouvintes; despertou o interesse pelo universo; trouxe diversas discussões que enriqueceram o conhecimento dos presentes; a transdisciplinaridade foi explorada satisfatoriamente; proporcionou diversas reflexões sobre a Astronomia, evolução das estrelas e sobre a Terra. Concluimos que o trabalho alcançou seu objetivo, mas que precisa de melhorias e algumas modificações na dinâmica.

#### Referências

- [1] B. Nicolescu, *O Manifesto da transdisciplinaridade* (Triom, São Paulo, 1999).
- [2] A. Sommerman, M. F. Mello e V. M. Barros (eds.), *Educação e Transdisciplinaridade II* (Triom, São Paulo, 2002).
- [3] V. Romanyuk, *Space engine: the universe simulator*, Cosmographic Software, versão 0.9.8.0. Disponível em <https://spaceengine.org/>, acesso em dez. 2019.
- [4] E. Morin, *Introdução ao pensamento complexo* (Sulina, Porto Alegre, 2015).
- [5] N. M. Santos, *Problematização das dificuldades de aprendizagem*, Trabalho de conclusão de atividades do Programa de Desenvolvimento Educacional (PDE-2007) (2009). Disponível em <http://www.diaadiaeducacao.pr.gov.br/portals/pde/arquivos/2320-8.pdf>, acesso em fev. 2023.

# *Astronomia literária: o ensino e a divulgação em astronomia através da literatura de cordel*

Zowguifer Emilio Nolasco dos Anjos, Gabriel Soroldoni Alves, Kaio Rodrigues Ribeiro, Maria Cristina de Souza Bossan e Sofia de Souza Machado

CEEFMTI Bráulio Franco

---

## Resumo

A Astronomia é uma ciência que está presente na humanidade desde os primórdios e os seus conceitos e pesquisas são indispensáveis para uma evolução da sociedade. Apesar de sua grande importância, existem problemas em relação ao ensino e aprendizagem desta ciência no ensino básico, sendo necessário novos instrumentos e ferramentas para promover uma melhor compreensão e difusão desta importante ciência. Portanto, neste trabalho, faremos um apanhado teórico sobre os problemas relacionados ao ensino da Astronomia, a utilização da literatura de cordel para o ensino desta ciência, a utilização das redes sociais como um instrumento para a difusão do conhecimento e a criação do Projeto Astronomia Literária: uma página do *Instagram* para a divulgação e ensino dos principais conceitos de astronomia utilizando a literatura de cordel e os seus êxitos obtidos durante o tempo de funcionamento.

## Abstract

Astronomy is a science that has been present in humanity since the beginning of time and its concepts and research are indispensable for the evolution of society. Despite its great importance, there are problems regarding the teaching and learning of this science in elementary schools, and new instruments and tools are needed to promote a better understanding and dissemination of this important science. Therefore, in this work, we will make a theoretical overview of the problems related to the teaching of astronomy, the use of string literature to teach this science, the use of social networks as a tool for the dissemination of knowledge and the creation of the Literary Astronomy Project: an Instagram page for the dissemination and teaching of the main concepts of astronomy using string literature and its successes during the time of operation.

---

**Palavras-chave:** Astronomia, ensino, cordel, redes sociais

**Keywords:** Astronomy, teaching, cordel, social networking

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39921](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39921)

## 1 Introdução

A Astronomia é uma área de estudo com extrema relevância no cotidiano das pessoas. De acordo com a Ref. [1], a Astronomia pode ser definida como “uma ciência natural que estuda os corpos celestes tais como: planetas, cometas, asteroides, estrelas, aglomerados de estrelas, galáxias, nebulosas, etc.”. Desde os primórdios, o homem se preocupou em observar o céu e os astros, fazendo-a, assim, uma das ciências mais antigas, senão a primeira das ciências. Através da análise do céu e do seu estudo, conseguiu-se criar os modelos planetários, analisar a esfericidade e o tamanho da Terra, estabelecer padrões de tempo e criar os calendários. Além de permitir, também, a evolução da agricultura e a construção do

atual sistema de geolocalização e comunicação.

Dada a importância da astronomia no mundo contemporâneo, ainda encontramos muitos obstáculos para a compreensão e difusão desta ciência no ensino básico, não proporcionando o interesse dos alunos e da sociedade tornando os assuntos de astronomia distantes da realidade.

Por muitos anos, o ensino de astronomia, dentro da disciplina de física no ensino médio, se passava basicamente por estudar os conceitos rasos sobre o modelo planetário e o movimento planetário, a gravitação Newtoniana e as Leis de Kepler, de acordo com a Ref. [2]. A deficiência de aprendizagem em astronomia também é destacada no trabalho da Ref. [3, p.222] dizendo: “No entanto, quase cinco séculos depois, o conhecimento básico

em astronomia, por parte da sociedade, continua pífio, quando não nulo”.

Parte desse problema advém da formação dos profissionais que vão trabalhar com Astronomia. No Brasil, conforme a Ref. [4] existem apenas 3 universidades que oferecem a graduação em Astronomia. De forma geral, o profissional necessita fazer uma graduação em uma área correlata e, posteriormente, um curso de pós-graduação em Astronomia. Em geral, o profissional atua no ensino básico sem ter uma base mínima de conhecimentos em Astronomia fazendo os alunos deixarem de conhecer teorias e objetos fascinantes, como, por exemplo, a teoria da relatividade especial e geral, evolução estelar, buracos negros, entre outros assuntos, conforme visto no seguinte fragmento:

O ensino de Astronomia no país pode ser considerado inexistente, no que tange à formação básica de sua população. O cidadão comum, tem pouco ou nenhum acesso a esse conhecimento durante a formação básica que compreende os ensinamentos fundamental e médio. Mesmo no ensino superior, poucos cursos de graduação no país fornecem essa bagagem teórica ou conceitual, o que acarreta um distanciamento abissal entre o sujeito comum. [3, p.222]

Outro fator associado a um desconhecimento do público aos conceitos de astronomia, tem relação com problemas existentes a sua divulgação. Dentro da educação informal, a divulgação científica possui uma grande importância para uma popularização e difusão da ciência e tecnologia funcionando como um instrumento para a tentativa de promover uma inclusão social. Segundo a Ref. [5] a divulgação permite com que as populações mais carentes, através dos mais diversos instrumentos, como os meios de comunicações, museus de ciência e eventos de divulgação, tenham acesso ao conhecimento dos conceitos e avanços científicos.

Assim, ao adentrarmos nos problemas relativos à divulgação na área de astronomia, tentamos explicar as principais descobertas ou esclarecer conceitos essenciais relacionados a esta ciência, principalmente para um público inexperiente. Tais temas são tratados em um linguajar extremamente técnico com termos desconhecidos ou escritos em uma linguagem matemática avançada fazendo com que grande parte da mensagem

transmitida não seja compreendida pela população.

Portanto, dentro deste artigo, em relação a todos os problemas relacionados ao ensino de astronomia, destacamos a formação dos professores e a divulgação como comentado anteriormente. E, para mitigar esses problemas, mostramos a nossa proposta que é a de criar o *Astronomia Literária*, uma página na rede social: Instagram que utiliza a literatura de cordel como uma forma de simplificar os principais conceitos e acontecimentos dentro da área de astronomia.

## **2 A Literatura de Cordel e a sua utilização no ensino de astronomia**

A Física e a Astronomia são ciências que apresentam conceitos, termos e teorias que, em sua essência, são de difícil compreensão. Termos como Buracos Negros, Quasares, Pulsares, deformação do Espaço-Tempo, Supernovas, necessitam de um grande nível de abstração e fogem do imaginário das pessoas. Assim, nos deparamos com uma grande dificuldade dentro da área de ensino e divulgação, a qual é justamente fazer a “tradução” desses conceitos para a população em geral, visto que esse público, em diversas ocasiões, não consegue compreender a linguagem técnica e matemática expressa nos principais meios de divulgação científica.

Uma das propostas que surgem para simplificar a linguagem técnica e realizar a transposição didática dos termos, é a utilização da literatura de cordel. Realizando uma breve descrição histórica sobre a literatura de cordel, acredita-se que o seu surgimento aconteceu no continente Europeu, durante a Idade Média e o Renascimento, trazida pelos portugueses ao Brasil no século XVIII, possuindo uma maior difusão na região Nordeste. Adquiriu o nome de “cordel” devido as suas obras serem penduradas em cordas para serem comercializadas conforme pesquisado nas Refs. [6,7]. Tal literatura possui como principais características a utilização da linguagem coloquial, do sarcasmo, ironia e a sua construção possui uma forte presença de métricas e rimas, abordando temas da cultura popular, tendo como função social informar a população de uma maneira que diverte, conforme visto na Ref. [8].

A utilização da literatura de Cordel como uma ferramenta para o ensino e divulgação científica,

não é uma discussão nova, inclusive para o ensino de disciplinas que, em um primeiro momento, não possuem correlação com literatura e as artes, como as ciências exatas, dentre elas a Física e Astronomia. A quantidade de trabalhos existentes sobre a literatura de cordel e a sua aplicação, inclusive dentro da disciplina de física, é numerosa, onde podemos citar as Refs. [6, 9–11]. Todos eles indicando a intenção existente em modificar como essa disciplina é lecionada. Inicialmente, faremos esse destaque sobre a utilização da literatura de cordel em torno da disciplina de física, pois os problemas relativos ao ensino desta disciplina, geralmente são semelhantes aos encontrados para o ensino de Astronomia, como o alto nível de abstração e uso da linguagem matemática, além de uma dificuldade cultural de esclarecer a importância e a correlação dessas ciências no cotidiano do discente.

Ao analisar os diversos trabalhos citados acima, comentaremos, de uma maneira simplificada, alguns potenciais em que a literatura de cordel pode ser utilizada para o Ensino de Astronomia. Assim, vamos estabelecer os seguintes potenciais: simplificação dos conceitos, promoção do protagonismo, instrumento de divulgação científica e objeto de interdisciplinaridade.

Ao abordarmos a literatura de cordel como um instrumento potencial para realizar uma simplificação dos conceitos utilizando uma linguagem regional, os termos técnicos e a abordagem de alguns assuntos podem ser substituídos por uma linguagem mais estética, onde um determinado tema pode ser resumido com simplicidade em algumas palavras, como por exemplo: ao falarmos sobre as dimensões do planeta Júpiter, podemos abordar o tema conforme a seguinte estética [12]:

No ato de cordelizar de suas  
dimensões, vamos tratar.  
Dentre todos os planetas, é o maior do  
sistema solar.  
Tem 2,5 vezes a massa de todos os  
planetas juntos  
E o seu volume cabe 1300 terras para  
completar o conjunto.

A literatura de cordel também pode ser utilizada como um instrumento para induzir o protagonismo do aluno na aprendizagem. Esse potencial é explorado através do planejamento e das ações do professor, que deve mediar e auxiliar os

seus alunos em pesquisas e curadoria de materiais e incentivar a troca de opiniões entre os alunos para a confecção dos próprios cordéis. Cabe destacar que a própria produção dos cordéis muda a dinâmica da sala de aula, pois o processo de avaliação por parte do docente pode ser a utilização dos próprios cordéis desenvolvidos com os alunos, ou como a realização e organização de feiras científicas e culturais para a divulgação para a escola das produções feitas.

Ao comentar sobre a realização de feiras científicas e culturais, podemos explorar outro potencial da literatura de cordel que é o de divulgação científica. Através da confecção dos cordéis, tais textos e folhetos podem não somente se restringir ao ambiente escolar, como podem ser divulgadas a toda comunidade local e com o advento da internet e das redes sociais tais obras podem ser lidas em qualquer parte do mundo.

O último potencial a ser apontado na literatura de cordel é o da interdisciplinaridade envolvida em sua utilização. Um aluno ao confeccionar um cordel sobre Astronomia, vai necessitar pesquisar sobre literatura, física, química, história e geografia tendo assim uma visualização sobre a relação existente entre todas as matérias e da relação ciência, tecnologia e sociedade.

## **2.1 A utilização das redes sociais para divulgação**

Após comentarmos sobre a utilização do cordel como instrumento auxiliar no ensino de Física e Astronomia, iremos, nesta etapa do trabalho, dissertar sobre o potencial que as redes sociais têm para servir como um instrumento eficaz para a divulgação, democratização e popularização científica.

Ao traçarmos um panorama sobre as formas de obtenção de informação científica nas décadas de 60 e 70, em que ela era disponibilizada através de revistas, bibliotecas e museus, é notável a facilidade que se criou com a utilização da internet permitindo, assim, a popularização da ciência e a democratização do conhecimento fazendo com que o público geral tenha acesso à informação em qualquer parte do mundo.

O advento da internet atenuou muitos problemas relacionados à popularização, democratização e a divulgação do conhecimento, mas existem, ainda, problemas relacionados à conciliação desses conceitos. A confusão desses conceitos im-

plica, por muitas vezes, em falha na comunicação entre cientistas e instituições de ensino e sociedade fazendo a divulgação se tornar apenas uma propaganda. Democratizar não tem relação direta com divulgar ou popularizar, e nem divulgar tem uma implicação direta em popularizar, conforme aponta as Refs. [13, 14].

As Refs. [13, 15, 16] apontam que existe uma diferença entre os conceitos de comunicação e divulgação científica e essa deturpação atrapalha o processo de divulgação. A Ref. [16] destaca que divulgação são os processos, técnicas e canais para veicular as informações científicas ou inovações ao público geral. Podemos entender divulgação como sendo os instrumentos que se utilizam para transformar uma linguagem técnica em uma linguagem compreensível para a população em geral.

A comunicação científica possui relação com a comunicação realizada entre especialistas de determinado assunto. Ambos os conceitos de divulgação e comunicação possuem, como objetivos, a difusão diferenciando o público-alvo conforme apontam as Refs. [13, 17].

E a partir deste ponto, iremos começar a discutir sobre o uso da internet e das redes sociais como instrumento efetivo de divulgação e difusão de ciência. Apesar de haver melhorias significativas na divulgação científica, como a criação de mais periódicos, o aumento da produção científica e a disponibilização gratuita deles por edições digitais, mas de acordo com a Ref. [18] ainda é feito sem perceber a comunicação científica ao invés da divulgação científica.

Ao adentrarmos no mundo das redes sociais, precisamos compreender que atualmente as pessoas não apenas consomem conteúdo, mas também conseguem produzir, comentar e compartilhar conteúdo em uma grande velocidade. Essa capacidade de permitir com que cada pessoa possa se expressar tem grandes impactos positivos e negativos na sociedade.

Como impactos positivos temos a capacidade de democratização da informação e promover o diálogo e o questionamento da informação por parte de cada pessoa. Como aspecto negativo, damos ênfase a criação e manipulação de notícias falsas conhecidas como *fake News* e, consequentemente, a grande onda de anti-ciência que vemos atualmente.

Ao comentar sobre esses aspectos negati-

vos, percebemos um comportamento interessante, visto que essas informações falsas conseguem ter um alto poder de difusão pela população mostrando que de alguma forma as pessoas que manipulam informação conseguem realizar de maneira exitosa uma “divulgação anticientífica”. Por muitas vezes até mais efetiva do que os canais científicos das universidades e institutos científicos.

Essa inconsistência é vista no seguinte fragmento:

Muitas vezes, no universo digital, não encontramos obrigatoriamente esforços de divulgação científica, mas apenas exemplos de comunicação científica, ou seja, material especializado, que incorpora o discurso científico, produzido por pesquisadores ou cientistas, que se vale de canais também especializados – em especial periódicos científicos – e que tem como público preferencial os especialistas. [18, p.57]

Em outra passagem de seu trabalho Bueno também destaca:

É certo que encontramos inclusive material com este perfil nas mídias sociais ou nos espaços virtuais de maneira geral, mas embora ele esteja lá, dificilmente será consumido com facilidade – em virtude de seu discurso refinado, comprometido com o jargão científico por pessoas não iniciadas em ciência. [18, p.57]

Apesar de ainda possuímos estes problemas em relação à utilização das redes sociais para uma ação efetiva da divulgação científica, o panorama está mudando significativamente. A Ref. [18] aponta que, atualmente, as universidades e centros de pesquisa já dispõem de páginas em redes sociais como o *Facebook*, *Instagram* e *YouTube* transmitindo informações que podem ser compartilhadas ampliando o seu alcance e fazendo com que pessoas não especializadas tenham conhecimento dos avanços científicos e estabelecendo, muitas vezes, um canal direto entre o público e os pesquisadores em ciência.

Portanto, a utilização de redes sociais, desde que seja com o planejamento e a intenção de realizar a divulgação científica, pode ser um instrumento muito eficaz para difundir os conhecimentos científicos para a população. Existem numerosos casos de sucesso, e experimentaremos, neste trabalho, desenvolver o projeto: Astronomia Li-

terária, o qual falaremos no próximo tópico utilizando a rede social, Instagram como um instrumento para a difusão dos conceitos de Astronomia.

### 3 Projeto Astronomia Literária

Ao iniciarmos esta parte do trabalho, nós abordaremos sobre o projeto desenvolvido, o Astronomia Literária, perpassando pelos seguintes tópicos: o que é o projeto, quais são os instrumentos de divulgação, como é o processo de construção dos cordéis e quais os próximos planos.

O Astronomia Literária é um projeto de divulgação científica desenvolvido no CEEFMTI Bráulio Franco, situado em Muniz Freire, estado do Espírito Santo, que tinha como objetivos principais realizar a divulgação dos principais temas estudados na área de Astronomia, utilizando a literatura de cordel, através da confecção autoral de todos os cordéis. O grupo é formado por 4 alunos do ensino médio e um professor orientador, sendo três alunos da segunda série e um da terceira série do ensino médio.

Os cordéis relacionados à astronomia foram divulgados através do Instagram. A escolha primária dessa rede social foi realizada devido a uma discussão entre os integrantes do grupo sobre o perfil de público e a visibilidade que os cordéis poderiam alcançar. Assim, o motivo para a escolha dessa rede social foi feito devido à concordância do grupo de que esta plataforma está em uma maior evidência e destaque entre os jovens, público-alvo inicialmente almejado dentre a própria comunidade escolar. O grupo optou por manter, também, o Instagram como única plataforma digital, devido ao grande desgaste inicial de carregar a plataforma de informações, enorme tempo dispendido para o estudo dos assuntos e confecções dos cordéis.

Após explanarmos sobre os motivos da utilização da plataforma Instagram, começaremos a expor sobre os temas trabalhados e a forma de confecção dos cordéis. O primeiro momento de reunião do grupo, debatemos sobre os temas que deveriam ser trabalhados e após uma série de discussões, chegamos à conclusão que deveríamos trabalhar com o sistema solar. Essa escolha foi realizada pelo motivo, que o sistema solar é um tema de astronomia próximo à população. Podemos, também, destacar que o sistema solar é

um dos temas contemplados no ensino básico e as curiosidades sobre os planetas do sistema solar, ainda é um grande objeto de fascínio para as pessoas.

Logo após a escolha do sistema solar como tema, através do diálogo entre os integrantes do grupo, realizamos a divisão dos objetos, no caso o Sol e todos os planetas que formavam o sistema, separando qual integrante seria responsável em realizar o cordel de cada planeta.

O professor orientador deixou livre a escolha sobre como os integrantes do projeto iriam estruturar o seu cordel, se a escolha das estrofes iria ser em quadra, sextilha ou setilha. Ao iniciarmos as confecções dos cordéis, os integrantes do projeto tiveram uma maior facilidade em se trabalhar com uma estrutura de quadras, ou seja, cordéis em que a estrofe é composta de quatro versos.

A interação entre os integrantes do grupo era constante, onde todos os integrantes se auxiliavam na confecção dos cordéis. Apesar de a responsabilidade pela confecção ser individual, ao final, cada cordel tinha a participação de todos os integrantes.

Apesar de não padronizarmos a estrutura do cordel, o grupo, em consonância, padronizou sobre quais características iriam ser abordadas sobre os planetas em cada cordel. Por consequência, as características principais abordadas para a confecção dos cordéis foram as seguintes: Características de planeta rochoso ou gasoso, dimensão, composição e núcleo, atmosfera, gravidade, temperatura, tempo de rotação ou translação.

A seguir mostraremos, como exemplo, um cordel confeccionado pela equipe sobre o planeta Vênus e exposto na página [19].

#### Cordel sobre Vênus

Meu amigo e minha amiga  
Venham que eu vou lhes falar  
A astronomia literária  
Chegou para te informar

Muito prazer sou a Sofia  
Sou eu quem vou te guiar  
Na busca deste conhecimento  
De maneira interestelar

Para começar de um jeito, levemente  
peculiar  
Vamos falar do planeta que do leste ao  
oeste está a girar

Faz parte dos registros e dos dados que  
me salva  
Dentre todos os milênios já fui  
chamado de Estrela Dalva

Vênus é um planeta bem atípico  
Continuo o meu verso dizendo os  
motivos

Pois com suas montanhas e vulcões  
Recentemente tendo erupções

É até gêmeo da terra em pequenas  
situações  
Quando falamos da gravidade e do seu  
tamanho  
Mas para os dados não ficar estranho  
Limito aqui as minhas comparações

Sua atmosfera é muito densa  
Fazendo a vida em sua superfície ficar  
tensa.

Pois basicamente em sua composição  
Temos nitrogênio e dióxido de carbono  
de montão

Sua pressão atmosférica parece até a  
pressão de uma guerra  
Sendo 92 vezes maior que a da terra  
Fazendo a temperatura alta deixar  
qualquer um passando mal  
Ficando em torno de 460 graus.

Quando falamos do seu movimento dá  
muita confusão  
Principalmente saber que o tempo de  
rotação é maior que o de translação  
Fica maluco qualquer humano  
Saber que um dia dura mais que um  
ano.

A partir desse momento terei que sair  
Mas não pense que termina por aqui  
Astronomia continua vindo com  
sabedoria e versos legais  
Para mostrar que conhecimento nunca  
é demais

A confecção e a publicação dos cordéis eram feitas utilizando a arte de Xilogravura caracterizando e retratando o céu e os temas relacionadas a cultura nordestina, tentando, assim, reproduzir os folhetos característicos dessa Literatura. Mostramos na Figura 1 um exemplo de um cordel

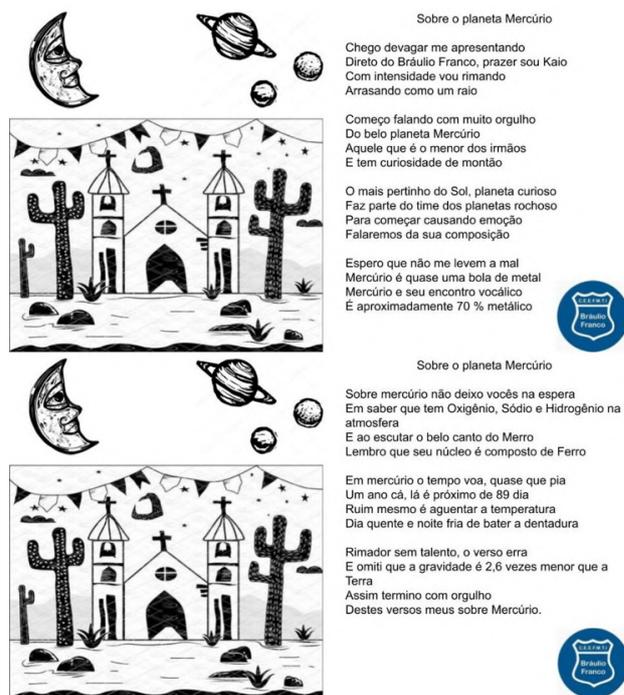


Figura 1: Cordel sobre mercúrio e utilização da xilogravura.

confeccionado sobre o planeta mercúrio exposto na página do Astronomia Literária do Instagram.

Ao longo da evolução do projeto e da confecção dos cordéis, o grupo, aproveitando os recursos do Instagram, também realizavam interações com o público e compartilhavam curiosidades relacionadas aos assuntos de astronomia de outras páginas através dos *Stories*. Também surgiu a ideia de utilizar a página para interação através de jogos, onde foi desenvolvido caças palavras utilizando os cordéis da página deixando como exemplo a Figura 2 sobre um caça-palavras postado na página do Astronomia Literária.

Após a primeira etapa da MAES 2022, ao receber a sugestão de fazer cordéis narrados, o grupo se atentou a possibilidade da inclusão social. Por consequência, resolvemos criar versões, dos cordéis, narradas em vídeo e incluímos a linguagem de sinais nele. A transcrição em LIBRAS foi realizada pelo grupo NEAPIE da SRE Guaçuá em uma parceria formada com o Astronomia Literária.

Atualmente, finalizamos os cordéis sobre o sistema solar e estamos nos preparando para entrar em assuntos gerais de física e astronomia, assim como assuntos mais complexos como relatividade geral, exoplanetas, radiação cósmica de fundo, entre outros.



Caça Palavras sobre o Cordel da Artemis 1

Oihem bem meus amigos pois hoje fui desafiado Desafiado no bom sentido por algo que é bom de ser lembrado Nossos amigos do Astronomia e música me informou no zumzumum Sobre o lançamento hoje da missão Artemis 1

Depois de falar de planetas gasosos e telúricos Venho fazer um apelo a todos os públicos Sobre esse grande evento no qual venho a divulgar Que no dia 16 de novembro há de se realizar

E agora sobre a Artemis 1 vamos falar Que entre os seus objetivos é testar Se o softwares e hardwares conseguem aguentar Uma volta em nosso querido sistema lunar

Sem deixar a qualidade de lado Esta missão é um voo não tripulado Testando assim para a próxima missão Um voo com tripulação

O Astronomia falando de "constelación" Destaca também o teste da espaçonave Orion E antes que do verso me esquece Será lançado pelo foguete SLS

Agora me despeço depois do desafio aceitado Espero que o Astronomia e música tenham gostado E mostrando que de cordel nós somos os melhores da área Disponham sempre do Astronomia Literária

O Astronomia Literária vem promover conhecimento, através do divertimento, então como forma de passatempo, inserimos um caça palavras para distrair o seu momento.

Artemis 1

As palavras deste caça palavras estão escondidas na horizontal, vertical e diagonal, sem palavras contrário.

R A R N N N O O O E M F E T C N E S N U B D  
 O I T A E I E I M S O E E O M R T O T V L L  
 P E R E M C V U A G T H A N M F R F T I A D  
 W I I W O W E D U L E R U D T I L T N N S H  
 N L P D E C N E F N T S A E O E M W Ç M I O  
 E S U S O E T T E I T N U N S L N A N R A O  
 L A L O E E O L S N I D T N D R M R C O M A  
 S S A N F T S W E L C A O E W E S E M C I O  
 G L D I I A C A E S P A Ç O N A V E L W S T  
 M H O H L A S R D R B H T T E R D D K Z S T  
 A H R H A R D W A R E D O S D T O L G D Á Y  
 E I T D A E S D A L A A R P H U N M T O O O  
 P E T O I D S P E U H E E D S R I O W A A E  
 T I E C R M C M S N L F N I G M M D N R R E  
 D A I O A G B T W A T C E H I H E T S E A I  
 E T I C N E A I I R E F T M U R I L A S Y I

ESPAÇONAVE EVENTO FOGUETE      HARDWARE LANÇAMENTO LUNAR      MISSÃO ORION SLS      SOFTWARE TRIPULADO

Figura 2: Caça palavras sobre a Artemis 1. - REFERENCIA

Futuramente, pretendemos expandir o nosso projeto para outras redes sociais, como o Facebook e plataformas de vídeos e planejar materiais didáticos para o ensino infantil, além de promover feiras em praças públicas ou outras escolas da região.

4 Resultados obtidos

O projeto Astronomia Literária, em seus 5 meses de funcionamento, até o momento, possui mais de 630 seguidores, tendo realizado 22 postagens. Dos 10 cordéis sobre o sistema solar, postados até então, 6 estão narrados em LIBRAS, 3 atividades de caça palavras e 2 cordéis diversos, todos têm recebido elogios diversos. O projeto também conseguiu o segundo lugar dentre as escolas públicas do estado do Espírito Santo na MAES 2022 e o terceiro lugar geral entre as escolas públicas e privadas do estado.

5 Conclusões

A literatura de cordel pode se tornar um grande instrumento ao ensino de física e astronomia e promover um auxílio para a compreensão dos principais conceitos científicos relacionados a essa ciência.

Durante a confecção dos cordéis, observamos uma grande evolução no conhecimento astronômico e no interesse dos integrantes em relação aos temas, assim como também observamos a grande aceitação do tema nas redes sociais através dos elogios, sugestões e interações com a página.

Verificamos que, apesar de as redes sociais, ultimamente, estarem sendo utilizadas como uma plataforma para a propagação de notícias fantasiosas e inverídicas, o uso das redes sociais como instrumento de divulgação científica pode ser extremamente benéfico, além de servir como uma ferramenta de inclusão social ao conhecimento científico, podendo atingir grande parte da população, visto os resultados que conseguimos até o momento com o projeto Astronomia Literária que, no período de 5 meses de funcionamento, conseguiu mais de 600 seguidores, diversas parcerias com outras páginas de astronomia, mostrando que existe um público que gosta do tema e que pode ser cada vez mais explorado.

Agradecimentos

Agradecemos, primeiramente, a toda equipe do CEEFMTI Bráulio Franco, por todo o suporte dado para o desenvolvimento do projeto e divulgação. Também agradecemos ao professor Marcio Bolzan do Ifes de Alegre por todo o suporte, disponibilidade e incentivo dado ao projeto durante a etapa de Alegre. Agradecemos a equipe NEA-PIE da SRE Guaçuí por todo o suporte dado para a tradução dos cordéis em LIBRAS, além de toda a equipe organizadora da MAES 2022 por todo o suporte dado a equipe durante a etapa final em Guarapari e a oportunidade de apresentar este projeto.

Sobre os autores

Zowguifer Emilio Nolasco dos Anjos [zowguifer.anjos@educador.edu.es.gov.br](mailto:zowguifer.anjos@educador.edu.es.gov.br) é Mestre em Ensino de Física pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ) e licenciado em Física

pela Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro (UFRRJ). Atua como professor em designação temporária no CEEFMTI Bráulio Franco, em Muniz Freire, estado do Espírito Santo e tem interesses na área de instrumentação para o Ensino de Física, Metodologia Baseada em Projetos e divulgação científica.

Gabriel Soroldoni Alves [gabrielsa2004@gmail.com](mailto:gabrielsa2004@gmail.com) é aluno do CEEFMTI Bráulio Franco e, atualmente, cursa a terceira série do ensino médio.

Kaio Rodrigues Ribeiro [kaiori-beiro0305@gmail.com](mailto:kaiori-beiro0305@gmail.com) é estudante do CEEFMTI Bráulio Franco e, atualmente, cursa a segunda série do ensino médio.

Maria Cristina de Souza Bossan [mariacristinabossan@gmail.com](mailto:mariacristinabossan@gmail.com) é estudante do CEEFMTI Bráulio Franco e, atualmente, cursa a segunda série do ensino médio.

Sofia de Souza Machado [sofiadetrano132@gmail.com](mailto:sofiadetrano132@gmail.com) é estudante do CEEFMTI Bráulio Franco e, atualmente, cursa a segunda série do ensino médio.

## Referências

- [1] C. G. Rodrigues e C. L. S. Borges, *Astronomia: breve história, principais conceitos e campos de atuação*, *Brazilian Applied Science Review* **6**(2), 545 (2022). Disponível em <https://ojs.brazilianjournals.com.br/ojs/index.php/BASR/article/view/46298/pdf>.
- [2] C. R. Debom, *O aprendizado da astronomia e das ciências afins com a mediação da observação rudimentar e da imagem astronômica*, Mestrado profissional em ensino de física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2010). Disponível em <https://www.lume.ufrgs.br/bitstream/handle/10183/26491/000756014.pdf?sequence=1&isAllowed=y>, acesso em fev. 2023.
- [3] M. S. Sukanuma et al., *Astronomia para todos: Divulgação científica com resultados reais*, *Revista Percurso* **9**(1), 219 (2017). Disponível em <https://periodicos.uem.br/ojs/index.php/Percurso/article/view/49706>, acesso em fev. 2023.
- [4] *Astronomia: carreira e onde estudar*, Guia da Carreira (2020). Disponível em <https://www.guiadacarreira.com.br/blog/astrologia>, acesso em fev. 2023.
- [5] I. de Castro Moreira, *A inclusão social e a popularização da ciência e tecnologia no Brasil.*, *Revista Ibict* **1**(2) (2006). Disponível em <https://revista.ibict.br/inclusao/article/view/1512>, acesso em fev. 2023.
- [6] W. J. dos Santos e I. P. da Silva, *As potencialidades da Literatura de Cordel para o Ensino de Física na perspectiva de professores-pesquisadores da área de Educação em Ciências*, *Revista Insignare Scientia - RIS* **3**(1), 214 (2020).
- [7] J. M. Luyten, *O que é literatura de cordel* (Brasiliense, São Paulo, 2005).
- [8] D. Diana, *Literatura de Cordel: o que é, origem, características e poemas*, *Toda Matéria* (2022). Disponível em <https://www.todamateria.com.br/literatura-de-cordel/>, acesso em fev. 2023.
- [9] A. B. de Albuquerque e O. A. Sakai, *Astro-cordel: Um encontro possível entre literatura e astronomia*, *Revista Mundi Sociais e Humanidades* **6**(2) (2021).
- [10] A. Medeiros e J. T. N. Agra, *A astronomia na literatura de cordel*, *Física na escola* **11**(1), 5 (2010). Disponível em <http://www1.fisica.org.br/fne/phocadownload/Vol11-Num1/a021.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [11] E. P. de Brito, D. C. G. Fernandes e K. W. A. Meira, *Literatura de cordel no ensino de física: uma didática lúdica e cultural*, in *VI ENID* (Realize, Campina Grande, 2017). Disponível em [https://editorarealize.com.br/editora/anais/enid/2017/TRABALHO\\_EV100\\_MD1\\_SA4\\_ID387\\_22112017114119.pdf](https://editorarealize.com.br/editora/anais/enid/2017/TRABALHO_EV100_MD1_SA4_ID387_22112017114119.pdf), acesso em fev. 2023.
- [12] *Astronomia Literária, Cordel de Júpiter*, Instagram: @astronomia\_literariabf (2022). Disponível em <https://www.instagram.com/p/CkZfjWlvjJ/>, acesso em fev. 2023.

- [13] V. B. Barbosa, *Divulgação Científica Nas Redes Sociais: Breve Olhar Sobre O Conteúdo Jornalístico Da Universidade Do Estado Do Amazonas No Facebook*, in *XXXVIII Congresso Brasileiro de Ciências da Comunicação* (Rio de Janeiro, 2015), 1 – 11. Disponível em <https://portalintercom.org.br/anais/nacional2015/resumos/R10-2101-1.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [14] L. Massarani, I. de Castro Moreira e F. Brito (eds.), *Ciência e Público* (Casa da Ciência – Centro Cultural de Ciência e Tecnologia da Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2002). Disponível em [https://www.museuda vida.fiocruz.br/images/Publicacoes\\_Educacao/PDFs/cienciaepublico.pdf](https://www.museuda vida.fiocruz.br/images/Publicacoes_Educacao/PDFs/cienciaepublico.pdf), acesso em fev. 2023.
- [15] C. M. Porto (ed.), *Difusão e cultura científica: alguns recortes* (EDUFBA, Salvador, 2009). Disponível em <https://static.scielo.org/scielobooks/68/pdf/porto-9788523209124.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [16] W. Bueno, *Jornalismo científico no Brasil: o compromisso de uma prática independente*, Tese de Doutorado, Escola de Comunicação e Artes da Universidade de São Paulo (1985).
- [17] W. Bueno, *Jornalismo Científico no Brasil*, in *Difusão e Cultura Científica: alguns recortes*, editado por C. M. Porto (EDUFBA, Salvador, 2009).
- [18] W. C. Bueno, *A divulgação científica no universo digital: o protagonismo dos portais, blogs e mídias sociais*, in *Produção e difusão de ciência na cibercultura: narrativas em múltiplos olhares*, editado por C. Porto, K. E. Oliveira e F. Rosa (Editus, Ilhéus, 2018). Disponível em <https://books.scielo.org/id/fc27h/pdf/porto-9788574555249-06.pdf>.
- [19] Astronomia Literária, *Cordel de Vênus*, Instagram: @astronomia\_literariabf (2022). Disponível em <https://www.instagram.com/p/CjktneDr2lq/>, acesso em fev. 2023.

# Estrelas: propriedades e ciclo de vida

Carlos Daniel Caldeira Silva, Victor Hugo Nantet Binoti e Bernardo Brunoro Dilem

Instituto Federal do Espírito Santo, Campus Alegre

---

## Resumo

Desde os primeiros passos da humanidade, observamos esses distantes corpos celestes com admiração. Neste artigo, abordaremos as estrelas, suas principais características e também suas diferenças, discutindo as estrelas variáveis. Também abordaremos seu ciclo de vida, desde o nascimento até a morte estelar, e introduziremos desde as pequenas anãs brancas até os poderosos buracos negros.

## Abstract

Since humanity's first steps, we have watched these distant celestial bodies with wonder. In this article, we will approach the stars, their main characteristics and also their differences, discussing the variable stars. We will also cover their life cycle, from birth to stellar death. And we will introduce since small white dwarfs to powerful black holes.

---

**Palavras-chave:** estrelas, curva de luz, estrelas variáveis, espectro, fusão nuclear, estrelas de nêutrons.

**Keywords:** stars, light curve, variable stars, spectrum, nuclear fusion, neutron stars.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39886](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39886)

## 1 Introdução

Antes de iniciar a leitura desse tema, é necessário entender, de maneira geral, o que são estrelas e qual sua importância. Estrelas são grandes corpos celestes, com luz própria e que são capazes de produzir energia por meio de reações que ocorrem em seu interior. Mas, afinal, por que será que estes pontinhos brilhantes no céu seriam importantes para a Terra e para todo o universo? A verdade é que além de produzirem luz e energia, as estrelas também são as principais fábricas dos elementos químicos de nosso universo. De fato, elementos como carbono, oxigênio e nitrogênio, que juntos com o hidrogênio<sup>1</sup> compõem 99% de nossas células, são produzidos por estrelas [1]. Como diz Carl Sagan: “somos todos poeira das estrelas” [2]. Somos um remanescente estelar.

---

<sup>1</sup>O hidrogênio, por conter apenas um próton em seu núcleo, é o elemento químico mais simples e mais fácil de se produzir, tendo sido formado, em sua maior parte, antes mesmo da existência das estrelas.

## 2 Conhecendo as características das estrelas

Agora que já fizemos uma breve introdução sobre o que são e qual a importância das estrelas, iremos destacar suas principais características. Veremos que, embora possuam diversas características em comum, as estrelas também são bastante diversificadas.

### 2.1 Massa

Estrelas são formadas principalmente por bárions, que são partículas fundamentais possuidoras de massa. Como exemplo de bárions, temos os prótons e os nêutrons, que compõem o núcleo de todos os elementos químicos (como o hidrogênio e o hélio, por exemplo, que são os elementos mais abundantes nas estrelas). Além de bárions em seu núcleo, os elementos químicos também possuem elétrons, localizados em uma região ao redor do núcleo chamada eletrosfera. Os elétrons são classificados como léptons e, embora sejam fundamentais nas reações químicas das quais tais elementos participam, são praticamente irrelevantes no que diz respeito à sua massa, uma vez que são muito mais leves que os prótons e

os nêutrons (quase duas mil vezes mais leve). A massa de uma estrela determina sua vida, sua gravidade e sua própria existência. Estrelas com menos massa vivem muito mais que estrelas de maior massa. Para se ter uma ideia, caso o Sol, que é uma estrela, tivesse 10% da massa que ele possui atualmente – cerca de  $1,9891 \times 10^{30}$  kg, ou uma massa solar ( $1 M_{\odot}$ ) – ele viveria aproximadamente 1 trilhão de anos, o que é 91 vezes mais do que o tempo de vida estimado para ele (11 bilhões de anos). Estrelas mais massivas também são muito mais raras que estrelas menos massivas, uma vez que vivem menos. As estrelas variam desde  $0,1 M_{\odot}$  à valores muito maiores,<sup>2</sup> mas esse número raramente passa de  $60 M_{\odot}$  [3]. A estrela com maior massa conhecida atualmente é a R136a1, situada na constelação de Dourado, com uma massa de  $196 M_{\odot}$ . Essa estrela viverá no total 3 milhões de anos, bem menos que o Sol, devido a sua enorme massa.

## 2.2 Temperatura

Ao contrário do que muitos pensam, estrelas não são enormes bolas de fogo. Elas, na verdade, são formadas por plasma. O plasma é um estado de agregação da matéria no qual suas partículas constituintes estão em tão alto grau de agitação que suas energias superam a energia que mantém os elétrons ligados ao núcleo atômico. Como consequência, alguns dos elétrons se desprendem de seus átomos, formando um gás ionizado. Uma vez que, fisicamente, a temperatura é o grau de agitação de partículas, um plasma possui altíssimas temperaturas. A temperatura superficial de uma estrela varia principalmente de 2.000 K a 40.000 K, embora existam algumas poucas estrelas que passam disso. Um exemplo é a estrela WR 102, com uma temperatura igual a 200.000 K, sendo a estrela com maior temperatura superficial conhecida. Já no núcleo de uma estrela, a temperatura é incrivelmente maior, variando de 10 milhões a 5 bilhões de Kelvins. As estrelas são classificadas pela temperatura por meio da classe espectral, que compreende as classes M, K, G, F, A, B e O, com a temperatura aumentando gradualmente desde a classe M até a classe O, na ordem apresentada (ver Figura 1).

Há também subdivisões nas classificações,

<sup>2</sup>Embora não haja um limite aceito, acredita-se que exista sim um limite físico superior para a massa de uma estrela.

sendo representadas por algarismos de 9 a 0, sendo o 9 mais quente e 0 mais frio. O Sol, por exemplo, é uma estrela de classe G2 e muitos astrobiólogos afirmam que o Sol não é uma estrela com temperatura ideal para vida, por ser quente demais, sendo mais propício uma estrela de classe K [5]. A temperatura também influencia na cor das estrelas: Estrelas mais quentes são azuis, ficando amarelas, laranjas e vermelhas com a diminuição da temperatura.

## 2.3 Luminosidade e brilho

Estas duas propriedades são provavelmente as mais marcantes das estrelas. As estrelas certamente são muito instigantes desde os primórdios da humanidade. Os antigos muitas vezes as viam como seres divinos por representarem a luminosidade, sendo observadas com admiração [6] A luminosidade que as estrelas possuem é a quantidade de energia luminosa emitida em sua superfície a cada segundo, sendo medida em Watts (W) ou luminosidades solares ( $L_{\odot}$ ), sendo que uma luminosidade solar ( $1 L_{\odot}$ ) equivale a  $3,9 \times 10^{26}$  W – ou 40 trilhões de megatons/s, que equivale a 4 quatrilhões de bombas como a de Hiroshima explodindo por segundo. A luminosidade é calculada pela equação:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (1)$$

sendo  $R$  o raio da estrela,  $\sigma$  a constante de Stefan-Boltzmann e  $T$  a sua temperatura superficial. Por outro lado, o brilho é a quantidade de energia luminosa que incide sobre uma área de  $1 \text{ m}^2$  a cada segundo, sendo medido em  $\text{W}/\text{m}^2$ . Seu valor é calculado pela lei do inverso do quadrado, que diz que um aumento na distância resulta na diminuição do brilho de maneira inversamente proporcional ao seu valor elevado ao quadrado:

$$b = \frac{L}{4\pi d^2}. \quad (2)$$

Embora em uma primeira impressão a luminosidade e o brilho sejam parecidos, eles são bem diferentes e usados para diferentes situações. De maneira geral, o brilho sempre vai depender da distância do objeto luminoso a um dado referencial, enquanto a luminosidade não depende da distância, já que ela é própria da estrela [7]. É como pensar em uma vela: Se afastar a vela, o brilho diminui, e se aproximá-la, aumenta. Mas

| COR           | CLASSIFICAÇÃO | TEMPERATURA (K) | COMPOSIÇÃO   |
|---------------|---------------|-----------------|--|
| AZUL          | O             | 30 mil          | Hélio ionizado e metais, com linhas de hidrogênio de baixa intensidade                     |
| AZUL-CLARO    | B             | 20 mil          | Hélio neutro e metais ionizados, com linhas de hidrogênio de alta intensidade              |
| BRANCA        | A             | 10 mil          | Linhas de hidrogênio dominantes e metais fracamente ionizados                              |
| AMARELO-CLARO | F             | 7 mil           | Metais neutros e fracamente ionizados, com linhas de hidrogênio de alta intensidade        |
| AMARELA       | G             | 6 mil           | Cálcio fracamente ionizado e metais neutros, com linhas de hidrogênio de baixa intensidade |
| LARANJA       | K             | 4 mil           | Metais neutros e bandas moleculares  |
| VERMELHA      | M             | 3 mil           | Metais neutros e bandas de óxido de titânio molecular                                      |

**Figura 1:** A classe espectral das estrelas e suas principais características. Fonte: Super Interessante [4]

a luminosidade é a mesma, a menos que o combustível para manter a vela acesa e irradiando energia diminua. A forma usada para classificação por meio da luminosidade é a de Morgan-Keenan (MK), observada na Figura 2. Portanto, o Sol é classificado como uma estrela G2V, sendo o G2 sua Classe Espectral e o V afirmando que ele é uma estrela anã. Outra grandeza relacionada ao brilho e à luminosidade de uma estrela é a sua magnitude, que pode ser apresentada de duas formas: aparente ou absoluta. A magnitude aparente ( $m$ ) de uma estrela está relacionada ao seu brilho ( $b$ ) medido da Terra e é expressa em uma escala logarítmica através da equação:

$$m = -2,5 \log(b) + C, \quad (3)$$

sendo  $C$  uma constante que define o ponto zero da escala.<sup>3</sup> O uso da escala logarítmica se dá devido a percepção de brilho do olho humano, que é logarítmica, e o fator  $-2,5$  decorre da classificação de Hiparco (160-125 a.C.), que atribuiu magnitude 6 às estrelas visíveis menos brilhantes e 1 à mais brilhante (cerca de 100 vezes mais brilhante que as de magnitude 6). Note que, pela equação (4), a diferença de magnitude entre dois corpos

<sup>3</sup>Normalmente utiliza-se a magnitude da estrela Vega como  $m = 0$  para se definir a constante  $C$

celestes 1 e 2 será dada por:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log\left(\frac{b_1}{b_2}\right). \quad (4)$$

Aplicando-se os valores atribuídos por Hiparco na equação acima, bem como a razão entre os brilhos, percebe-se facilmente a correção do fator  $-2,5$ . Já a magnitude absoluta está relacionada ao brilho que a estrela teria, também utilizando-se de uma escala logarítmica, ao ser vista a uma distância de 10 parsecs, ou 32,6 anos luz. Desta forma, enquanto a magnitude aparente nos traz uma informação útil do quão brilhante uma estrela nos parece ser (uma vez que é medida da Terra e, portanto, depende da distância que tal estrela está de nosso planeta), a magnitude absoluta nos traz uma informação útil sobre o brilho intrínseco de uma estrela (uma vez que é “medida” sempre a uma mesma distância). A diferença entre a magnitude aparente ( $m$ ) e absoluta ( $M$ ) de uma estrela é dada por:

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

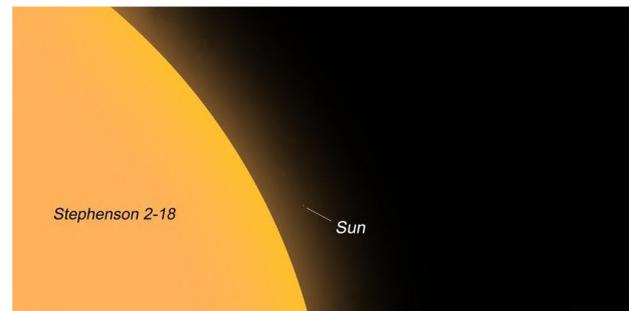
com a distância  $d$ , entre a estrela e a Terra, medida em parsecs.



**Figura 2:** Classificação de Morgan-Keenan. Fonte: Super Interessante [4]

## 2.4 Dimensões

Variando muito, o tamanho das estrelas é outra característica marcante. É medido em raios solares ( $R_{\odot}$ ), sendo que um raio solar ( $1 R_{\odot}$ ) equivale à 696.340 km. A dimensão muda no decorrer da vida. O Sol, daqui a aproximadamente 4,6 bilhões de anos, terá um raio 256 vezes maior que o de atualmente [8]. A maior estrela conhecida



**Figura 3:** Comparação entre Sol e Stephenson 2-18. Fonte: Astronomiaum [10]

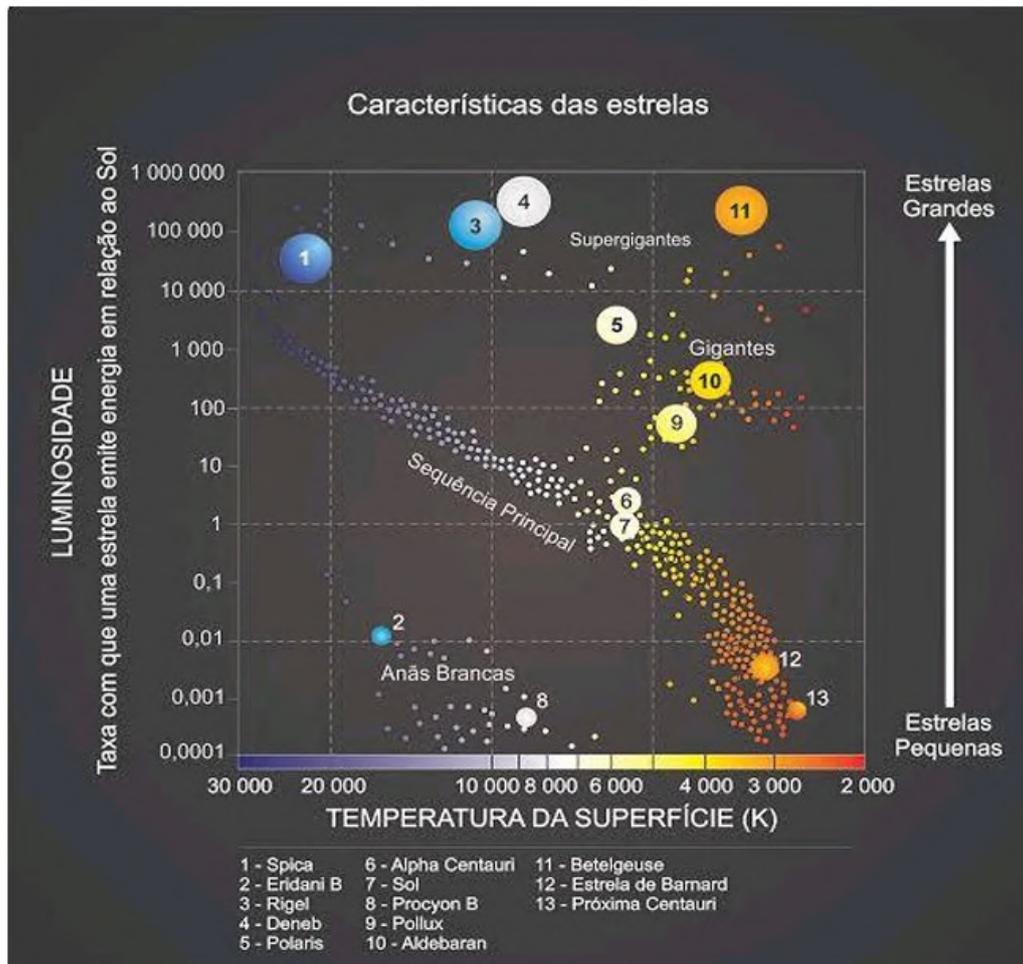
atualmente é Stephenson 2-18 [9], com  $2150 R_{\odot}$ , localizada na constelação do Escudo.

## 2.5 Diagrama Hertzsprung-Russell (HR)

Entre 1911 e 1913, Ejnar Hertzsprung e Henry Norris Russell relacionaram a temperatura superficial de estrelas com a luminosidade, o que gerou o Diagrama HR. O Diagrama HR é um gráfico muito utilizado para visualizar e estudar a evolução e as diferentes fases da vida de uma estrela [11], podendo ser utilizado tanto na determinação da idade de aglomerados estelares (uma vez que, quando construído para um determinado aglomerado de estrelas, sua aparência dependerá fortemente da idade desse aglomerado), como na distância de certas estrelas. Na Figura 4, vemos um exemplo de um diagrama HR.

Ao examinarmos o digrama HR da Figura 4 com atenção, vemos que as estrelas não se distribuem igualmente por toda sua extensão, mas sim concentram-se em algumas de suas partes, estando a maioria delas alinhadas em uma estreita faixa diagonal que vai do canto superior esquerdo (onde estão as estrelas mais quentes e luminosas) ao canto inferior direito (mais frias e menos luminosas). Essa faixa é a chamada sequência principal e é onde a estrela passará a maior parte de sua vida. Há também concentrações notáveis se estendendo ao longo do topo do diagrama (mais luminosas), próxima ao canto superior direito (mais frias e luminosas) e próxima ao canto inferior esquerdo (mais quentes e menos luminosas). Explicaremos logo abaixo como essas concentrações estão relacionadas com a classificação das estrelas.

Começando com a concentração no topo do diagrama, temos as estrelas mais luminosas, de classe de luminosidade I, chamadas supergigan-



**Figura 4:** Diagrama HR relacionando a luminosidade e a temperatura superficial das estrelas. Note que há regiões de maior concentração estelar. Fonte: astro.if.ufrgs.br [12]

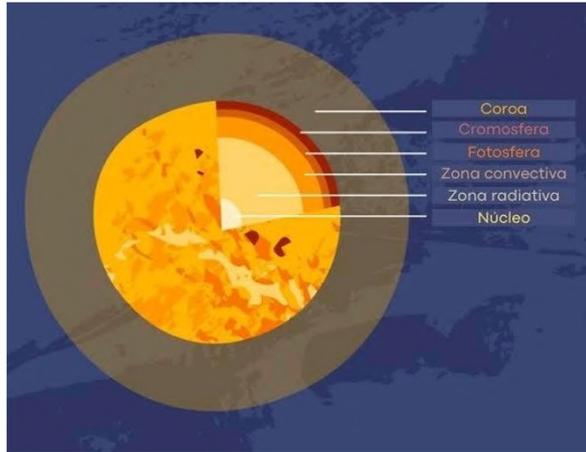
tes. Note que há supergigantes estendendo-se por praticamente toda a faixa de temperaturas mostrada. Abaixo destas, porém ainda acima da sequência principal e mais à direita, estão as estrelas de classe de luminosidade II e III, chamadas de gigantes. Sua posição indica que são estrelas mais frias e bastante luminosas, embora não tão luminosas quanto as de classe I. Já as estrelas da sequência principal possuem classe de luminosidade V e são chamadas de anãs. A posição que ocupam em um diagrama HR estende-se desde o canto superior esquerdo, onde concentram-se estrelas mais quentes e luminosas até o canto inferior direito, onde concentram-se as mais frias e menos luminosas, e é determinada por sua massa, uma vez que desta decorrem sua temperatura e sua luminosidade. Por fim, abaixo da sequência principal e pouco mais à esquerda, há uma concentração de estrelas chamadas anãs brancas. Sua localização indica que, em geral, são estrelas mais quentes e menos luminosas. Além de

nos auxiliar na classificação, o diagrama HR também possui importância histórica por ter levado os astrônomos a constatar que as estrelas evoluem. Tomando o Sol como exemplo, hoje ele está no centro da sequência principal, mas, como já foi dito, daqui a 5 bilhões de anos se tornará uma gigante vermelha, observado no canto superior direito do diagrama.

## 2.6 Estrutura interna das estrelas

Estrelas possuem 6 camadas [13] concêntricas com funções distintas, como podemos ver na Figura 5.

O núcleo, como já dito, é a camada central, mais quente e mais densa. Lá ocorrem reações que geram energia para a estrela. Na zona radiativa, a energia luminosa é transportada por irradiação, o que é um processo muito lento. Um fóton (partícula quantizada da radiação eletromagnética, ou seja, da luz) leva cerca de 150 mil



**Figura 5:** Representação da estrutura interna de uma estrela mostrando suas 6 camadas. Fonte: Mundo Educação [14]

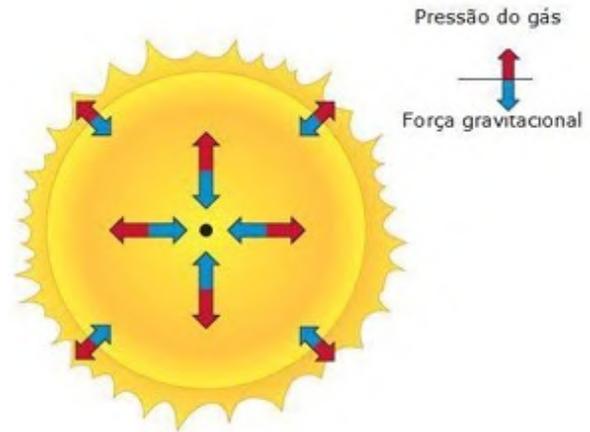
anos para atravessar a zona radiativa. Depois há a zona convectiva, onde a energia é transportada por convecção. Mais adiante há a fotosfera, que é a camada visível para nós, onde as temperaturas já são muito mais baixas, cerca de 5800 K. Já passando para a atmosfera estelar, encontra-se a cromosfera e a coroa. A cromosfera não é visível pois emite muito menos radiação que a fotosfera, sendo somente visível durante eclipses. Já a coroa é maior sendo, no Sol, sua maior camada. Seu tamanho tem algo em torno de 2 milhões  $R_{\odot}$ , e possui temperaturas incrivelmente grandes (cerca de 1-2 milhões Kelvin).

### 2.7 Equilíbrio hidrostático

Devido às enormes massas das estrelas, as partículas que a compõem experimentam uma intensa força gravitacional, puxando-as para seus centros. Para as estrelas não colapsarem devido à sua própria gravidade, é necessário algo para contrabalançá-la. Esse contrabalanço é fornecido pela pressão dos gases estelares, que empurram suas partículas constituintes para fora. Esses dois vetores, se forem iguais, anulam-se e é obtido o equilíbrio hidrostático.

### 3 Ciclos de queima

Para sustentarem sua pressão interna, e consequentemente manterem o equilíbrio hidrostático, é necessário que as estrelas produzam energia. Essa energia é obtida por meio da fusão nuclear, que é a fusão de núcleos de um elemento químico,



**Figura 6:** Representação do equilíbrio hidrostático em uma estrela. Note que a pressão do gás (setas vermelhas) e a atração gravitacional (setas azuis) se equilibram em cada ponto, sendo maiores nas partes mais internas. Fonte: docplayer.com.br [15]

com o produto sendo um elemento mais pesado que o original e energia.<sup>4</sup> O primeiro e principal elemento fundido pelas estrelas é o hidrogênio. Estrelas, em geral, queimam hidrogênio durante 90% de sua vida. O hidrogênio é fundido por meio do ciclo próton-próton [1], no qual quatro prótons de hidrogênio fundem-se e, depois de uma série de reações no núcleo estelar, obtêm-se hélio (um elemento mais pesado que o hidrogênio), luz e energia. Porém, quando o hidrogênio no núcleo se esgota, começa a fusão do hélio e, após o hélio, a estrela segue queimando elementos cada vez mais pesados, como vemos na Figura 7.

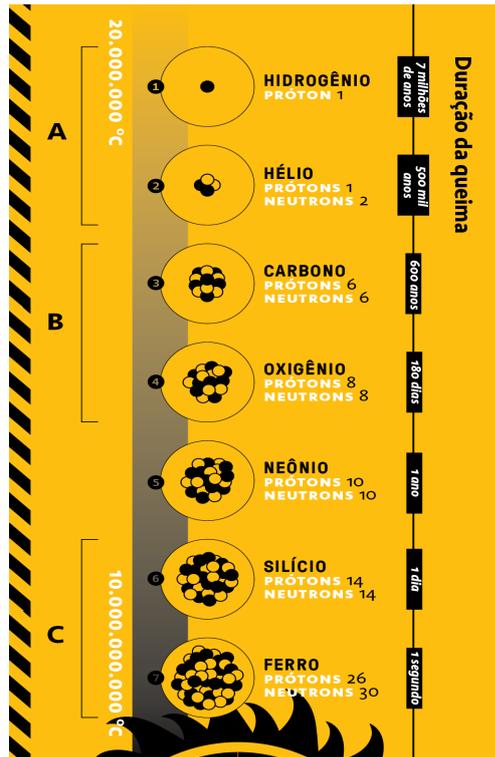
Caso uma estrela tenha massa o suficiente, sua última fase produzirá ferro. A partir deste elemento, a fusão nuclear passa a consumir energia, ao invés de produzi-la (como podemos ver na Figura 8), e, portanto, não poderá mais ser um mecanismo para gerar a pressão necessária para manter o equilíbrio hidrostático. Desta forma, tal equilíbrio é interrompido e a estrela implode, dando origem a uma supernova.

Um acréscimo de energia por meio das fusões nucleares resulta na perda de massa estelar, de acordo com a famosa equação

$$E = mc^2, \quad (6)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz. A equação (6) faz parte da teoria da relatividade especial, apresentada por Albert Einstein, em 1905. No presente

<sup>4</sup>Tal energia se dá na forma de luz e movimento dos núcleos envolvidos.



**Figura 7:** Ciclo de queima e fusão nuclear. Fonte: Super Interessante [16]

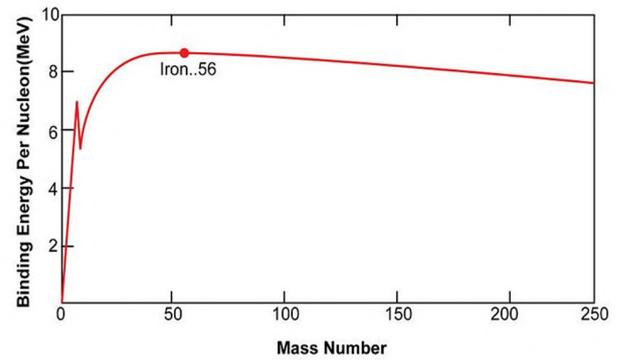
caso, ela nos diz que quando as estrelas obtêm energia, ocorre como consequência a perda de massa. Ou seja, estrelas perdem massa com o tempo.

#### 4 Estrelas variáveis

Estas são estrelas bem características, por variarem seu brilho e tamanho no decorrer do tempo. Tais variações podem ser intrínsecas ou extrínsecas. Intrínsecas são aquelas que acontecem por fenômenos ocorridos na própria estrela, como, por exemplo, uma estrela variando seu brilho por uma compressão e em seguida expansão periódica de sua superfície. Dentre os tipos de intrínsecas, estão as cefeidas, RR Lyrae, RV Tauri, variáveis de longo período e cataclísmicas. Já extrínsecas, são as que ocorrem por variações externas, como um sistema binário, onde há duas estrelas no qual uma acaba ofuscando o brilho da outra por meio de um eclipse. Dentre os tipos de extrínsecas, estão as binárias eclipsantes e as variáveis rotativas.

##### 4.1 Cefeidas e distâncias

Um dos principais tipos de estrelas variáveis são as cefeidas, cuja variação intrínseca de seu bri-

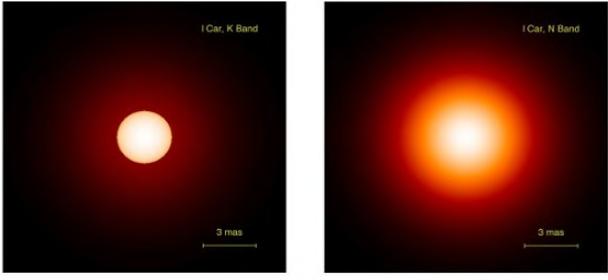


**Figura 8:** Energia de ligação nuclear por partícula constituinte (eixo vertical) em função do número de massa (eixo horizontal) do elemento químico. Note que, a partir do ferro, novos núcleos possuem menor energia de ligação (em módulo) por partícula constituinte. Fonte: clivebest.com [17]

lho e dimensão ocorre periodicamente. Durante o final do século XIX e o início do século XX, havia um grande problema na astronomia: o cálculo limitado de distâncias. Isso se deve ao fato de que, naquela época, o método utilizado para o cálculo de distâncias era o da paralaxe estelar, ou seja, da medição do desvio aparente de uma estrela contra fundo de objetos mais distantes devido ao movimento orbital da Terra. O problema com tal método é que com o aumento da distância da estrela em relação à Terra, menor será sua paralaxe, tornando o método ineficaz para distâncias acima de cerca de 100 parsecs. Um novo método de cálculo desenvolveu-se a partir dos estudos de Henrietta Leavitt sobre as estrelas variáveis. Entre 1903 e 1908, Leavitt descobriu e catalogou 1777 estrelas variáveis situadas nas Grandes e Pequenas Nuvens de Magalhães, percebendo que algumas dessas apresentavam um padrão, no qual estrelas de maior período de oscilação (tempo necessários para a estrela variável sair de um nível mínimo de brilho até o outro) eram também mais brilhantes, como podemos observar na Figura 10.

Em 1912, Leavitt publica a relação precisa, por ela descoberta, entre o período e a luminosidade [19] das cefeidas, fazendo com que este tipo de estrelas variáveis se tornassem as primeiras “velas-padrão” da astronomia.<sup>5</sup> Com esta relação, Hertzsprung determinou, em 1913, a distância até a nuvem de Magalhães e, desde então, as distâncias de estrelas muito mais longes

<sup>5</sup>Uma vela-padrão é basicamente um objeto de luminosidade conhecida. Medindo seu brilho, é possível determinar a que distância ele se encontra – ver eq.(2).



**Figura 9:** Estrela variável fotografada em momentos de menor e maior brilho. Fonte: Super Interessante [18]

foram medidas com este método. Com isso, houve um grande avanço na nossa concepção sobre a dimensão do Universo, sendo notável o trabalho de Edwin Hubble (que entre outros feitos utilizou-se da mesma relação para a determinação da distância de Andrômeda, em 1923) anos mais tarde.

#### 4.2 Experimento sobre curva de luz, Cefeidas e distâncias

Para realizar este experimento, utilizamos o American Association of Variable Star Observers (AAVSO), disponível em [www.aavso.org](http://www.aavso.org), que é uma organização sobre estrelas variáveis que disponibiliza uma ferramenta para a criação de curvas de luz, que são gráficos que apresentam a variação do brilho com o tempo. Extraíndo os dados da curva de luz, é possível calcular a distância da Terra até a cefeida. A cefeida escolhida foi a Delta Cephei ( $\delta$  cep), localizada na constelação de Cefeu. Utilizando o AAVSO, foi gerada a seguinte curva de luz, observada na Figura 11, da qual é possível extrair o período ( $P = 5,4$  dias) e as magnitudes aparente máxima ( $m_{max} = 4,4$  W/m<sup>2</sup>) e mínima ( $m_{min} = 3,4$  W/m<sup>2</sup>) da Delta Cephei. Para calcular a distância, utilizamos as seguintes equações [20],

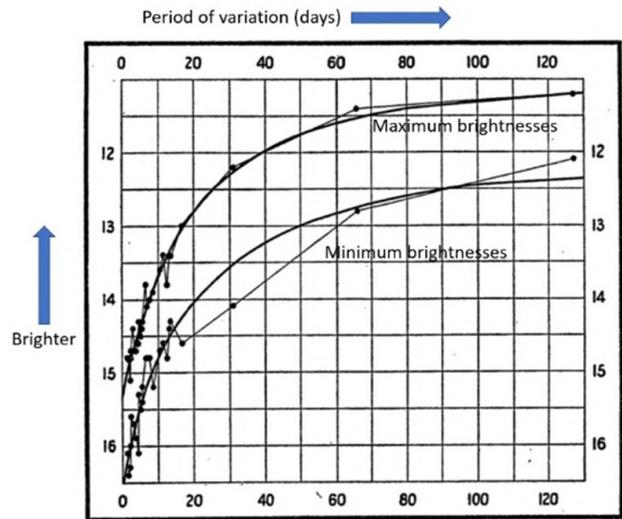
$$M = -2,76 \log(P) - 1,35, \quad (7)$$

sendo  $M$  é a magnitude absoluta da cefeida e  $P$  o seu período;

$$m = \frac{m_{max} + m_{min}}{2}, \quad (8)$$

na qual  $m$  é a magnitude aparente da estrela, com  $m_{max}$  e  $m_{min}$  sendo, respectivamente, suas magnitudes aparente máxima e mínima e, finalmente:

$$d = 10^{\frac{m-M+5}{5}} \quad (9)$$



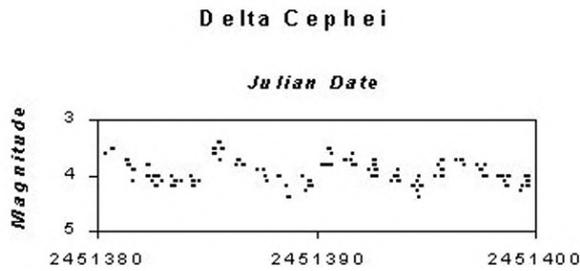
**Figura 10:** Relação entre período (eixo horizontal) e luminosidade (eixo vertical) das cefeidas. Observe que quanto maior é o período, maior será a luminosidade. Fonte: fords.org [22]

em que  $d$  é a distância da Terra à cefeida. O resultado obtido foi de aproximadamente 280 parsecs, ou 913 anos luz. Para verificar o resultado obtido, procuramos em fontes confiáveis a distância da Terra até Delta Cephei, encontrando o valor de  $272 \pm 8$  parsecs =  $887 \pm 26$  anos luz [21]. Com isso, concluímos que o nosso resultado está dentro dos valores aceitos pelas medições atuais.

Para ir um pouco além, decidimos calcular a distância de M31V1, que é uma cefeida da galáxia de Andrômeda. Fazendo o procedimento novamente, geramos a curva de luz e extraímos os seguintes dados:  $P = 31,404$  dias,  $m_{max} = 19,5$  W/m<sup>2</sup> e  $m_{min} = 18,5$  W/m<sup>2</sup>. Seguindo os mesmos cálculos obtivemos:  $d \approx 798590$  parsecs = 2.635.347 anos luz. Verificando o resultado, notamos que a distância real é de  $2,52 \pm 0,14$  milhões de anos luz [23]. Com isso, concluímos que o nosso resultado está dentro dos valores aceitos pelas medições atuais.

### 5 Ciclo de vida

Como nós, as estrelas têm um ciclo de vida. Nascer, crescer e morrer. Nesta seção, iremos ver as diferentes fases de vida das estrelas, desde seu nascimento até sua morte.



**Figura 11:** Curva de luz da Delta Cephei gerada com a utilização do AAVSO. Fonte: [American Association of Variable Star Observers](#)

### 5.1 Nascimento

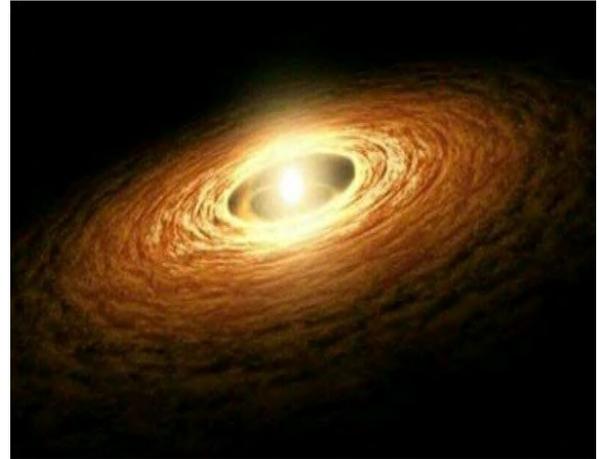
O nascimento das estrelas ocorre nas nebulosas. Nebulosas são nuvens moleculares formadas por poeira, hidrogênio e hélio. Ao passar milhares de anos, os átomos de hidrogênio fundem-se formando uma bola de gás quente chamada protoestrela. Logo depois, ao chegar a uma temperatura de 10 milhões Kelvin, os átomos de hidrogênio iniciam a fusão nuclear, gerando átomos de hélio. Assim formando uma nova estrela.

### 5.2 Morte estelar

Como tudo no universo, há sempre um fim, e essa regra não foge às estrelas. Mas, embora isso signifique o fim daquela estrela, também abre portas para toda uma nova geração. A morte ocorre quando o combustível para a fusão nuclear acaba. Dependendo de várias características atribuídas àquela durante sua vida, sua morte pode ocorrer de variadas formas.

### 5.3 Gigante vermelha

Uma vez acabado seu combustível, a gravidade torna-se maior que a pressão interna dos gases, finalizando o equilíbrio hidrostático e comprimindo o núcleo, aumentando sua densidade. Para continuar estável, ocorre a queima de hidrogênio nas camadas exteriores ao núcleo, o que gera uma grande quantidade de energia e um aumento na pressão interna. Com essa pressão empurrando contra a gravidade, a estrela se expande. Observando novamente a equação (1) da luminosidade, notamos que o aumento do raio estelar fará com que a temperatura diminua e, com uma temperatura menor, o espectro da estrela tenderá ao vermelho [24]. Com um aumento da densidade do núcleo, as condições tornam-se propícias para



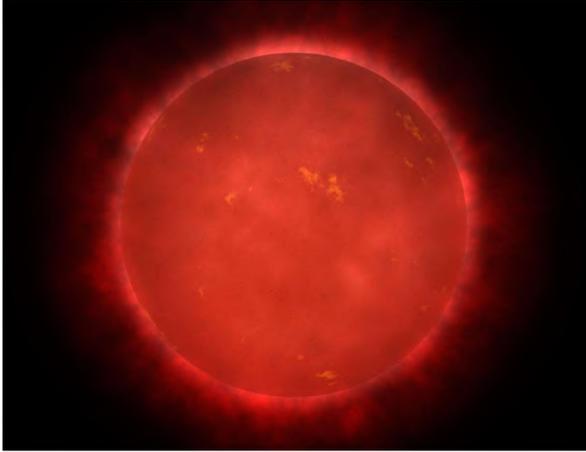
**Figura 12:** Representação artística de uma protoestrela. Fonte: Veja [25]

a fusão do hélio e, após o hélio, inicia-se a fusão de carbono. Após isso, as camadas exteriores irão se colapsar e formar uma nebulosa planetária e, ao centro dessa nebulosa, o antigo núcleo de carbono tornar-se-á uma pequena anã branca.

### 5.4 Anãs brancas

As anãs brancas são remanescentes estelares compostos principalmente por matéria eletronicamente degenerada.<sup>6</sup> Em geral, são estrelas pequenas (Sirius-B, por exemplo, é menor que a Terra), porém de grande densidade. Uma característica importante dessas estrelas é que seus núcleos estão abaixo da temperatura necessária para dar continuidade aos processos de fusão nuclear e, sem a fusão nuclear para gerar energia, a pressão do gás estelar não é suficiente para manter o equilíbrio hidrostático. Desta forma, quando uma gigante vermelha colapsa se tornando uma anã branca, seu núcleo se comprime bastante (o que explica seu pequeno tamanho e sua alta densidade), fazendo com que suas partículas cons-

<sup>6</sup>Para entendermos a degenerescência eletrônica, nos lembremos do princípio de exclusão de Pauli: Um sistema físico qualquer, e em especial um átomo, tende sempre a evoluir naturalmente para estados de menor energia potencial. Desta forma, poderíamos esperar que todos os elétrons em um átomo multieletrônico se aglomerassem em sua camada mais interna, ocupando simultaneamente o estado de mais baixa energia possível para cada um deles individualmente. No entanto, isto não acontece pois, de acordo com o princípio da exclusão de Pauli, dois (ou mais) elétrons não podem ocupar o mesmo estado quântico de um mesmo sistema ao mesmo tempo. Desta forma, eles tendem a se distribuir progressivamente das camadas mais internas para as mais externas.



**Figura 13:** Representação artística de uma gigante vermelha. Fonte: The nine planets [27]

tituintes estejam tão fortemente agregadas ao ponto dos estados quânticos de seus elétrons começarem a se sobrepor. É nesse ponto que a degenerescência eletrônica se torna fundamental para evitar o colapso da estrela [26]. De maneira análoga ao que acontece em um átomo multieletrônico, o princípio da exclusão irá impedir que os elétrons ocupem o mesmo estado e, consequentemente, se aglomerem ainda mais. Como consequência, isso gerará uma espécie de pressão, a chamada pressão de degenerescência, que, no caso das anãs brancas, será suficiente para equilibrar a gravidade e manter a estrela em equilíbrio por um longo período de tempo.

Apesar de possuírem uma longa vida, ela tem um fim, que pode acontecer de três formas. Uma das formas acontece quando há um sistema binário com uma das estrelas sendo uma anã branca. Quando, por exemplo, a outra estrela torna-se uma gigante vermelha, sua matéria, sendo ela principalmente hidrogênio, é capturada pela anã branca e, com isso, acontece a fusão nuclear na anã branca. Quando sua massa chega a  $1,3 M_{\odot}$ , começa a queima de carbono e depois a de ferro. Quando metade do carbono torna-se ferro, a anã branca explode em uma explosão extremamente luminosa e rica em silício, conhecida como supernova Ia [28]. Outra forma seria ela se esfriar formando uma anã negra. Porém, teoricamente levariam trilhões de anos para que isso acontecesse, sendo o Universo ainda muito jovem para que isso já possa ter acontecido (o Universo tem cerca de 13,7 bilhões de anos, o que é muito menos que o tempo que uma anã branca levaria para se resfriar). A matéria degenerada possui um li-

mite, chamado de limite de Chandrasekhar [26]. Quando uma estrela atinge esse limite, que vale  $1,4 M_{\odot}$ , ela se tornará, após uma supernova, uma estrela de nêutrons ou um buraco negro, dependendo de sua massa.

### 5.5 Supernovas

Na seção anterior, falamos sobre a supernova do tipo Ia. Porém, existem também outros tipos de supernova. Quando uma estrela supergigante possui cerca de  $10 M_{\odot}$  e seu combustível acaba, a gravidade ganha da pressão interna. Sendo assim, o equilíbrio hidrostático não é mais mantido e a estrela colapsa. Em seguida, ocorre uma explosão denominada supernova tipo II, sendo esse tipo de supernova caracterizado por apresentar hidrogênio e hélio em seu espectro. Também há os tipos Ib e Ic de supernovas, ambos sendo colapsos do núcleo estelar. O tipo Ib possui somente hélio em seu espectro e o tipo Ic não possui nem hidrogênio e nem hélio.

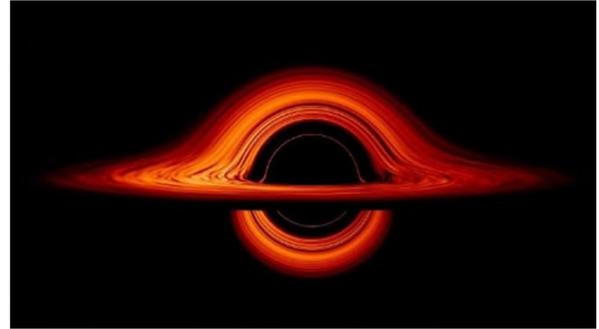
### 5.6 Estrelas de nêutrons e pulsares

Quando o núcleo da supernova possuir menos que  $3 M_{\odot}$ , forma-se uma estrela de nêutrons, que recebe este nome porque, dentro de seu núcleo, os átomos estão tão próximos que os prótons e elétrons combinam-se em nêutrons. Essas estrelas giram muito rápido, sendo que a velocidade dessa rotação depende da matéria que foi atraída do remanescente da supernova. De acordo com o princípio da conservação do momento angular: quanto mais a matéria estiver contraída, mais rápido será o giro [29].<sup>7</sup> Um tipo interessante de estrela de nêutrons é o pulsar. Um pulsar é uma estrela de nêutrons com uma enorme rotação e um intenso campo magnético, que emite energia em feixes estreitos de radiação eletromagnética ao longo de seus polos (ver Figura 14). Uma vez que tais feixes são estreitos, apenas observadores que estejam em sua direção poderão detectá-los e, uma vez que o pulsar está a girar, eles o enxergarão como pulsos extremamente regulares e de curta duração, num efeito semelhante à luz que se observa vinda de um farol.

<sup>7</sup>Como uma analogia, pensemos na conservação do momento angular durante o giro de uma bailarina: quando gira com os braços abertos, sua velocidade é menor, pois a matéria (distribuída ao longo de seus braços) está dispersa, mas se contrair os braços, a velocidade aumenta



**Figura 14:** Representação artística de um pulsar. Fonte: iStock [30]



**Figura 15:** Visualização de um buraco negro feita pela NASA. Fonte: BBC News Brasil [31]

### 5.7 Buracos negros

Caso o núcleo estelar possuir mais que  $3 M_{\odot}$ , após a supernova, a gravidade será tão intensa que irá comprimir toda matéria em um único ponto, chamado de singularidade [31]. Com isso, é formado um buraco negro. Buracos negros recebem este nome pois ao seu redor há um limite, chamado horizonte de eventos, da qual nada que o penetre pode escapar, nem mesmo a luz.

## 6 Conclusão

Ao final deste artigo, esperamos ter feito uma breve revisão bibliográfica sobre as estrelas e, com isso, tê-lo instigado sobre esse grande universo repleto de pontinhos que o iluminam desde seu início. Ao longo dele, discutimos as principais propriedades e o mecanismo que as mantém, ao menos temporariamente, em equilíbrio. Vimos também que as estrelas podem ser bem diferentes umas das outras – como as cefeidas, anãs brancas, gigantes vermelhas, estrelas de nêutrons etc – e que possuem um ciclo de vida. Estrelas são a luz do universo, e a vida depende dessa luz.

### Sobre os autores

Carlos Daniel Caldeira Silva ([carlosdaniel231106@gmail.com](mailto:carlosdaniel231106@gmail.com)) é aluno da primeira série do curso Técnico em Agropecuária integrado ao ensino médio, do Instituto Federal do Espírito Santo (Ifes), campus Alegre.

Victor Hugo Nantet Binoti ([victorbinoti42@gmail.com](mailto:victorbinoti42@gmail.com)) é aluno da primeira série do curso Técnico em Agropecuária integrado ao ensino médio, do Instituto Federal do Espírito

Santo (Ifes), campus Alegre.

Bernardo Brunoro Dilem ([bernardob@ifes.edu.br](mailto:bernardob@ifes.edu.br)) é bacharel em física pela Universidade Federal de Viçosa (UFV), possui mestrado e doutorado em física pela Universidade Federal do Espírito Santo (UFES) e é professor de física do Instituto Federal do Espírito Santo (Ifes), campus Alegre.

### Referências

- [1] S. Rocha, *Composição química da matéria*, Simbiotica.org. Disponível em <http://www.simbiotica.org/composicaoquimicacelula.htm>, acesso em fev. 2023.
- [2] K. M. Delmestre, *Somos poeira de estrelas*, Instituto Serrapilheira (2020). Disponível em <https://serrapilheira.org/somos-poeira-de-estrelas/>, acesso em fev. 2023.
- [3] L. Arany-Prado, *À luz das estrelas* (DP&A Editora, Rio de Janeiro, 2006).
- [4] G. Hirata, *Como os cientistas descobrem as características de uma estrela?*, Super Interessante (2018). Disponível em <https://super.abril.com.br/mundo-estranho/como-os-cientistas-descobrem-as-caracteristicas-de-uma-estrela>, acesso em fev. 2023.
- [5] P. Gister, *In praise of the k-class stars*, Centauri Dream (2009). Disponível em <https://www.centauri-dreams.org/2009/08/12/in-praise-of-k-class-stars/>, acesso em fev. 2023.

- [6] U. C. Taylor, *Astronomy through the eyes of the ancients*, Journal of the Royal Astronomical Society of Canada **25**, 55 (1931).
- [7] *Qual a diferença entre brilho e luminosidade*, Treinamento24. Disponível em <https://treinamento24.com/library/lecture/read/804431-qual-a-diferenca-entre-brilho-e-luminosidade>, acesso em fev. 2023.
- [8] A. Posses, D. Mello e G. Ponte, *Qual o futuro do Sol?*, Revista Galileu | Espaço (2019). Disponível em <https://revistagalileu.globo.com/Ciencia/Espaco/noticia/2019/12/qual-o-futuro-do-sol.html>, acesso em fev. 2023.
- [9] B. Leiroz, *Conheça a Stephenson 2-18, a estrela que superou a UY Scuti*, Conexão Geoclima (2020). Disponível em <https://www.conexaogeoclima.com.br/post/conhe%C3%A7a-a-stephenson-2-18>, acesso em fev. 2023.
- [10] Astronomiaum, *Stephenson 2-18 é uma estrela supergigante vermelha localizada na constelação de scutum. também catalogada como stephenson 2-dfk 1 e rsgc2-18, é a atual detentora do recorde da maior estrela conhecida, com um raio de 2.150 vezes o do sol.*, 10 abr. 2022. 22:40 Twitter: @astronomiaum. Disponível em <https://twitter.com/astromiaum/status/1513331205147668481>, acesso em fev. 2023.
- [11] M. Luciuk, *The HR diagram, the most famous diagram in astronomy*, Asterism.org (2019). Disponível em <https://asterism.org/wp-content/uploads/2019/03/tut39-HR-Diagram.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [12] K. S. Oliveira Filho e M. F. O. Saraiva, *O diagrama HR*, Astronomia e Astrofísica (2022). Disponível em <http://astro.if.ufrgs.br/estrelas/node2.htm>, acesso em fev. 2023.
- [13] *O sol*, Instituto Geofísico, Universidade de Coimbra. Disponível em <http://www1.ci.uc.pt/iguc/atlas/02sol.htm>, acesso em fev. 2023.
- [14] P. Guitarrara, *Sol*, Mundo Educação. Disponível em <https://mundoeducacao.uol.com.br/fisica/o-sol.htm>, acesso em fev. 2023.
- [15] W. F. Silva, *Origem, evolução e morte das estrelas: uma sequência de ensino para alunos do ensino médio*, Doc Player. Disponível em <https://docplayer.com.br/113206870-Origem-evolucao-e-morte-das-estrelas-uma-sequencia-de-ensino-para-alunos-do-ensino-medio.html>, acesso em fev. 2023.
- [16] B. Vaiano, *A fantástica fábrica de elementos pesados*, Super Interessante (2018). Disponível em <https://super.abril.com.br/ciencia/a-fantastica-fabrica-de-elementos-pesados/amp/>, acesso em fev. 2023.
- [17] C. Best, *Nuclear fusion - part 1*, clivebest.com (2015). Disponível em <https://clivebest.com/blog/?p=6899>, acesso em fev. 2023.
- [18] J. Soares, *5 tipos fantásticos de estrelas*, Super Interessante (2013). Disponível em <https://super.abril.com.br/coluna/superlistas/5-tipos-fantasticos-de-estrelas/amp/>, acesso em fev. 2023.
- [19] A. Masley, *Cepheid variable stars - IB Physics*, Andy Masley's IB Physics lectures (2020). Disponível em <https://www.youtube.com/watch?v=6F-B1rLZUnA>, acesso em fev. 2023.
- [20] *Science & technology - stellar distances*, European Space Agency (2022). Disponível em <https://sci.esa.int/web/education/-/35616-stellar-distances>, acesso em fev. 2023.
- [21] *Delta cephei*, Wikipedia. Disponível em [https://en.m.wikipedia.org/wiki/Delta\\_Cephei](https://en.m.wikipedia.org/wiki/Delta_Cephei), acesso em fev. 2023.
- [22] O. Wilson, *Solving the unknown: What astronomer Henrietta Swan Leavitt accomplished*, fords.org (2020). Disponível em [Cadernos de Astronomia, vol. 4, n°1, 143-155 \(2023\)](https://fords.org/solving-the-unknown-what-astronomer-henrietta-</a></p></div><div data-bbox=)

- [swan-leavitt-accomplished/](#), acesso em fev. 2023.
- [23] *Andromeda galaxy*, Wikipedia. Disponível em [https://en.m.wikipedia.org/wiki/Andromeda\\_Galaxy](https://en.m.wikipedia.org/wiki/Andromeda_Galaxy), acesso em fev. 2023.
- [24] F. Cain, *Why do red giants expand?*, Universe Today (2015). Disponível em <https://www.universetoday.com/122807/why-do-red-giants-expand/>, acesso em fev. 2023.
- [25] *Novo modelo explica como os planetas se formaram*, Veja (2012). Disponível em <https://veja.abril.com.br/ciencia/novo-modelo-explica-como-os-planetas-se-formaram/>, acesso em fev. 2023.
- [26] B. P. Hosti, *O que é matéria degenerada e o limite de chandrasekhar*, Espaço tempo (2022). Disponível em <https://www.espacotempo.com.br/materia-degenerada-limite-de-chandrasekhar/>, acesso em fev. 2023.
- [27] *Red giant star facts*, The nine planets (2020). Disponível em <https://nineplanets.org/red-giant-star/>, acesso em fev. 2023.
- [28] C. Mihos, *White dwarfs, Novae and type Ia Supernovae*, burro.case.edu. Disponível em <http://burro.case.edu/Academics/Astr221/LifeCycle/WNovae.html>.
- [29] R. A. Martins, *O Universo* (Livraria da Física, 2012).
- [30] A. Plawgo, *Banco de imagens e fotos de pulsar star*, iStock (2021). Disponível em <https://www.istockphoto.com/br/fotos/pulsar-star>, acesso em fev. 2023.
- [31] L. Lima, *O que é a singularidade, o coração dos buracos negros onde todas leis da natureza são quebradas*, BBC News Brasil (2020). Disponível em <https://www.bbc.com/portuguese/geral-54462160>, acesso em fev. 2023.

# Reflexões acerca das ondas gravitacionais: O que aprendi na Iniciação Científica Junior

Ana Júlia de Paula Poloni, Leandro da Silva Barcellos e Wanessa Santos Santana

EEEM Emir de Macedo Gomes

---

## Resumo

Apresentamos parte do trabalho desenvolvido durante um projeto de Iniciação Científica Júnior e da participação na Mostra de Astronomia do Espírito Santo. Este texto tem como objetivo divulgar estes assuntos para um amplo público. Realizamos um levantamento bibliográfico de dados sobre ondas gravitacionais, evolução de aparatos tecnológicos de detecção e análise dessas ondas e participação do Brasil nesse contexto. Para isso, nos debruçamos sobre referenciais bibliográficos publicados nos periódicos Cadernos de Astronomia, Revista Brasileira de Ensino de Física e Revista Exame. Esperamos que este texto desperte o interesse e a curiosidade do leitor.

## Abstract

We show part of the work developed in Junior Scientific Initiation and Mostra de Astronomia do Espírito Santo. This article aims to disseminate those topics for the public. We realized a bibliographical survey about Gravitational Waves, the progress of technological artifacts to detection and analyze those waves and the participation of Brazilian scientists in that context. For that, we consult de data of Caderno de Astronomia, Revista Brasileira de Ensino de Física and Revista Exame. We hope this text awaken the interest and curiosity of the public.

---

**Palavras-chave:** Astronomia, ondas gravitacionais, gravitação.

**Keywords:** Astronomy, gravitational waves, gravitation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39889](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39889)

## 1 Introdução

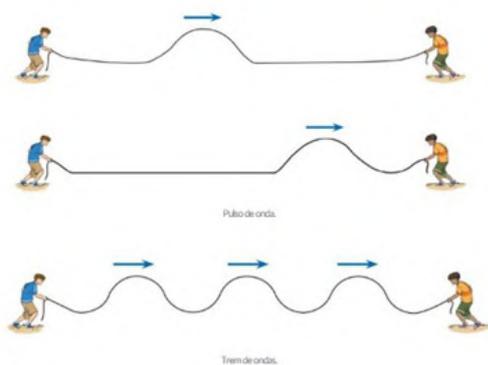
Ondas são movimentos causados por perturbações que se propagam em um determinado meio material ou vácuo. Na física, uma onda pode ser entendida como um mecanismo para transportar energia de uma região para outra, sem necessariamente transportar matéria [1].

Uma maneira intuitiva de compreender esse conceito é observar ondas formadas em cordas fixadas em uma extremidade, sob a ação de uma perturbação. O movimento produzido na vertical é transmitido a cada ponto da corda subsequente, o que descreve uma oscilação. Desse modo, é possível perceber a propagação do comportamento oscilatório transmitido a cada ponto da corda [2]. Um pulso de onda pode ser entendido como a propagação de uma onda única ao longo de uma corda subindo e descendo. Já um trem de ondas é quando há mais de uma oscilação, ou seja,

mais de um pulso de onda, conforme a figura 01 abaixo:

As ondas obedecem a padrões que são quantificados por algumas grandezas como: amplitude (distância entre o ponto mais alto, “crista”, e o ponto mais baixo, “vale”), período (intervalo de tempo para completar um ciclo), frequência (número de oscilações por segundo), velocidade (a rapidez com que a onda se propaga) e comprimento de onda (tamanho de um ciclo completo). Além disso, é possível classificá-las a partir da direção de propagação (unidimensional, bidimensional ou tridimensional) e de acordo com a direção de vibração (longitudinal e transversal).

Quanto à natureza, podemos classificá-las em: mecânicas, eletromagnéticas e gravitacionais. A primeira se refere a ondas que necessitam de um meio material para se propagar, como ondas em cordas, lagos ou sonoras. Já as ondas eletromagnéticas são oscilações provocadas por cargas



**Figura 1:** Padrão de onda em corda. Na primeira e na 2ª situação um único pulso sendo propagado ao longo de uma corda e na 3ª situação um trem de ondas sendo propagado em uma corda. (Crédito: Geekie one).

elétricas, produzindo vibrações nos campos elétricos e magnéticos. Tais oscilações se propagam como uma onda eletromagnética. Uma carga elétrica parada possui apenas um campo elétrico, porém, cargas elétricas em movimento produzem um campo magnético. Sendo assim, uma onda eletromagnética sempre envolverá vibrações simultâneas entre esses dois campos.

Por fim, as ondas gravitacionais são perturbações que se propagam no tecido espaço tempo e foram previstas a partir do desenvolvimento da teoria da relatividade geral, fruto do trabalho de Albert Einstein (1879-1955), a partir de avanços significativos por parte de outros cientistas, como Marcel Grossmann (1878-1936), Tullio Levi-Civita (1873-1948), Gregório Ricci-Curbastro (1853-1925) e David Hilbert (1862-1943). Em 1905, Einstein começa a se deparar com questões relacionadas ao princípio da relatividade e sua incompatibilidade com a teoria Newtoniana, a qual previa uma propagação instantânea para força gravitacional. Essas reflexões culminaram na proposição do princípio da equivalência, que postula que um sistema de referência uniformemente acelerado é fisicamente equivalente a um campo gravitacional uniforme.

A teoria da relatividade sugerida por Einstein e colaboradores descreve as três dimensões do espaço e a dimensão do tempo juntas, como uma espécie de tecido que nos rodeia e que é deformado pela presença dos corpos celestes massivos, como planetas e estrelas. Ao incluir campos gravitacionais, a teoria descreve os movimentos de objetos não mais como ação de forças, mas sim como trajetórias sobre a superfície espaço-tempo.

Essas deformações criam o que chamamos de gravidade. Então a Terra e outros planetas permanecem em órbita não porque o Sol os atrai, como pensava Newton. De acordo com a Teoria da relatividade, isso ocorre porque o Sol é uma estrela tão massiva que os outros corpos seguem a curvatura que ela gera no tecido do espaço-tempo.

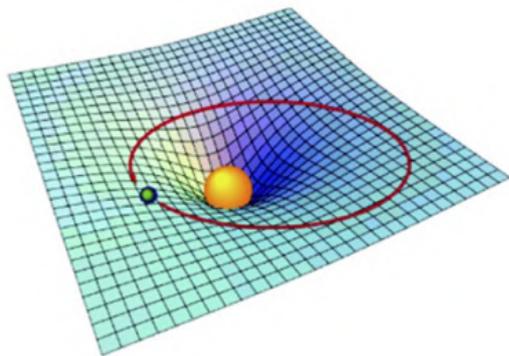
Compreender a natureza e as características de ondas mecânicas e eletromagnéticas é importante para entender como as ondas gravitacionais puderam ser previstas. Além disso, para criar tecnologias capazes de identificar esse padrão de vibração, foi necessário utilizar todo o conhecimento científico desenvolvido e aprimorado durante séculos, por cientistas e pesquisadores que observaram modelos capazes de descrever as ondas mecânicas e eletromagnéticas. Modelos esses que estão retratados hoje de forma fragmentada nos livros didáticos, sendo necessária a realização de ações que tornam acessíveis as informações sobre esse assunto importante e complexo.

Nesse sentido, a primeira autora submeteu proposta para apresentar, de forma oral, uma pesquisa sobre ondas gravitacionais na Mostra de Astronomia do Espírito Santo. A pesquisa ficou entre as dez melhores do evento em 2021, o que concedeu uma bolsa de Iniciação Científica Júnior (ICJr). O trabalho na ICJr consistiu em uma revisão bibliográfica, realizada em 2021/2022, envolvendo textos de divulgação científica sobre ondas gravitacionais publicados nos periódicos: Caderno de Astronomia da UFES, Revista Brasileira de Ensino de Física e revista EXAME. Selecionamos a base de dados devido à sua importância e confiabilidade no cenário de publicações e pesquisas de divulgação científica na Astronomia e no Ensino de Física.

No próximo tópico vamos descrever de maneira detalhada a natureza das ondas gravitacionais e como tem sido o desenvolvimento de aparatos tecnológicos relacionados a esse fenômeno. Esperamos que o público se encante tanto quanto nós ao compreender as diversas áreas de atuação profissional que se pode atuar nesse ramo de pesquisa.

## 2 Mas afinal, o que são ondas gravitacionais?

Para entender o conceito de ondas gravitacionais é necessário compreender primeiro a teoria da relatividade geral. Desse modo, faremos



**Figura 2:** Espaço tempo sendo deformado por um objeto massivo. (Crédito: Aguiar 2021).

uma breve revisão da história da física para uma melhor assimilação dessa nova ideia. Iniciaremos falando da teoria da gravitação formulada por Newton, publicada no livro *Principia*, em 1687. Nesse livro, Newton descreveu gravidade como uma força invisível que agia à distância, proporcional ao produto de duas massas, que se atraíam inversamente ao quadrado da distância entre elas.

Entretanto, a lei da gravitação formulada por Newton não informava nada sobre a velocidade de propagação da força gravitacional e esse passou a ser um problema em aberto por mais de dois séculos. Atualmente, a comunidade científica interpreta que a lei da gravitação de Newton se propaga com velocidade infinita, ou seja, instantaneamente. Sendo assim, em concordância com essa lei, se uma massa mudasse sua posição todo o universo receberia essa informação no mesmo instante [3].

Einstein foi o primeiro cientista a notar que nenhuma informação seria capaz de viajar a uma velocidade superior à da luz. Em 1905 ele publicou a teoria da relatividade restrita postulando o mesmo limite de velocidade para todas as interações físicas, ou seja, a maior velocidade que pode ser alcançada é a da luz. Einstein também concluiu que o espaço não era independente do tempo, formando assim uma única entidade que ele chamou de espaço-tempo (figura 02). Esse entendimento culminou na formulação da teoria da relatividade geral publicada em 1915 cuja a verificação foi feita também no Brasil, em 29 de maio de 1919, durante um eclipse solar em Sobral no Ceará (figura 03).

A comprovação da teoria da relatividade geral, a partir de um eclipse, teve início em 1912. A primeira tentativa de registrar fotos durante



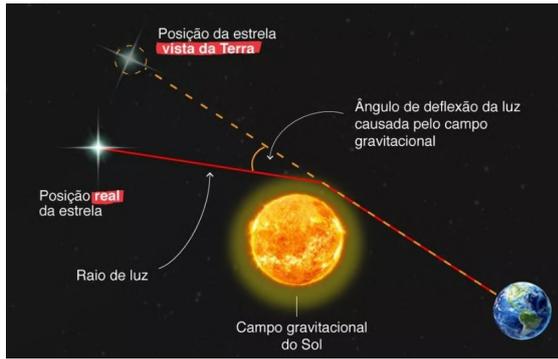
**Figura 3:** Foto do Sol no momento do eclipse capturada em Sobral-Ceará em 1919. (Crédito: BBC News Brasil 2019)

um eclipse foi realizada no sul de Minas Gerais, Brasil, em 1912. No entanto, a chuva torrencial impediu o registro do fenômeno. Esse contratempo não desanimou a comunidade internacional de astrônomos. Em 1919, Charles Perrine, astrônomo norte americano e diretor do Observatório de Córdoba (Argentina), contactou Henrique Morize, que começou a trabalhar em um relatório indicando que a Ilha do Príncipe, localizada na costa ocidental da África, e a cidade de Sobral, no Ceará, seriam excelentes locais de observação de um possível eclipse que estava para ocorrer em maio daquele ano.

O relatório de Morize foi acolhido pelo Joint Permanent Eclipse Committee, órgão oficial da *Royal Astronomical Society* para eclipses, onde Eddington era o secretário geral da associação. Atualmente, sabe-se que foi Eddington o principal responsável por organizar e enviar duas expedições (uma para Sobral, no Brasil, e outra para Ilha do Príncipe, na África). O dia 29 de maio de 1919 amanheceu nublado, mas as nuvens se dissiparam e um clarão abriu-se sobre elas permitindo registros fotográficos do eclipse na cidade de Sobral. Na Ilha do Príncipe choveu torrencialmente, o que implicou na qualidade das fotos capturadas no local [4].

Durante o eclipse de Sobral, cientistas calcularam o ângulo de deflexão da luz<sup>1</sup> das estrelas devido a presença do Sol (figura 4). A partir dos resultados obtidos foi possível verificar que a massa deforma o espaço-tempo, segundo a previsão da teoria da relatividade. Esse efeito gravitacional

<sup>1</sup>A deflexão da luz pode ser entendida como mudança na trajetória da luz que ocorre na presença de um campo gravitacional massivo, ou seja, na presença desse campo a luz se curva. Essa curvatura pode ser observada a partir do ângulo de deflexão. No caso do eclipse de Sobral o ângulo foi de 1,75 segundos de arco [5].



**Figura 4:** Imagem representativa do ângulo de deflexão da luz. (Crédito: BBC)

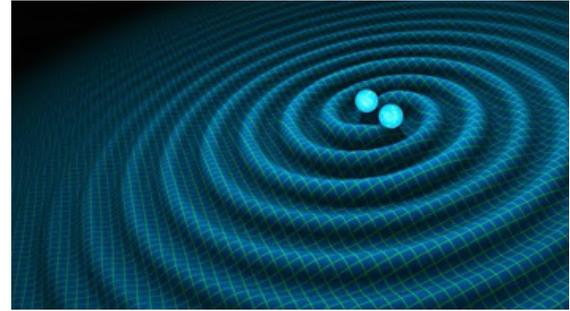


**Figura 5:** Imagem representativa do espaço-tempo sendo deformado por objetos massivos. (Crédito: YouTube).

de espaço-tempo curvado é o que chamamos de gravidade. No contexto da Teoria da Relatividade geral, as estruturas sentem o espaço-tempo curvo e, portanto, “escorregam” um em direção ao outro [3].

Para melhor entendimento, imagine como se o espaço-tempo fosse um grande lençol de borracha deformável por objetos que possuem massa grande o bastante, como uma bola de boliche em um trampolim (figura 05). Quanto maior a massa, maior é a curvatura e a distorção do espaço. Sendo assim, se você tentar se mover em linha reta ao redor dessa grande distorção, você, na verdade, estará se movendo em um círculo [2].

Essa compreensão também permite entender como funcionam as órbitas dos planetas e as interações entre objetos massivos no universo, como estrelas, galáxias, aglomerados de galáxias, buracos negros e a própria luz. Na verdade, não há uma força provocando as órbitas desses corpos e sim a curvatura no espaço-tempo é quem é responsável por essa influência mútua entre esses objetos. Einstein sugeriu que a interação ou colisão de objetos massivos poderiam causar variações no espaço-tempo [6]. Essas variações seriam causadas por distorções ou curvaturas no espaço,



**Figura 6:** Imagem representativa de ondas gravitacionais (Crédito: ShareAmérica).

a partir do movimento de massa e/ou energia que se propagam na velocidade da luz. Ele batizou de ondas gravitacionais (figura 6) essas deformações se propagando para fora dos corpos em órbitas.

As ondas gravitacionais emergem da derivação das equações de campo da teoria da relatividade geral de Einstein. Essa teoria permitiu prever que objetos massivos em movimento (acelerado) podem gerar ondulações no espaço, as quais deveriam viajar a velocidade da luz. Entretanto, foi necessário um século de avanços para desenvolver aparatos tecnológicos capazes de detectar essa interação.

## 2.1 Como observar uma onda no espaço-tempo?

Observar ondas gravitacionais não é fácil! Estamos tratando de oscilações que necessitam de aparatos tecnológicos extremamente sensíveis. De acordo com a analogia sugerida por Junior Diniz Toniato, em uma versão anterior desse mesmo periódico, a sensibilidade necessária para detectar ondas gravitacionais equivale a conseguir enxergar um fio de cabelo a 40 trilhões de quilômetros.

É importante salientar que, dentro da teoria da relatividade geral, o espaço deixa de existir de forma tridimensional e o tempo deixa de ocorrer em quantidades absolutas. Surge, assim, o espaço-tempo onde o tempo não é mais absoluto, pois depende da velocidade em que o observador se movimenta. E com base na Teoria da Relatividade Restrita, quanto mais rápido a pessoa se movimenta, mais lentamente o tempo passa para ela. Em consequência disso, o espaço também não é absoluto e cada observador pode aferir medidas de distâncias diferentes dependendo de sua velocidade, conforme previsto nessa teoria.

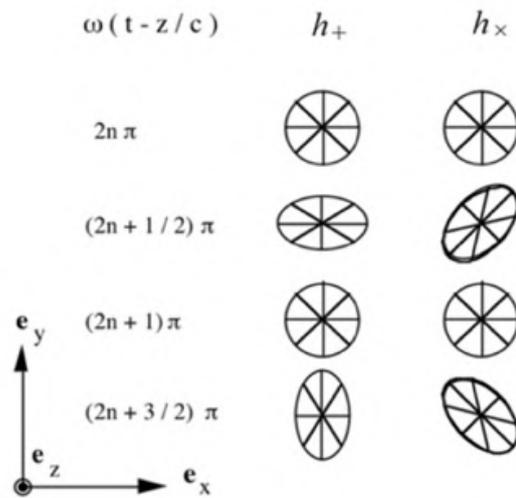
Dentro desse conceito de espaço tempo geométrico, não a concepção de gravitação é alterada

(deixando de ser uma força invisível e misteriosa que age a distância e passando a ser observada como deformação no tecido espacial), como também prevê que a informação no campo gravitacional viaja na forma de onda. Assim sendo, a gravitação descrita por Einstein pode ser entendida como o escorregar dos corpos em um espaço-tempo curvado pela presença de objetos massivos.

Voltando a analogia do lençol de borracha (figura 05), se fizéssemos a bola de boliche oscilar, haveria uma perturbação que poderia se propagar atravessando a cama elástica. É assim que compreendemos as ondas gravitacionais estendendo-se no espaço-tempo, ou seja, como propagações de oscilações ao longo do tecido espacial. Se imaginarmos um universo estático, não haveria movimento entre os corpos, cada corpo com massa deforma o espaço-tempo em volta dele e tudo permaneceria inerte. Porém, como há movimento, assumindo um referencial capaz de observar a interação entre dois corpos em órbita, é possível notar que eles arrastam com eles suas respectivas deformações do espaço-tempo. De acordo com as previsões de Einstein, essas deformações são propagadas para fora de suas órbitas.

Podemos imaginar ondas em um lago, provocadas pela queda de uma pedra. É como se no momento da queda, essas deformações fossem ganhando vida, sendo empurradas para fora no próprio lago. As ondas gravitacionais ocorrem de forma semelhante no tecido espacial, ou seja, corpos em órbitas deformam o espaço-tempo e essa deformação é capaz de se arrastar para fora de sua órbita. Isso ocorre com planetas, satélites, estrelas e todos os objetos celestes. Planetas que orbitam estrelas emitem ondas gravitacionais continuamente. O fato de a interação gravitacional ser a mais fraca dentre as interações fundamentais dificulta a detecção de ondas gravitacionais produzidas por corpos menos massivos. Apenas interações entre sistemas com muita massa, acelerados a altas velocidades, podem ser detectadas aqui da Terra, considerando o estágio atual da tecnologia.

Ainda de acordo com as previsões de Einstein, para identificar as ondas gravitacionais aqui da Terra é necessário que os padrões de vibração estejam de acordo com duas polarizações: + (mais), que produz contrações e alongações paralelas aos eixos x e y; e a polarização × (cruzada) que produz contrações e alongações formando um ângulo



**Figura 7:** Deformação de um círculo devido a forças (Crédito: Aguiar,2021)

de 45° com os eixos x e y (figura 07).

Na polarização + (mais) a onda se deslocando na direção z do plano cartesiano, provoca deformações paralelas aos eixos de referências x e y. No caso da polarização cruzada é o mesmo princípio aplicado a um ângulo de 45°. Outra maneira de detectar essas ondas seria mudar a diferença de fase de 0° para um valor qualquer, no intuito de ter uma polarização elíptica. Se obtermos uma diferença de fase de 90° a amplitude da polarização + e × passam a ser iguais. De qualquer modo, independente da orientação do plano de órbita em relação à Terra, as ondas gravitacionais detectadas obedeceriam um padrão de polarização elíptica.

Na figura 6 é possível observar a deformação que seria causada a um círculo de partículas ao ser atravessado por uma onda gravitacional com uma das polarizações fundamentais previstas por Einstein, de modo perpendicular [3]. De acordo com o autor, a razão entre o quanto o diâmetro do círculo varia e o próprio diâmetro é igual a amplitude da onda gravitacional, e é um número adimensional. Assim temos:

$$h \equiv \frac{\Delta L}{L} \tag{1}$$

A amplitude da onda gravitacional seria assim uma composição das duas polarizações:

$$h = \sqrt{h_+^2 + h_\times^2} \tag{2}$$

Qualquer deformação causada pela passagem de uma onda poderia ser decomposta nessas duas



**Figura 8:** Joseph Weber e uma de suas barras ressonantes. (Crédito: Aguiar, 2021)

polarizações. Além disso, com a informação da polarização é possível descobrir o plano de órbita de corpos a anos luz de distância da Terra, pois a polarização é capaz de revelar a inclinação do ângulo do plano de órbita desses objetos.

### 3 A evolução dos detectores e dos métodos de detecção

Na década de 60, Joseph Weber propôs a construção do primeiro detector de ondas gravitacionais conforme figura 08. O aparato consistia de uma barra maciça de alumínio em formato cilíndrico. Essa barra era mantida dentro de uma câmara de vácuo, suspensa por uma haste de metal fina, com poucos centímetros de diâmetro. Suas extremidades eram presas a um arco de alumínio e apoiado a duas pilhas de blocos de aço e borracha [3].

Haviam dezenas de cristais piezoelétricos conectados em série e colados na região central da barra. Esses cristais cumpriam o papel de transdutores (sensores), cujo o objetivo era transformar as vibrações em mecânicas em sinais elétricos. Assim, no momento em que a onda gravitacional atravessasse a barra e tivesse a polarização + (mais), a energia da onda era convertida em energia mecânica de oscilação da barra, pois os

cristais piezoelétricos faziam o papel de sensores, convertendo energia mecânica em sinais elétricos. Esse detector foi projetado para aferir padrões de vibração na ordem de  $10^{-16}$ , contudo, isso não foi suficiente, embora Weber tenha publicado artigos onde afirmava ter detectado sinais de ondas gravitacionais.

Motivados pela suposta detecção de Weber, na década de 70 dezoito novos grupos de investigação se formaram, para detectar ondas gravitacionais utilizando barras ressonantes, sendo os principais: Moscou, na Rússia; Bell Labs, New Jersey (EUA); Rochester, Nova York (EUA); IBM, Nova York (EUA); Bristol, Inglaterra; Glasgow, Escócia; Reading-Rutherford Lab, Inglaterra; Univ. Tóquio, Japão; Grupo Munich-Frascati; Zhongshan Univ., China; Beijing Univ., China; Grupo Meudon, França.

Detectores de segunda geração foram desenvolvidos nas décadas de 1960 e 1990, outros seis grupos desenvolveram detectores de segunda geração em em Roma, EUA, Austrália e Canadá. Essa nova tecnologia consistia em barras esféricas de massa ressonante resfriadas a temperaturas próximas da ebulição do hélio líquido (4,2 K/−268,95 °C). A terceira geração foi a de esferas criogênicas de cobre-alumínio que compunham os detectores Mini-GRAIL na Holanda e Mario Schenberg, construído no Brasil. O Schenberg foi construído no laboratório de física da USP e contou com a colaboração de várias instituições (INPE, USP, ITA, IFSP, UNI FESP, UNESP, UNICAMP, UESC, IAE, UFABC, PUC-Rio, UNIPAMPA, CBPF, Leiden Cryogenics, UWA, LSU, OCA E FAPESP). Operou até 2015 e atualmente encontra-se desmontado no INPE.

Nesse mesmo período foram construídos os primeiros interferômetros a laser. Eles funcionam de forma similar ao interferômetro Michelson-Morley utilizando braços horizontais e perpendiculares entre si para detecção das ondas gravitacionais. Nesse caso, o sinal chega perpendicular ao plano que contém o interferômetro com a polarização mais (+). Os interferômetros são ajustados para não sofrer interferência na luz dos feixes de laser e essa condição só é destruída quando há interação com a onda gravitacional.

Vale destacar que o interferômetro de Michelson-Morley é conhecido pela sua utilização em um dos mais notáveis experimentos na história da física. No final do século XIX,

Michelson, físico experimental especialista em medir a velocidade da luz, imaginou que se a Terra se move com velocidade em um espaço pleno de éter em repouso. Então, no referencial terrestre deveria haver um vento de éter no sentido contrário do movimento, do mesmo modo que a resistência do ar atua no rosto de um ciclista [7]. Considerando que a Terra gira em seu movimento diário e também muda sua velocidade ao longo do ano, era esperado um deslocamento das franjas de interferência produzidas entre raios paralelos e perpendiculares ao vento de éter. Apesar da sofisticação de seus recursos, Michelson não conseguiu detectar nenhuma diferença na velocidade dos raios, o que acarretava uma enorme imobilidade das franjas de interferência obtidas com seu aparato. Ele repetiu a experiência em Cleveland (EUA) e, desta vez, contou com a colaboração de Edward Morley, optando por usar aparelhos mais sensíveis. A construção do aparelho rendeu a Michelson o Nobel de Física de 1907. No entanto, ele nada encontrou.

A crença de Michelson no éter era tão intensa e persistente que o físico chegou a repetir o experimento, ao ar livre, no alto de uma montanha, por acreditar que as paredes do seu laboratório pudessem estar bloqueando o vento de éter. Para seu desapontamento, mesmo ao ar livre os resultados foram negativos. Várias outras hipóteses tentaram em vão “salvar o éter”: teoria de que o éter teria a mesma velocidade da Terra 30 km/s; a hipótese de Lorentz & Fitzgerald na qual acreditavam que o braço do interferômetro se contrairia na direção paralela do éter, dando o mesmo tempo de percurso que o raio que segue o outro braço, teoria da emissão de Walter Ritz, entre outras teorias que falharam em explicar a existência do éter.

A experiência de Michelson-Morley é de grande relevância na história da física e seu desfecho ajudou a sepultar a ideia de que espaço e tempo são grandezas dissociáveis e absolutas. Abrir mão dessas concepções foi difícil e incômodo para a ciência daquele período, até porque, de imediato, não havia outro modelo satisfatório que fosse capaz de explicar a aparente incoerência com a mecânica que se conhecia. As tecnologias empregadas no interferômetro de Michelson-Morley foram aprimoradas com o tempo e possibilitaram o desenvolvimento de aparatos cada vez mais sensí-

veis, como o *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)*, *VIRGO Advanced* e o KAGRA.

Na prática, o funcionamento de interferômetros como LIGO e VIRGO, que realizaram as primeiras detecções de ondas gravitacionais, são um pouco mais complicados e sofisticados que isso. Esses interferômetros modernos são instrumentos ópticos capazes de detectar pequenas variações em um feixe de luz que é dividido em dois. Vale ressaltar que são necessários detectores separados por uma grande distância para que os dados coletados possam ser precisos. Isso ocorre devido à baixa intensidade do sinal, que é muito menor do que os ruídos existentes, tornando necessário que os padrões de onda sejam coincidentes entre os detectores.

Cada feixe de luz caminha por um dos braços do interferômetro, a uma determinada distância, até encontrar um espelho fazendo o caminho inverso. Então, os feixes se recombinam obedecendo o princípio da superposição de ondas de modo a ter efeitos de interferência construtiva ou destrutiva dependendo da distância percorrida entre os dois feixes [8]. Ao observar o anteparo, é possível obter informações sobre a diferença entre os caminhos percorridos pelos feixes antes de se recombinarem, e a precisão é dada pelo comprimento da onda. Recomendamos a leitura dos manuscritos dos Cadernos de Astronomia, caso o leitor sintá-se engajado em compreender melhor a física envolvida nesse processo .

Lembrando que o sinal que buscamos é extremamente pequeno. As flutuações geradas pelas ondas gravitacionais têm amplitude menor que a do núcleo atômico, sendo assim, alguns efeitos que parecem desprezíveis devem ser considerados. Um exemplo é que o laser empurra os espelhos, e mesmo que esse deslocamento seja minúsculo, é algo apreciável neste experimento. Até mesmo as moléculas que compõem um ar podem desviar a trajetória do laser ou até mesmo empurrar os espelhos e demais componentes, criando a necessidade de realizar o experimento no vácuo. Ademais, existem as vibrações sísmicas, que são fontes de ruídos indesejados ao experimento.

Dada toda a dificuldade de realizar o experimento, não é de se espantar que as pessoas desconfiem dos dados do LIGO, pois, uma pequena vibração poderia ser mal interpretada como uma possível onda gravitacional. E é exatamente por

isso que precisamos de no mínimo dois laboratórios, assim só confiamos nas detecções feitas pelos dois laboratórios, porque é preciso que os dois experimentos vejam o mesmo padrão de onda em um intervalo de 10 ms (o tempo para chegar até o outro laboratório na velocidade da luz). Além disso, com mais de um laboratório podemos estimar de que direção as ondas gravitacionais estão sendo emitidas.

Atualmente existem diversos projetos de interferômetros sendo planejados ao redor do mundo. Os principais são: *Einstein Telescope*, Europa; *Cosmic Explorer*, EUA; *South American Gravitational-wave Observatory*, America do Sul; e LISA, um detector a ser implantado no espaço, uma parceria da NASA e ESA.

#### 4 A colaboração do Brasil nesse novo empreendimento científico

No Brasil, existem dois grupos que participam oficialmente em colaboração científica com LIGO, auxiliando em pesquisas para evolução tecnológica de detectores de ondas gravitacionais. O primeiro deles está na divisão de astrofísica do INPE, em São José dos Campos. Esse grupo é liderado por Odylio Aguiar e tem por objetivo o aperfeiçoamento da instrumentação e isolamento térmico vibracional do LIGO na sua futura atuação com espelhos resfriados. Essa tecnologia é capaz de aumentar a sensibilidade dos detectores, aprimorando os sensores, potencializando a identificação de fenômenos geradores de ondas gravitacionais.

Já o segundo grupo esteve localizado no Instituto Internacional de Física, no Rio Grande do Norte, em Natal. O grupo trabalha na modelagem e análise de dados de sinais e sistemas estelares binários coalescentes. A modelagem é particularmente importante porque as ondas gravitacionais têm interação muito fraca com toda a matéria. Dentro desse contexto, faz-se necessário além de detectores de auto desempenho, técnicas e análises eficazes de uma modelagem teórica precisa dos sinais.

Ademais, existem brasileiros trabalhando fora do país no ramo de pesquisa das ondas gravitacionais. Enfatizamos o trabalho da pesquisadora Marcelle Soares Santos, que coordena o grupo que busca por emissões luminosas associadas à emissões de ondas gravitacionais. Marcelle trabalha

no *Fermi National Accelerator Laboratory*, o Fermilab, um dos maiores laboratórios de física de partículas do mundo. Destacamos aqui o enorme potencial que o Brasil tem na produção de ciência e tecnologia, e na formação de cientistas, mesmo diante do precário investimento governamental.

#### 5 Considerações finais

A detecção das ondas gravitacionais é o resultado de um esforço conjugado da ciência básica, engenharia e análise de dados. O sucesso que foi a detecção direta de ondas gravitacionais não pode ser atribuído apenas a Newton e Einstein. Esse feito possui nada menos que 50 anos de esforços, desde as primeiras barras ressonantes, concebidas na década de 1960, até os interferômetros LIGO e VIRGO.

As dificuldades para detectar um sinal de onda gravitacional eram consideráveis e muitos pensavam que ainda tardaríamos, talvez muitas décadas antes de encontrar algum resultado.

Esse feito teve tamanha relevância científica que rendeu o prêmio Nobel de física, em 2017, a Barry C. Barish, Kip S. Thorne e Rainer Weiss pelo trabalho colaborativo sobre esse fenômeno. A detecção das ondas gravitacionais representa um marco na evolução do conhecimento científico, abrindo uma nova janela para o universo, pavimentando um caminho inédito de descobertas.

#### 6 Agradecimentos

Agradecemos a CNPq pela bolsa concedida a primeira autora e a todas e todos que apoiam e incentivam as ações de IC Jr.

---

#### Sobre os autores

Ana Júlia De Paula Poloni ([anajulia.poloni@gmail.com](mailto:anajulia.poloni@gmail.com)) está cursando a 2<sup>o</sup> série do ensino médio regular na escola EEEM Emir de Macedo Gomes. É bolsista de ICJr pela CNPq trabalhou com a linha de pesquisa sobre divulgação científica de conceitos ligados a ondas gravitacionais.

Leandro da Silva Barcellos ([leandrobarcellos5@gmail.com](mailto:leandrobarcellos5@gmail.com)) licenciado em física pela UFES, possui Mestrado Profissional em Ensino de Física,

atualmente é aluno do programa de pós graduação em educação da UFES, na modalidade doutorado.

Wanessa Santos Santana ([wanessasantana@gmail.com](mailto:wanessasantana@gmail.com)) professora e orientadora do presente trabalho, é licenciada em física pela UFES na modalidade EAD (2018), possui Mestrado Profissional em Ensino de Física (2021). Professora na rede básica de ensino médio. Possui vínculo de designação temporária pela Secretaria de educação do Espírito Santo (SEDU) como professora das disciplinas: Física, Projeto de vida e idealizadora das disciplinas eletivas “Quem quer ser um cientista?” e “Astronomia indígena”. Possui vinculo na rede privada de ensino médio ministrando aulas de física e itinerário “Energia e sustentabilidade”. Tutora presencial do curso de Licenciatura em física na modalidade semipresencial pela SEAD/UFES. Orienta trabalhos nas respectivas linhas de pesquisa de divulgação científica em Física e Astronomia em feiras de ciências e congressos estaduais, nacionais e internacionais.

### Referências

- [1] E. Costa Jr. et al., *Ondas de Alfvén no meio interplanetário*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **33**(2) (2011).
- [2] J. D. Toniato, *O que são ondas gravitacionais?*, *Cadernos de Astronomia* **2**(2), 6 (2021).
- [3] O. D. Aguiar, *Detectores de ondas gravitacionais*, *Cadernos de Astronomia* **2**(2), 42 (2021).
- [4] A. A. P. Videira, *Einstein e o Eclipse de 1919*, *Física na Escola* **6**(1), 83 (2005). Disponível em <http://www1.fisica.org.br/fne/phocadownload/Vol106-Num1/eclipse1.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [5] H. L. César, P. J. Pompeia e N. Studart, *A deflexão gravitacional da luz: De Newton a Einstein*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **41**(suppl 1) (2019).
- [6] A. Einstein, *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation*, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften* 688–696 (1916).
- [7] R. L. Ponczek, *Deus, ou seja, a natureza: Spinoza e os novos paradigmas da física* (EDUFBA, 2009). Disponível em <https://edufba.ufba.br/livros-publicados/deus-ou-seja-natureza-spinoza-e-os-novos-paradigmas-da-fisica>, acesso em fev. 2023.
- [8] E. A. Sato, *Ondas gravitacionais (parte 2): Detecção*, *Torta de maçã primordial*. Disponível em <https://www.blogs.unicamp.br/tortaprimordial/2017/05/16/ondas-gravitacionais-parte-2-deteccao/>, acesso em fev. 2023.

# Uma abordagem histórica da astronomia no contexto da iniciação científica

Lucas Antonio Xavier<sup>1</sup>, Fernando José Luna de Oliveira<sup>1</sup>, Flávio Gimenes Alvarenga<sup>2</sup>, Mateus Geraldo Xavier<sup>3</sup> e Karoline Vitória Silva da Costa<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro

<sup>2</sup>Universidade Federal do Espírito Santo

<sup>3</sup>Escola SESC de Ensino Médio

<sup>4</sup>Escola Estadual Professora Filomena Quitiba

---

## Resumo

Este artigo traz uma síntese das leituras sobre materiais pesquisados para os trabalhos de iniciação científica realizados num contexto de projeto de extensão universitária. O projeto Mostra de Astronomia do Espírito Santo de 2022, é uma iniciativa do Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, Núcleo Cosmo-ufes e Instituto Federal do Espírito Santo. Apresenta-se discussões sobre astronomia antiga, em particular sobre a história de Aristarco de Samos com suas medidas de tamanhos e distâncias do Sol, da Lua e da Terra. Aponta-se as hipóteses que levaram Aristarco a propor sua ideia original heliocêntrica. Por último, o modelo de Eratóstenes na determinação do tamanho da Terra é discutido. Com isso, o aprendizado na iniciação científica dos envolvidos, aluna e seu tutor, foi positivo, sobretudo ao explorar um pouco da história da astronomia, o que pode se desdobrar na educação básica do Ensino Médio.

## Abstract

This article brings a synthesis of the readings on materials investigated for the scientific initiation works carried out in the university extension project. The project - Espírito Santo Astronomy Exhibition 2022, is an initiative of the Graduate Program in Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmo-Ufes Nucleus and Federal Institute of Espírito Santo. Discussions on ancient astronomy are presented, in particular on the history of Aristarchus of Samos with his measurements of sizes and distances of the Sun, the Moon and the Earth. Point out the hypotheses that led Aristarchus to propose his original heliocentric idea. Finally, the Eratosthenes model in determining the size of the Earth. With this, the learning in the scientific initiation of those involved, the student and her tutor, was positive, especially when exploring a little the history of astronomy, which can be developed in basic education in high school.

---

**Palavras-chave:** história da astronomia, Aristarco, Eratóstenes, iniciação científica

**Keywords:** history of astronomy, Aristarchus, Eratosthenes, scientific initiation

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39895](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39895)

## 1 Introdução

Inicialmente, o interesse em apresentar o modelo heliocêntrico elaborado por Aristarco de Samos está relacionado ao fato de que ele é um exemplo contundente de ineditismo universal. Aristarco de Samos viveu entre o período de 310 a 230 a.C., na Grécia. Debruçou e persistiu na determinação dos tamanhos e das distâncias do Sol e da Lua em relação a Terra. Aristarco possui importância na astronomia, pois foi o primeiro a propor teoria integralmente heliocêntrica ao colocar o Sol no centro do universo [1, p. 21], ao invés

de considerar a teoria de Filolau (V a.C.), de que a Terra e o Sol descreviam órbitas em torno de um fogo central [1, p. 102] [2, p. 125].

Logo depois, a teoria de Aristarco fez surgir uma problemática observacional: se a Terra gira em torno do Sol, as estrelas deveriam ter suas posições relativas alteradas. Aristarco argumentou que a esfera celeste era imensa, mas hoje sabe-se que há variações diminutas, perceptíveis com instrumental como, por exemplo, telescópios. A partir de observações acuradas foi possível detectar muito anos depois, em 1830 [2, p. 126], a

paralaxe das estrelas.<sup>1</sup> Entretanto, a teoria de Aristarco não prosperou e veio ao esquecimento, ressurgindo-se dezessete séculos depois.

As próximas seções pretendem abordar o interesse sobre Aristarco num projeto de iniciação científica desenvolvido em 2022; explorar a contribuição de Eratóstenes na medida da circunferência da Terra, a partir de leituras de textos científicos; retomar as hipóteses de Aristarco sobre o tamanho e distâncias de astros como Sol, Terra e Lua; e por último, apontar a relevância que o ensino de história da astronomia tem para alunos do ensino básico e como este estudo pode ser uma forma de combater o negacionismo.

## 2 *Aristarco de Samos em projeto de iniciação científica*

A Mostra de Astronomia do Espírito Santo se iniciou em 2018 a partir da iniciativa do Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, Núcleo Cosmo-ufes e Instituto Federal do Espírito Santo como projeto de extensão universitária. É uma forma de aproximar as instituições federais das outras redes, públicas e privadas, de ensino do ES. Ela objetiva popularizar a ciência entre os estudantes, professores e pesquisadores e, ao mesmo tempo, despertar o interesse dos jovens para a ciência [4]. A temática abordada aqui, foi escolhida durante os encontros entre os bolsistas da MAES, que ocorreram de forma remota, realizados durante o ano de 2022.

Assim, optou-se por explorar as contribuições histórica de Aristarco de Samos, por considerar seu procedimento e sua ideia inovadora, além de sua inédita hipótese heliocêntrica ser um exemplo permanente de rigor característico do pensamento científico coerente. Em busca de maior conhecimento realizou-se pesquisas em bases de dados, como Scielo, Portal Periódicos Capes e Google acadêmico usando os termos, “Aristarco de Samos”, “Astronomia Antiga” e “Heliocentrismo”. Várias dissertações, livros de história e filosofia da ciência e artigos científicos foram encontrados. Optou-se em grande parte por artigos dos

<sup>1</sup>O fenômeno da paralaxe pode ser melhor compreendido da seguinte forma: erga o indicador à altura dos olhos observando-o, primeiro, com o olho esquerdo, mantendo o direito fechado, e depois realizando a operação inversa. Você verá que a posição do dedo em relação ao fundo dos objetos que existem à sua frente altera-se, significativamente [3, p. 114].

periódicos, o Caderno Catarinense de Ensino de Física; a Revista Brasileira de Ensino de Física e os Cadernos de Astronomia.

Assim sendo, a partir da consulta aos documentos encontrados percebeu-se que o ensino de ciências exige saberes fundamentais, dentre os quais destaca-se a necessidade de conhecer a história e a filosofia da ciência. Refletir epistemologicamente “significa exercer um olhar crítico no sentido de compreender e conscientizar-se sobre a natureza do nosso conhecimento” [5, p. 33]. Ao mesmo tempo, a importância de abordar temas poucos explorados e “apresentar a ciência e sua história como parte integrante do patrimônio cultural da humanidade” [6, p. 19].

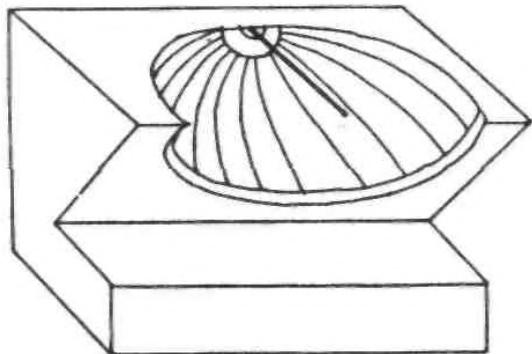
Nesse caminho, apropriar da história e filosofia da ciência exige um esforço por parte de professores e alunos. Entretanto, a participação em projeto de extensão se apresenta uma alternativa promissora. Ressalta-se aqui que a iniciação científica é o processo de ensino e aprendizagem que foge à estrutura curricular da educação básica. No entanto, o educando em contato com a iniciação científica passa a ter mais oportunidade de aprendizagem em suas pesquisas ao ler autores de livros e de artigos científicos. Nesse viés, “a pesquisa é vista como estratégia pedagógica para motivar o surgimento do saber pensar e da habilidade de questionar” [7, p. 9]. A imersão do aluno do ensino médio em pesquisa passa por superar desafios. Quando

vivenciam a iniciação científica é (preciso) perder o medo, não ter pânico do novo. Quando se aprendem coisas com uma certa autonomia apoiada na diretriz do orientador, posteriormente, na vida prática, ao surgir a primeira dificuldade, ele terá uma razoável habilidade para interpretar o fato [8, p. 75].

Nessa perspectiva, a experiência do trabalho científico pode levar à seguinte conclusão, que corrobora:

Se o estudante de iniciação científica fizer carreira nessa área, tanto melhor, mas se optar pelo exercício profissional também usufruirá de melhor capacidade de análise crítica, de maturidade intelectual e, seguramente, de um maior discernimento para enfrentar dificuldades [8, p. 75].

A participação em iniciação científica ajuda a ver o mundo da ciência de outra forma, muitas são as



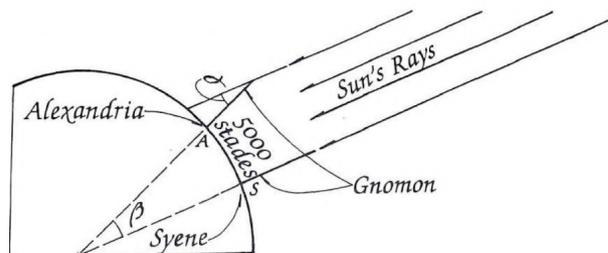
**Figura 1:** Escafo. Constituído de uma enorme semi-esfera, cuja parte côncava é voltada para o céu e acima da qual está suspensa uma pequena bola. Destina-se a seguir o movimento da sombra dessa bola sobre a superfície côncava para acompanhar o movimento do Sol, e, assim, determinar a data dos equinócios e dos solstícios [9, p. 637]. (Fonte: Ref. [9, p. 274]).

aprendizagens devido as interações com pesquisadores. É condição indispensável para o pesquisador conhecer historicamente o alvorecer científico, “pois é conhecendo o que já existe e o que (a seu ver) precisa ser reformulado, ou ainda ser feito, que ele contextualiza, justifica e fundamenta as suas preocupações de pesquisa” [3, p. 31]. Enfim, o aluno-pesquisador precisa entender estas particularidades da ciência.

### 3 Eratóstenes e a determinação do tamanho da Terra

A contribuição de Aristarco em relação as distâncias dos objetos Sol, Lua e Terra se deu por estratégias geométricas. Por outro lado, quem fez a primeira demonstração geométrica do tamanho da Terra foi Eratóstenes de Cirene (285 a.C. a 194 a.C.). Ele utilizou o escafo, um instrumento experimental desenvolvido por Aristarco, conforme ilustrado na Figura 1 para medir o ângulo da sombra em Alexandria próximo ao meio dia.

Estimava ser a quinquagésima parte da circunferência no dia e hora em que o Sol não deixasse sombra em um gnômon, instrumento experimental proposto por Anaximandro em Siena [10, p. 82]. O gnômon é uma haste vertical cuja sombra marca a hora solar, assim como, a latitude do lugar e a obliquidade da eclíptica. Conforme a Figura 2, Eratóstenes demonstrou geometricamente o tamanho da Terra considerando duas hipóteses: a primeira, a Terra como uma



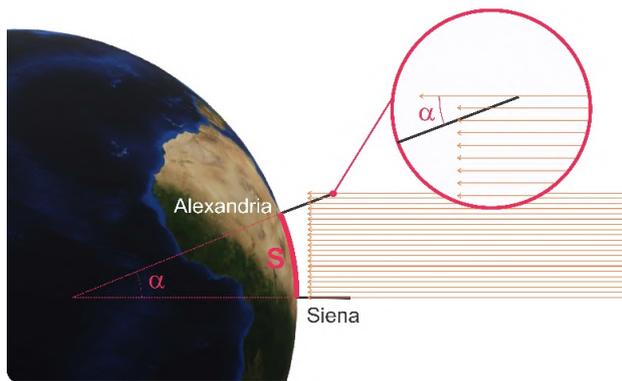
**Figura 2:** Procedimento para determinar o tamanho da Terra. (Fonte: Ref. [12]).

esfera perfeita e a segunda, de que os raios solares chegam a Terra de forma paralela [11, p. 341]. Com seus conhecimentos de geografia considerou que Alexandria e Cirene se localizavam no mesmo meridiano e distantes em 5.000 estádios. A Figura 2 ilustra o experimento, onde o ângulo  $\alpha$ , da sombra na cidade Alexandria é igual ao ângulo  $\beta$ , o ângulo entre as duas cidades, Alexandria e Cirene, com vértice no centro da Terra. Sendo  $\alpha = \beta$ , portanto igual a  $1/50$  da circunferência, a circunferência da Terra é calculada como  $5000 \times 50$  ou  $250.000$  estádios. Em função de ajustes o resultado foi elevado para  $252.000$  estádios, de forma que cada grau da circunferência fosse igual a  $700$  estádios” [12, p. 5].

O resultado encontrado por Eratóstenes de “ $252.000$  estádios são próximos de  $46.660$  quilômetros, um valor bem próximo ao valor moderno da circunferência polar da Terra, de  $39.991$  quilômetros” [2, p. 125]. O valor de um estádio é aproximado, ou seja, está entre  $157,5$  cm a  $185,5$  cm.

Neste sentido, os autores do artigo [13] apresentam o experimento por meio trigonométrico e o sugerem como atividade pedagógica. Mostram a curiosidade e o raciocínio de Eratóstenes, que ao fazer uso dos conhecimentos de geografia e astronomia, buscou explicar um fato ocorrido em Siena e em Alexandria que o deixara intrigado. Durante o solstício de verão em Siena, o Sol próximo do zênite ao meio dia poderia ser visto a partir do fundo de um poço. Fato que não ocorreria em Alexandria nas mesmas condições de Siena, ou seja, o Sol não se encontrava no zênite. A partir desses fatos, Eratóstenes começa a elaborar raciocínios, e, a partir da medição da inclinação e da distância entre Siena e Alexandria, seria possível determinar o tamanho do planeta Terra [5], conforme a Figura 3.

A Figura 3 ilustra um momento do solstício de verão com raios solares incidentes perpendiculares na cidade de Siena. No entanto um gnômon



**Figura 3:** Representação do método utilizado por Eratóstenes. Os raios solares incidem perpendicularmente ao plano horizontal com relação a cidade de Siena (hoje Assuão, localizada ao sul do Egito), onde o gnômon é paralelo aos raios. Na cidade de Alexandria (situada na costa mediterrânea no centro-norte do Egito), os raios formam um ângulo  $\alpha$  com relação ao gnômon, mesmo ângulo entre as duas cidades com vértice no centro da Terra (Fonte: Ref. [5]).

tem sua sombra projetada, no caso, utilizada para indicar a passagem do tempo. Nessa situação a cidade não exibiria nenhuma sombra. Portanto, na cidade de Alexandria ocorre o contrário, os raios solares incidentes e o gnômon formam um ângulo  $\alpha$  e a sombra é perceptível. Na determinação do raio da Terra é utilizado a relação abaixo

$$\frac{S}{C} = \frac{\alpha}{2\pi}, \quad (1)$$

onde  $\alpha$  é medido em radianos,  $S$  é a distância entre as cidades de Siena e Alexandria, medida sobre a superfície da Terra, e  $C$  é a circunferência da Terra, ou seja, o perímetro polar do planeta Terra. Primordialmente é recomendável que o professor da educação básica adote em sua prática pedagógica, ao trabalhar os conteúdos de astronomia, a atividade didática contida nos artigos [13–15], com o objetivo de deixar o educando em sintonia dos conhecimentos históricos. As pesquisas contidas nos artigos desses autores e, também de outros, precisam chegar às salas de aula.

#### 4 Aristarco e sua proposta heliocêntrica

Semelhantemente, Aristarco deu sua contribuição, relatada em sua obra Sobre os tamanhos e distâncias do Sol e da Lua produzida entre duas gerações de pessoas renomadas, depois de Euclides (300 a.C.) e Tales de Mileto (624 a.C. a 546

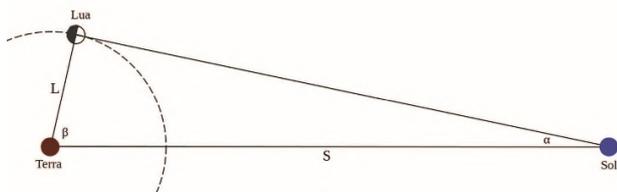
a.C.) e um período antes de Arquimedes (287 a.C. a 212 a.C.). “Aristarco observou os tempos de duração dos eclipses solar e lunar, para determinar a distância absoluta entre a Terra e a Lua” [16]. Ele “determinou a distância da Terra à Lua por meio de um método engenhoso: observando o ângulo do Sol no momento em que a exata metade do disco lunar aparecia iluminada” [2, p. 125], também realizou cálculos da razão da distância Terra-Sol e tamanhos do Sol e da Lua [17, p. 3] [18, p. 21].

O método que Aristarco utilizou é correto, mas devido aos usos de dados imprecisos mostrou que o Sol distava dezoito a vinte vezes mais longe que a Lua em relação a Terra, na realidade o valor é de aproximadamente 389 vezes. O sucesso de Aristarco se deve a grande importância da geometria de Tales. Pois a partir do Teorema Tales foi possível abrir caminhos e obter medições posteriores, inicialmente na “Terra e no mar, depois aplicadas à medição do raio da Terra, por Eratóstenes, e em seguida para determinar distâncias astronômicas, por Aristarco” [17].

De acordo com conhecimentos de geometria, aplicada em seus cálculos, Aristarco apresenta a seguintes hipóteses [14]:

- A Lua recebe sua luz do Sol.
- A Terra pode ser considerada um ponto, e é o centro da esfera da Lua.
- Quando a Lua nos parece dicótoma (dividida em duas partes iguais), o grande círculo que separa a parte iluminada da parte escura está na direção de nossos olhos.
- Quando a Lua nos parece dicótoma, sua separação do Sol é menor que um quadrante por um trigésimo de quadrante.
- A largura da sombra da Terra equivale a duas Luas.
- A Lua subtende a décima quinta parte de um signo do zodíaco.

Ao calcular o tamanho do Sol e da Lua, Aristarco fez uso de um diagrama geométrico, conforme a Figura 4. Em razão de seu trabalho foi possível explicitar as hipóteses e a proposta heliocêntrica sendo, portanto, o “primeiro a propor um modelo heliocêntrico consistente para o sistema solar, antecipando Copérnico em quase 2000



**Figura 4:** Configuração Sol-Lua-Terra quando a Lua está 50% iluminada, ela está em quarto crescente ou em quarto minguante. Ao passar pelos centros da Lua e do Sol, perpendicular ao círculo, observa-se que o conjunto Sol-Lua-Terra formar um ângulo de 90°, Aristarco estimou por meios geométricos a trigésima parte do quadrante, ou seja, dividiu 90° por 30 e obteve  $\alpha = 30^\circ$ , entretanto o cateto oposto forma o ângulo  $\beta = 870^\circ$ . Esse foi o raciocínio de Aristarco para as hipóteses 3 e 4 na determinação dos tamanhos e distâncias Sol-Terra-Lua (Fonte: Ref. [14]).

anos” [19, p. 3] [16, p. 21]. Aristarco pensou fazer mais sentido que a Terra estivesse se movimentando do que o Sol estar se movimentando ao seu redor, com base em seu cálculo da proporção de tamanho entre Terra e Sol. Embora não haja registro de seus escritos, personagens contemporâneos como por exemplo Arquimedes, citam a hipótese heliocêntrica de Aristarco, como no livro *O Contador de Areias* [20].

Mas, por que a hipótese heliocêntrica não foi adotada? E, em que sentido se pode dizer que Aristarco antecipou Copérnico? A história e filosofia da ciência é uma alternativa para explorar esses episódios históricos [10, p. 23]. A visão de mundo predominante advinda do filósofo Anaximandro do VI a.C, era de que a Terra se encontra no centro do cosmos [18, p. 15]. Dessa forma, ela não tinha tendência a cair em nenhuma direção, permanecendo imóvel eternamente [10, p. 54].

Aristarco vai na contramão de Anaximandro e da perspectiva aristotélica no campo da astronomia. Ele tira a Terra do centro do universo e a coloca como mais um planeta, que gira ao redor do Sol. Mas, o que ficou como verdade? O modelo geocêntrico, com a Terra no centro do universo “aperfeiçoado nos séculos seguintes por Hiparco de Niceia e Claudio Ptolomeu com o uso de epiciclos” [16, p. 256]. Alguns séculos depois, esse modelo que sobressaiu, volta a ser sacudido por outro modelo proposto por Copérnico. Entretanto, há divergências entre os historiadores da ciência e pesquisadores se a contribuição de Aristarco influenciou ou não o pensamento de Copérnico.

Para a historiadora Patrícia Fara [21, p. 37], “conferir tal importância a Aristarco pelo fato

de ter sustentado essa ideia progressista parece não fazer sentido, uma vez que, na época em que ele viveu, a teoria foi rejeitada e teve pouco impacto”. Mas, a rejeição também ocorreu com Copérnico<sup>2</sup> quando propôs seu modelo Heliocêntrico, ou seja, ambos foram ridicularizados. A busca por parte de Copérnico de novas alternativas do movimento planetário foi apenas por insatisfação sobre a equante?<sup>3</sup> Ou se amparou na astronomia da Grécia antiga, propriamente no pensamento de Aristarco? Autores como Enos Picazzio [16]; Kepler e Saraiva [19] defendem que Copérnico teve acesso as ideias de Aristarco. Outros autores como Patrícia Fara [21] e Russell [24] acham que Copérnico não teve acesso ao pensamento de Aristarco. É difícil precisar essas informações se realmente houve consulta por parte de Copérnico das ideias de Aristarco ou recebeu influência [1, p. 102].

Ainda que a ideia heliocêntrica de Aristarco não tenha sido aceita, “sua forma de utilizar a geometria para provar conclusões astronômicas se tornou padrão para aqueles que, após ele, estudaram seriamente os céus” [10, p. 89]. Séculos após Aristarco, a astronomia passou por aperfeiçoamentos matemáticos, epiciclos e excêntricos de Apolônio (262 a.C. a 194 a.C.), o que o levou ao esquecimento e acusado por defender ideias absurdas.

Afinal, a proposta de Aristarco “foi rejeitada por dois mil anos, em parte graças à autoridade de Aristóteles” [24, p. 188][24, p. 188]. Nesse meio tempo, “a física aristotélica dominou o pensamento ocidental por quase dois mil anos” [22]. Podemos sintetizar a autoridade de Aristóteles (384 a.C. a 322 a.C.) com a seguinte citação:

defendia que o vazio não existe, o espaço estando totalmente preenchido por matéria, que o universo é esférico com o nosso planeta Terra no centro, e que os corpos caem pois eles buscam seu lugar natural, o centro da Terra [22].

<sup>2</sup>Nicolau Copérnico (1473–1543 d.C.), primeiro formulador consistente de um sistema heliocêntrico, com o Sol no centro, exposto no livro *Da revolução das esferas celestes* [22].

<sup>3</sup>É um ponto deslocado em relação ao centro de cada um dos deferentes, em torno do qual o centro do epiciclo do planeta se desloca com velocidade uniforme” [23]. Conceitualmente desenvolvido por Ptolomeu (200 a.C.) para atividade observacional, no caso, para analisar movimento dos corpos celestes.

Nesse ínterim, a questão da autoridade é importante no meio científico, mas ilustra uma máxima geral, conforme aponta Bertrand Russell (1872-1970), ao avaliar o contexto histórico da astronomia:

toda e qualquer hipótese, por mais absurda que pareça, pode ser útil para a ciência caso permita ao descobridor conceber as coisas de maneira nova; quando cumpre esse objetivo por acaso, porém, provavelmente tornar-se-á obstáculo para avanços ulteriores (24, p. 188).

De acordo com a literatura sabemos que “as teses de Aristóteles sobre a queda dos corpos se encontram hoje ultrapassadas ou, mais precisamente, refutadas de forma inequívoca” [22]. Por que a ciência de Aristóteles já contestada ainda é estudada? Historicamente é importante sabermos, “pois mesmo que erradas do ponto de vista da ciência moderna, as teses aristotélicas representam uma visão da natureza e do cosmo pelo menos coerente e, do ponto de vista lógico, completa” [22].

Inclusive, a astronomia da antiguidade tinha uma escassez instrumental e as explicações se baseavam mais nas argumentações. O avanço começa quando se busca uma abordagem física do universo. Aristarco foi proeminente ao propor o método dedutivo geométrico. Porém, a ideia heliocêntrica não surgiu do nada, foi influenciada por vários antecessores, por exemplo, Anaximandro que propôs o Gnômon, o que levou posteriormente Aristarco apresentar o escafo. Dois instrumentos desenvolvidos para obter os dados astronômicos como o ângulo entre o Sol e a Lua.

Em adição, outras contribuições importantes foram de Polemarco (340 a.C.) ao apresentar a variação no brilho dos planetas. De Eudoxo (360 a.C.) ao trazer explicação da geometria do eclipse lunar. Assim como Heraclides (330 a.C.) com a ideia da rotação da Terra, de Mercúrio e Vênus, orbitando o Sol. Os registros dos babilônios também contribuíram para astronomia da época. São fatores, entre outros, que possibilitaram Aristarco a propor suas hipóteses e o ineditismo do Heliocentrismo. Aristarco foi revolucionário, “estimou, surpreendentemente, um volume de Universo compatível ao aceito pela ciência moderna entre os anos 1920 e 1930, época da consolidação da cosmologia [16, p. 21].

## 5 História da astronomia no contexto do Novo Ensino Médio

A astronomia é uma área de conhecimento muito antiga e desde os tempos pré-históricos o homem demonstra querer conhecer os fenômenos do céu. Por exemplo, foi deste período o conhecimento das fases da lua, as estimativas das estações do ano, o que permitia caçar, pescar, se organizar no plantio.

Houve uma evolução no conhecimento produzido desde Aristarco até os dias de hoje pelos astrônomos. Ele propôs nos anos 310 a.C a 230 a.C o Sol no centro do Universo. E, em um tempo mais recente, já no início do século XX, os “dados observacionais astronômicos permitiram localizar a posição do Sol em relação à nossa galáxia. De um posicionamento que se acreditava central, nossa estrela foi deslocada para longe desse ponto” [25].

A princípio, devido a ideia heliocêntrica quiseram denunciar Aristarco “por impiedade porque fizera do Sol, e não da Terra, o centro do universo. [23, p. 343]. Hoje, no século XXI, a situação é bem diferente, a conquista de instrumental como o Telescópio Espacial James Webb está proporcionando mais conhecimento do universo. Entretanto, as colaborações entre as comunidades científicas de cosmólogos e astrônomos observacionais nos darão grandes frutos. Portanto, “estamos vivendo uma nova era da astronomia”, que “representa uma conquista significativa para a humanidade” [26].

Igualmente, a ciência da época de Aristarco em comparação com a ciência contemporânea constatamos similaridade em termos de disputas. Apesar de que a resistência à mudança, na ciência, não é de todo um mal. Às vezes ela parece ser mesmo necessária. “Se nos sujeitarmos à crítica com demasiada facilidade nunca descobriremos onde está a verdadeira força das nossas teorias” [27, p. 68]. O ato de conhecer de Aristarco se deu contra um conhecimento produzido pelos seus antecessores. “A falta de receptividade a esse tipo de descoberta expõe os traços mais conservadores de uma ciência avessa a mudança”, caso da ciência aristotélica [3, p. 31], que se opõe à hipótese não geocêntrica. Todavia, o insucesso de Aristarco se deve a razão da “invencibilidade das objeções físicas contra o movimento da Terra” [28, p. 83].

Nesse meio tempo, os acontecimentos científi-

cos relatados neste artigo passaram a fazer parte do currículo do Ensino Médio. Apresenta-se aqui duas habilidades envolvendo história da astronomia abordadas na primeira série do ensino médio, conforme norteado na Base Nacional Comum Curricular (BNCC). Os termos em negrito significam EM (Ensino Médio), 13 (da primeira a terceira série), CNT (Ciências da Natureza e suas Tecnologias), 201 (Habilidade) e ES, Espírito Santo.):

EM13CNT201/ES - Identificar, analisar e discutir transformações de ideias, modelos, teorias e leis propostos em diferentes épocas e culturas para comparar distintas explicações sobre o surgimento e a evolução da Vida, da Terra e do Universo.

EM13CNT303/ES - Interpretar textos de divulgação científica que tratem de temáticas relacionadas à História e Filosofia da Ciência, disponíveis em diferentes mídias, considerando a consistência dos argumentos e a coerência das conclusões, visando construir estratégias de seleção de fontes confiáveis de informações. [29, pp. 343–345].

Esse direcionamento curricular possibilita a compreensão e evolução dos modelos cosmológicos por meio da história e filosofia da ciência. A história da ciência traz contribuição para o seu ensino “porque: (1) motiva e atrai os alunos; (2) humaniza a matéria; (3) promove uma compreensão melhor dos conceitos científicos por traçar seu desenvolvimento e aperfeiçoamento” [30, pp. 172–173].

Na literatura é argumentado que

se os alunos não tiverem uma oportunidade explícita de vincular o exemplo histórico com um princípio da natureza da ciência, eles provavelmente ouvirão esses relatos de ciência e os considerarão interessantes, mas não particularmente esclarecedoras [31, p. 261].

É preciso proporcionar aos alunos fontes que tragam episódios históricos, mesmo que sejam secundárias, de astronomia, para melhor compreensão do universo. Ao vermos os primeiros modelos de astronomia antiga, “aquele que mais impressiona, não apenas pela sua originalidade, mas face à sua singularidade no contexto de ideias antagônicas em que emerge, é o estabelecido por Aristarco de Samos” [1, p. 21]. Não podemos omitir dos estudantes este modelo de Aristarco quando for

trabalhado o modelo heliocêntrico de Copérnico.

## 6 Considerações finais

Iniciamos a narrativa com interesse pela hipótese heliocêntrica de Aristarco de importância histórica para a astronomia. Por outro lado, a determinação do diâmetro do planeta Terra por Eratóstenes também possui significado histórico. Fez uso de hipóteses de que a Terra era uma esfera perfeita e que os raios solares chegam paralelamente a Terra. Com isso determinou por meios geométricos a dimensão da Terra, cujo valor, é próximo ao valor moderno da circunferência polar de 39.991 km. Aristarco, por sua vez, quis determinar geometricamente as distâncias Terra-Lua e Terra-Sol. Entretanto postulou as seis hipóteses e propôs de forma inovadora a ideia heliocêntrica, onde tira o planeta Terra do centro e o coloca como mais um planeta que gira ao torno do Sol. A ideia não foi aceita em sua época devido a autoridade de Aristóteles, mas ressurgiu séculos depois com Copérnico.

Esperamos que este artigo inspire reflexões a partir da história da astronomia e proporcione discussões sobre as contribuições de Aristarco de Samos com suas hipóteses e ideia heliocêntrica. Acima de tudo, que o método empregado por Eratóstenes, na determinação do tamanho do planeta Terra, seja atividade didática no contexto do ensino médio. As conclusões de Aristarco sobre a organização do sistema solar causam admiração pela coerência. Conhecer as contribuições de Aristarco e de Eratóstenes no ensino básico pode contribuir nas reflexões sobre o negacionismo da ciência tão acentuado atualmente na sociedade. Sobre esse ponto diversas discussões sobre questões relacionadas ao negacionismo da ciência, como por exemplo a ida do homem à Lua e a forma da Terra, entre outras, podem ser encontradas em no sítio eletrônico do Centro de Referência para o Ensino de Física - CREF (<https://cref.if.ufrgs.br/>). Temos de socializar o conhecimento científico historicamente na educação básica, a fim de combater o negacionismo.

O envolvimento com o projeto de extensão, por meio da Mostra de Astronomia do Espírito Santo possibilitou contato com pesquisadores de diversas regiões do Brasil, necessário para socializar a ciência. As trocas de conhecimentos ocorridas

durante as reuniões mensais em 2022 com o grupo de bolsistas foram singulares e de muitas aprendizagens.

O educando precisa entender que a ciência vista historicamente é um empreendimento que erra. Mas, é um erro pedagógico, uma vez que o conhecimento histórico tem seu papel na educação e na formação do educando. A astronomia possui fartos materiais que podem ser explorados na sala de aula da educação básica. Portanto, os episódios históricos de Aristarco e de Eratóstenes são oportunos para iniciar os estudos na primeira série do ensino médio, como dito anteriormente, pois apresenta riqueza histórica e filosófica da astronomia antiga. Em síntese, o aprendizado na iniciação científica pelos envolvidos, aluna e seu tutor, foram positivas ao explorar um pouco da história da astronomia por meio de textos de livros e de artigos científicos.

### Agradecimentos

Agradecemos ao professor e pesquisador Júlio Fabris pelas orientações e sugestões durante os encontros dos bolsistas. A Secretaria de Estado da Educação – SEDU, devido ao Pró-Docência Stricto sensu (CEFOPE). Aos árbitros e editores do Caderno de Astronomia por darem contribuições valiosas para a qualidade do artigo. Ao CNPQ pelo suporte financeiro à divulgação científica em astronomia.

### Sobre os autores

Lucas Antonio Xavier ([lucas.perobas@gmail.com](mailto:lucas.perobas@gmail.com)) é professor de física na Escola Estadual Professora Filomena Quitiba (SEDU-ES) em Piúma, ES e doutorando no Programa de Ciências Naturais da Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro (UENF), Campos dos Goytacazes, RJ, onde desenvolve pesquisas em Ensino de Ciências.

Fernando José Luna de Oliveira ([fernandojoseluna@gmail.com](mailto:fernandojoseluna@gmail.com)) é professor da Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro (UENF), em Campos dos Goytacazes-RJ. Conduz pesquisas no Laboratório de Ciências Químicas da UENF e orienta alunos de mestrado e doutorado no Programa de Pós-Graduação em Ciências Naturais, em projetos com ênfase em história

das ciências e ensino de ciências (Biologia, Física e Química).

Flávio Gimenes Alvarenga ([flavio.alvarenga@ufes.br](mailto:flavio.alvarenga@ufes.br)) é professor da Universidade Federal do Espírito Santo. Desenvolve pesquisa na área de cosmologia, atuando principalmente no tema cosmologia quântica, e na área de ensino de física com trabalhos de inserção da física contemporânea no Ensino Médio. Membro permanente do Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física (PPGENFis) - UFES / Mestrado Nacional Profissional em Ensino de Física - Polo 12.

Mateus Geraldo Xavier ([mateusxavier506@gmail.com](mailto:mateusxavier506@gmail.com)) é bacharel em filosofia pela Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF), mestre e doutor em Teologia pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC-RJ). Atualmente é professor de filosofia na escola SESC de Ensino Médio.

Karoline Vitória Silva da Costa ([karolinevitoriasilvadacosta@gmail.com](mailto:karolinevitoriasilvadacosta@gmail.com)) é aluna da terceira série do ensino médio, na Escola Estadual Professora Filomena Quitiba (SEDU-ES) em Piúma, ES. Foi contemplada com uma bolsa de Iniciação Científica júnior na IV Mostra de Astronomia do Espírito Santo (MAES), na categoria ensino médio.

### Referências

- [1] L. Peduzzi, *Força e movimento: de Tales a Galileu*, Publicação interna (Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2015), revisado em 2019. Disponível em <https://evolucaodosconceitos.wixsite.com/historia-da-ciencia/textos>, acesso em fev. 2023.
- [2] C. Ronan, *História ilustrada da ciência da Universidade de Cambridge* (Jorge Zahar, 1994).
- [3] L. O. Q. Peduzzi e A. C. Raicik, *Sobre a natureza da ciência: Asserções comentadas para uma articulação com a história da ciência*, *Investigações em Ensino de Ciências* **25**(2), 19 (2020).
- [4] A. Oliveira, J. C. Fabris e J. D. Toniato, *Mostra de astronomia do espírito santo*, Ca-

- ternos de *Astronomia* **1**(1), 179 (2020). Disponível em <https://periodicos.ufes.br/astrofísica/article/view/31863>, acesso em fev. 2023.
- [5] M. G. Ramos, *Epistemologia e ensino de ciências: compreensão e perspectivas*, in *Construtivismo e o ensino de ciências: reflexões epistemológicas e metodológicas*, editado por R. Moraes (EDIPUCRS, Porto Alegre, 2008), 13–35.
- [6] L. O. Q. Peduzzi, *Evolução Dos Conceitos Da Física* (UFSC/EAD/CED/CFM, 2011). Disponível em [https://be37fb0e-ff6f-47d2-bea9-9e97e816116d.filesusr.com/ugd/7d71af\\_3f31bce28a694759913fd438bf6cda94.pdf](https://be37fb0e-ff6f-47d2-bea9-9e97e816116d.filesusr.com/ugd/7d71af_3f31bce28a694759913fd438bf6cda94.pdf), acesso em fev. 2023.
- [7] P. Demo, *Professor/conhecimento* (UnB, Brasília, 2001).
- [8] F. Fava-De-Moraes e M. Fava, *A iniciação científica: muitas vantagens e poucos riscos*, São Paulo em *Perspectiva* **14**(1), 73 (2000).
- [9] R. R. D. F. Mourão e M. L. O. Mourão, *Dicionário enciclopédico de astronomia e astronáutica* (Nova Fronteira, 1987).
- [10] R. Faria, *Modelagem causal da astronomia antiga*, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas da Universidade de São Paulo (2014).
- [11] T. Hockey et al. (eds.), *The Biographical Encyclopedia of Astronomers* (Springer, New York, 2007).
- [12] A. Van Helden, *Measuring the Universe: Cosmic Dimensions from Aristarchus to Halley* (Chicago University Press, Chicago, 1985).
- [13] T. C. Caetano e C. M. Cardoso, *Uma proposta de atividade didática sobre a medição do raio da terra baseada no método empregado por eratóstenes*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 121 (2022).
- [14] L. V. Freitas, R. M. Santucci e I. A. Marques, *Reinventando o método de Aristarco*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **43**(43) (2021).
- [15] T. de Oliveira, V. Lima e A. Bertuola, *Aristarco revisitado*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **38**(2) (2016).
- [16] E. Picazzio (ed.), *O Céu Que Nos Envolve: Introdução à astronomia para educadores e iniciantes* (Odysseus, 2011). Disponível em <http://www.astro.iag.usp.br/OCeuQueNosEnvolve.pdf>, acesso em fev. 2023.
- [17] R. Kerner, *O experimento de Tales*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 83 (2020).
- [18] J. L. E. Dreyer, *A history of astronomy from Thales to Kepler* (Dover Publications, Nova Iorque, 1953).
- [19] S. O. Kepler e M. F. Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Livraria da Física, São Paulo, 2014).
- [20] *Heliocentrismo*, Wikipedia: A enciclopédia livre (2022). Disponível em <https://pt.wikipedia.org/w/index.php?title=Heliocentrismo&oldid=63304821>, acesso em fev. 2023.
- [21] P. Fara, *Uma breve história da ciência* (Fundamento Educacional, São Paulo, 2014).
- [22] J. C. Fabris, *Aristóteles e a gravitação*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 6 (2020).
- [23] F. Damasio, *O início da revolução científica: questões acerca de Copérnico e os epiciclos, Kepler e as órbitas elípticas*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **33**(3), 33 (2011).
- [24] B. Russell, *História da filosofia ocidental, Livro 1: A filosofia antiga* (Nova Fronteira, Rio de Janeiro, 2015).
- [25] A. A. P. Videira e C. L. Vieira, *Notas para uma história da cosmologia entre as décadas de 1910 e 1930*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 10 (2022).
- [26] J. G. Coelho, *O Telescópio Espacial James Webb - uma nova era na Astronomia*, *Cadernos de Astronomia* **3**(2), 112 (2022).
- [27] K. R. Popper, *A ciência normal e seus perigos*, in *A Crítica e o Desenvolvimento do Conhecimento*, editado por I. Lakatos e A. Musgrave (Cultrix, São Paulo, 1979).

- [28] A. Koyré, *Estudos de história do pensamento científico* (Forense Universitária, Rio de Janeiro, 1982).
- [29] Ministério da Educação, Brasil, *Base nacional comum curricular* (2018). Disponível em <http://basenacionalcomum.mec.gov.br/>, acesso em fev. 2023.
- [30] M. R. Matthews, *História, filosofia e ensino de ciências: a tendência atual de reaproximação*, Caderno Catarinense de Ensino de Física **12**(3), 164 (1995). Disponível em <https://periodicos.ufsc.br/index.php/fisica/article/view/7084>, acesso em fev. 2023.
- [31] W. F. McComas, *Seeking historical examples to illustrate key aspects of the nature of science*, *Science & Education* **17**(2-3), 249 (2007).

# Max Planck e a quantização da energia

Oliver F. Piattella

Università degli Studi dell’Insubria, Como, Itália

---

## Resumo

Uma das ideias fundadoras da física quântica, a quantização da energia, foi exposta por Max Planck em 1900, durante uma reunião da Sociedade Alemã de Física. A publicação originada daquele seminário é apresentada nessa tradução direta do alemão para o português.

## Abstract

One of the founding ideas of Quantum Physics, the energy quantization, was put forward by Max Planck in the 1900 meeting of the German Physical Society. The paper derived from that talk is presented here in a direct translation from German to Brazilian Portuguese.

---

**Palavras-chave:** Max Planck, quantização da energia, física quântica.

**Keywords:** Max Planck, energy quantization, quantum physics.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.39718](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.39718)

## Introdução do tradutor

A tradução a seguir é de um trabalho que deixou um marco na história da física e da ciência e que é comumente considerado como o ato de nascimento da teoria quântica: *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum* ou, traduzido para o português, *Sobre a teoria da lei de distribuição da energia no espectro normal*. Escrito por Max Planck, foi apresentado pessoalmente por ele na reunião do dia 14 de dezembro de 1900 da Sociedade Alemã de Física, em Berlim.

*Sobre a teoria da lei de distribuição da energia no espectro normal* não é uma publicação comum, e por vários motivos. Em primeiro lugar, trata-se de uma transcrição da intervenção feita pessoalmente por Max Planck na frente dos colegas. Portanto, pode-se reparar um certo tom que não é típico de um artigo científico (como por exemplo a abertura: *Meus Senhores!*). Em segundo lugar, como já mencionado, o conteúdo científico é marcante: aqui vem introduzida a famosa distribuição de Planck, que descreve como a energia da radiação emitida por um corpo de temperatura dada é distribuída entre as várias frequências. Está ainda cedo para falar de fóton (há de se esperar alguns anos e a contribuição do Einstein), mas aqui já vemos o

embrião desse conceito.

A distribuição de Planck desempenha um papel central em todas as áreas da física. Na verdade, Max Planck já a tinha introduzido num trabalho anterior, também de 1900, intitulado *Sobre uma melhoria da equação espectral de Wien* (*Ueber eine Verbesserung der Wien’schen Spectralgleichung*) publicado também pela *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, e apresentado na reunião do dia 19 outubro 1900 da Sociedade Alemã de Física. Porém, neste primeiro trabalho a distribuição de Planck é apresentada apenas como um melhor ajuste numérico aos dados. No artigo traduzido aqui, por outro lado, o Max Planck deriva teoricamente este melhor ajuste, corroborando então a sua intuição original. Por este motivo, optei para a tradução deste segundo trabalho.

Max Planck foi um dos mais importantes físicos da história da Alemanha e do mundo. Existe hoje uma rede de centros de pesquisa nomeada em homenagem a ele: a *Max Planck Gesellschaft*, com mais de 80 instituições situadas em território alemão.

No texto a seguir, as notas de rodapé referidas com um número seguido por uma parêntese

(por exemplo <sup>1)</sup>) são as notas de rodapé do texto original. As demais são notas do tradutor, concebidas para ajudar a compreensão do texto. Além disso, optei também para numerar todas as equações, enquanto no texto original as mesmas não tinham numeração.

***Sobre o tradutor*** Oliver F. Piattella ([of.piattella@uninsubria.it](mailto:of.piattella@uninsubria.it)) é Professor Adjunto na Università degli Studi dell'Insubria,

Como, Itália. Foi professor do Departamento de Física da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), e pesquisador do Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq), de 2012 a 2021. Atua nas áreas de cosmologia e gravitação, tendo publicado mais de 50 artigos científicos e um livro texto de cosmologia intitulado [Lectures notes in cosmology](#) (Springer, 2018).

# Sobre a teoria da lei de distribuição da energia no espectro normal; por M. Planck\*

(apresentado na reunião do dia 14 de dezembro de 1900.)

(vide página 235 acima.)

Meus senhores! Há algumas semanas, quando tive a honra de chamar a vossa atenção para uma nova fórmula que, a meu ver, parecia apropriada para expressar a lei da distribuição de energia irradiada para todas as regiões do espectro normal<sup>1</sup>),<sup>2</sup> a minha opinião sobre a utilidade da fórmula baseara-se, como expliquei na época, não apenas na aparente concordância dos poucos números que eu pude lhes comunicar com os resultados das medições até então realizadas<sup>3</sup>), mas principalmente na simplicidade da construção da fórmula e, em particular, no fato dela fornecer uma expressão logarítmica muito simples para a dependência da entropia da energia de oscilação de um ressonador monocromático<sup>4</sup> irradiado, cuja expressão parecia prometer a possibilidade de uma interpretação geral, pelo menos mais geral da de qualquer outra fórmula até então sugerida, com exceção da de WIEN, que, no entanto, não é confirmada pelos fatos experimentais.

Entropia pressupõe desordem, e eu acreditei de ter que enxergar esta desordem na irregularidade com a qual as oscilações do ressonador mudam suas amplitudes e fases, também num campo de radiação perfeitamente estacionário, na medida que se consideram intervalos de tempo grandes com relação ao período de uma oscilação, mas pequenos com relação à duração da medida. A energia constante do ressonador que oscila de maneira estacionária deve ser então entendida como um valor médio no tempo, ou, o que resulta ser a mesma coisa, como o valor médio instantâneo das energias de um grande número de ressonadores idênticos, que se encontram suficientemente afastados um do outro no acima mencionado campo de radiação estacionário, de modo tal que não se influenciem reciprocamente. Como a entropia de um ressonador é ligada a como a energia é distribuída ao mesmo tempo entre muitos ressonadores, eu supus que essa tivesse que ser calculada na teoria eletromagnética da radiação através a introdução de considerações probabilísticas, cujo significado para a segunda lei fundamental da termodinâmica o Sr. L. BOLTZMANN<sup>5</sup>) tem descoberto primeiro. Esta suposição confirmou-se; tem sido para mim possível calcular de maneira dedutiva uma expressão para a entropia de um ressonador que oscila de maneira monocromática e então também para a distribuição da energia sob condição de irradiação estacionária, isto é, no espectro normal,<sup>6</sup> assim que se torna somente necessário dar uma interpretação um pouco mais elaborada da atual para a hipótese da “radiação natural” introduzida por

\*Título original: *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum*. Publicado em: *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. 2: 237.

<sup>1</sup>M. PLANCK, *Verhandl. der Deutschen Physikal. Gesellsch.* 2. p. 202. 1900.

<sup>2</sup>[N.d.T.] “Espectro normal” refere-se ao espectro do corpo negro, ou seja ao espectro da radiação emitida por um corpo em equilíbrio térmico capaz de absorver completamente a radiação incidente nele.

<sup>3</sup>Enquanto isso, os Srs. H. RUBENS e F. KURLBAUM deram uma confirmação direta para ondas muito longas (*Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, de 25 de outubro de 1900, p. 929).

<sup>4</sup>[N.d.T.] A matéria que constitui o corpo negro é considerada formada, em nível microscópico, por estes ressonadores, que oscilam quando excitados por uma onda eletromagnética. No caso aqui considerado eles oscilam monocromaticamente, ou seja com uma única frequência.

<sup>5</sup>L. BOLTZMANN, *namentlich Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien (II)* 76. p. 373. 1877.

<sup>6</sup>[N.d.T.] Aqui está também outra definição de “espectro normal”, equivalente à dada antes, ou seja: a distribuição da energia em condição de irradiação estacionária, que significa que os ressonadores e a radiação contida no corpo negro trocam energia de maneira equilibrada.

mim na teoria eletromagnética.<sup>7</sup> Além disto, neste processo resultaram também outras relações que parecem ter um porte notável para outros campos da física e também da química.

Por outro lado, não me interessa tanto, hoje e aqui, realizar sistematicamente em todos os detalhes aquela dedução, que baseia-se nas leis da radiação eletromagnética, da termodinâmica e do cálculo das probabilidades, quanto me interessa expor o cerne da teoria completa do jeito mais claro possível, e isto pode acontecer da forma melhor se eu descrever aqui um processo novo e totalmente elementar, por meio do qual, sem saber nada de uma forma espectral o também de alguma teoria, com a ajuda de uma única constante da natureza pode-se calcular a distribuição de uma dada quantidade de energia nas cores individuais do espectro normal,<sup>8</sup> e então por meio de uma segunda constante da natureza pode-se também calcular numericamente a temperatura desta radiação de energia. Haverá várias partes do processo que vou apresentar que parecerão arbitrárias e complicadas, mas, como dito, não me importo aqui da prova da necessidade e da fácil e prática realizabilidade das prescrições dadas, mas somente das suas clareza e evidência para a resolução do problema.

Num meio diatérmico,<sup>9</sup> fechado por paredes refletoras e com velocidade de propagação da luz igual a  $c$ , se encontram em grande distancia uns dos outros, e em grande número, ressonadores lineares<sup>10</sup> que oscilam monocromaticamente, no específico,  $N$  com frequência  $\nu$  (em unidades de oscilações por segundo),  $N'$  com frequência  $\nu'$ ,  $N''$  com frequência  $\nu''$ , etc., onde todos os  $N$  são números grandes. O sistema contém uma certa quantidade de energia: a energia total  $E_t$ , medida em erg, que se apresenta parte sob forma de radiação que se propaga no meio, e parte nos ressonadores sob forma da própria oscilação. A questão é como, em condições estacionárias, essa energia se distribui nas oscilações dos ressonadores e nas cores individuais da radiação que se encontra no meio, e qual temperatura possui então o sistema.

Para responder a essa pergunta, consideremos em primeiro lugar somente as frequências dos ressonadores e atribuamos a eles, provisoriamente, certas energias arbitrárias, ou seja aos  $N$  ressonadores  $\nu$ , por exemplo, a energia  $E$ , aos  $N'$  ressonadores  $\nu'$  a energia  $E'$ , etc. Naturalmente a soma:

$$E + E' + E'' + \dots = E_0, \quad (1)$$

deve ser menor de  $E_t$ . A restante energia  $E_t - E_0$  pertence então à radiação que se encontra no meio. Agora temos que definir ainda a distribuição da energia nos ressonadores individuais dentro de cada espécie, primeiramente a distribuição da energia  $E$  entre os  $N$  ressonadores com frequência  $\nu$ . Se  $E$  é enxergada como uma grandeza que pode-se subdividir indefinidamente, a distribuição é possível em infinitas maneiras. Nós, porém, consideramos  $E$  - e este é o ponto essencial de todo o cálculo - como formada por um número bem determinado de partes iguais e finitas e utilizamos para tal escopo a constante da natureza  $h = 6,55 \times 10^{-27}$  [erg  $\times$  sec].<sup>11</sup> Essa constante, multiplicada para a frequência comum  $\nu$  dos ressonadores, dá o elemento de energia  $\varepsilon$  em erg, e, por meio da divisão de  $E$  por  $\varepsilon$ , obtemos o número  $P$  dos elementos de energia que devem ser distribuídos entre os  $N$  ressonadores. Se o quociente assim calculado não é um numero inteiro, então considere-se para  $P$  o número inteiro mais próximo.

Agora, é claro que a distribuição dos  $P$  elementos de energia entre os  $N$  ressonadores pode acontecer somente num número bem determinado, e finito, de modos. Chamamos cada um destes modos de “complexion”, de acordo com uma expressão usada pelo Sr. BOLTZMANN com relação a um conceito similar. Denotando os ressonadores com os dígitos 1, 2, 3, ..., escrevendo estes um ao lado do outro,

<sup>7</sup>[N.d.T.] A hipótese da “radiação natural” consiste em supor que a energia de uma certa onda eletromagnética se distribui de maneira aleatória entre as suas frequências. Essa hipótese gera uma ponte entre termodinâmica e eletromagnetismo que será usada em seguida.

<sup>8</sup>[N.d.T.] Traduzi “cores” literalmente do alemão *Farbe*. Entenda-se com isso “frequências”.

<sup>9</sup>[N.d.T.] Um meio diatérmico é um condutor de calor.

<sup>10</sup>[N.d.T.] Um ressonador é dito linear quando a força restauradora é uma função linear do deslocamento da posição de equilíbrio. Em outras palavras, o ressonador é um oscilador harmônico, que interage com a radiação eletromagnética externa.

<sup>11</sup>[N.d.T.] Eis a famosa constante de Planck. O seu valor moderno é  $6,626196(50) \times 10^{-27}$  erg s. A teoria quântica nasce aqui, com a hipótese do Planck de que a troca de energia aconteça não de forma contínua, mas em “pacotes”.

numa fila, e pondo sob cada ressonador o número dos elementos de energia que cabem a ele, obtemos assim para cada complexion um símbolo da seguinte forma:

$$\frac{1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \quad 7 \quad 8 \quad 9 \quad 10}{7 \quad 38 \quad 11 \quad 0 \quad 9 \quad 2 \quad 20 \quad 4 \quad 4 \quad 5} . \tag{2}$$

Aqui foi posto  $N = 10$  e  $P = 100$ . O valor de todos os possíveis complexion é claramente igual ao valor de todas as possíveis sequências de números que podem ser obtidas para a fila de baixo nessa maneira, com  $N$  e  $P$  fixos. Para evitar qualquer mal-entendido, note-se que dois complexion devem ser considerados como distintos também quando as correspondentes sequências de números contêm os mesmos dígitos, mas colocados em ordem diferente. Do cálculo combinatório, o valor de todos os possíveis complexion resulta em

$$\frac{N \cdot (N + 1) \cdot (N + 2) \cdot \dots \cdot (N + P - 1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot P} = \frac{(N + P - 1)!}{(N - 1)!P!} , \tag{3}$$

e com suficiente aproximação<sup>12</sup>

$$= \frac{(N + P)^{N+P}}{N^N P^P} . \tag{4}$$

Realizamos o mesmo cálculo para os ressonadores das espécies restantes, determinando para cada uma dessas o número dos complexion possíveis, de acordo com a energia alocada para esses ressonadores. A multiplicação de todos os valores assim obtidos dá então o número total  $\mathfrak{R}$  dos possíveis complexion para todos os ressonadores considerados em conjunto, para a distribuição de energia provisoriamente teorizada.

Assim, também a cada outra distribuição arbitrariamente pressuposta de energia  $E, E', E'', \dots$  corresponde um número  $\mathfrak{R}$  de possíveis complexion a serem determinados na maneira explicada acima. Agora, entre todas as distribuições de energia que são possíveis mantendo  $E_0 = E + E' + E'' + \dots$  constante existe uma bem precisa para a qual o número de complexion possíveis é maior do de cada outra; procuramos esta distribuição de energia, possivelmente também por tentativas; pois essa é justamente aquela que os ressonadores num campo de radiação estacionário adquirem quando possuem complexivamente a energia  $E_0$ . Então sejam todas as grandezas  $E, E', E'' \dots$  expressadas pela única grandeza  $E_0$ . Por meio da divisão de  $E$  por  $N$ , de  $E'$  por  $N'$ , etc., obtém-se então o valor estacionário da energia  $U_\nu, U'_{\nu'}, U''_{\nu''} \dots$  de um ressonador individual de cada espécie<sup>13</sup> e disto também a densidade espacial da energia irradiada no meio diatérmico e pertencente à região espectral  $\nu$  até  $\nu + d\nu$ :<sup>14</sup>

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot U_\nu d\nu . \tag{5}$$

Assim, também a energia contida no meio é determinada.

De todas as grandezas citadas aparece agora somente  $E_0$  como ainda escolhida arbitrariamente. Porém, se vê facilmente como  $E_0$  também se calcule a partir da energia total  $E_t$ . Pois se o valor escolhido de  $E_0$  resultasse num valor grande demais para  $E_t$ , correspondentemente deveria ser reduzido, e vice-versa.

Depois que assim, com a ajuda de uma constante  $h$ , calcula-se a distribuição estacionária da energia, encontra-se a correspondente temperatura em graus Celsius por meio de uma segunda constante da natureza,  $k = 1,346 \times 10^{-16}$  [erg/grau], através da equação:<sup>15</sup>

$$\frac{1}{\vartheta} = k \frac{d \log \mathfrak{R}_0}{dE_0} . \tag{6}$$

<sup>12</sup>[N.d.T.] Essa é chamada de “aproximação de Stirling”. Vale para  $N$  e  $P$  grandes.

<sup>13</sup>[N.d.T.] Aqui “estacionário” entenda-se como “médio”. De fato, dividindo a energia total alocada por um conjunto de ressonadores pelo número destes obtemos a energia média por ressonador.

<sup>14</sup>[N.d.T.] Na fórmula a seguir usa-se um resultado que independe da hipótese de Planck e que surge apenas de uma “contagem”. O número de modos de oscilação de uma onda eletromagnética por unidade de volume e entre frequências  $\nu$  e  $\nu + d\nu$  é  $8\pi\nu^2 d\nu/c^3$ . Isso se mostra considerando radiação confinada numa caixa. Multiplicando então pela energia média  $U_\nu$  de um ressonador obtemos então a densidade espacial de energia de radiação por unidade de frequência.

<sup>15</sup>[N.d.T.] Aqui aparece a famosa constante de Boltzmann, cuja notação moderna,  $k$ , foi de fato introduzida por Planck aqui. O seu valor é  $1,380622(59) \times 10^{-16}$  erg K<sup>-1</sup>. O  $\vartheta$  introduzido por Planck aqui é a temperatura.

O produto  $k \log \mathfrak{R}_0$  é a entropia do sistema de ressonadores; essa é a soma das entropias de todos os ressonadores individuais.

Seria agora, de fato, muito inapropriado expor todos os cálculos mencionados, embora certamente não seria sem interesse examinar uma vez, para um caso simples, o grau de aproximação à realidade que assim se alcançaria. Um cálculo mais geral, realizado exatamente seguindo as prescrições dadas, e totalmente sem esforço, mostra muito mais diretamente que a distribuição normal de energia determinada dessa forma no meio irradiado é representada pela equação:

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{d\nu}{e^{k\vartheta} - 1}, \quad (7)$$

a qual corresponde exatamente à forma espectral por mim estabelecida precedentemente:

$$E_\lambda d\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{c_2} \cdot d\lambda. \quad (8)$$

As variações formais são ligadas à diferença na definição de  $u_\nu$  e  $E_\lambda$ . A fórmula mais acima é então um pouco mais geral pois vale para um meio diatérmico completamente arbitrário e com velocidade de propagação da luz  $c$ . Calculei os valores numéricos dados precedentemente para  $h$  e  $k$  com essa fórmula a partir das medições de F. KURLBAUM<sup>16</sup>), e de O. LUMMER e E. PRINGSHEIM<sup>17</sup>).

Abordo agora com algumas pequenas observações a questão da necessidade da dedução apresentada. Que o elemento de energia  $\varepsilon$  teorizado para uma espécie de ressonador deva ser proporcional à frequência  $\nu$ , se deduz imediatamente a partir da lei fundamental, chamada do deslocamento, de WIEN. A relação entre  $u$  e  $U$  é uma das equações fundamentais da teoria eletromagnética da radiação. No resto, toda a dedução baseia-se na única suposição que a entropia de um sistema de ressonadores com energia dada é proporcional ao logaritmo do número total de complexion que são admissíveis dada esta energia, e esta suposição pode-se, por sua vez, decompor em mais duas: 1. que a entropia do sistema num certo estado é proporcional ao logaritmo da probabilidade deste estado, e 2. que a probabilidade de cada estado é proporcional ao número dos complexion correspondentes, ou, em outras palavras, que um certo complexion é tão provável quanto qualquer outro. A proposição 1., aplicada a processos radiativos, tem sentido somente se existe uma definição da probabilidade de um estado, portanto, para a radiação de energia, desde o começo não possui-se mesmo outro meio para definir a probabilidade, se não como a própria entropia. Aqui está uma das diferenças em comparação com as relações correspondentes na teoria cinética dos gases. A proposição 2. constitui o cerne de toda a teoria apresentada; a sua prova pode ser fornecida completamente somente através da experiência. A proposição 2. pode ser interpretada também como um esclarecimento mais detalhado da hipótese da radiação natural introduzida por mim, e que eu expressei até agora somente com o fato que a energia da radiação distribui-se de maneira completamente “irregular” nas frequências parciais individuais nela contidas.<sup>18</sup>)

Para concluir, gostaria ainda de chamar a atenção numa importante consequência da teoria desenvolvida, que torna possível ao mesmo tempo uma prova adicional da sua validade. O Sr. BOLTZMANN<sup>19</sup>) mostrou que a entropia de um gás monoatômico em equilíbrio é igual a  $\omega R \log \mathfrak{P}_0$ , onde  $\mathfrak{P}_0$  representa o número dos possíveis complexion para a distribuição de probabilidade da velocidade (a

<sup>16</sup>F. KURLBAUM, Wied. Ann. 65. p. 759. 1898 ( $S_{100} - S_0 = 0,0731$  Watt/cm<sup>2</sup>).

<sup>17</sup>O. LUMMER e E. PRINGSHEIM, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 2. p. 176. 1900 ( $\lambda_m \vartheta = 2940 \mu \times \text{grad}$ ).

<sup>18</sup>M. PLANCK, Ann. d. Phys. 1. p. 73. 1900. Quando o Sr. WIEN, no seu Pariser Rapport (II p. 38, 1900), sobre as leis teóricas da radiação, julga então a minha teoria sobre os processos radiativos irreversíveis não satisfatória, em quanto ela não fornece a prova que a hipótese da radiação natural é a única que conduz à irreversibilidade, ele pretende um pouco demais dessa hipótese. Pois, se fosse possível provar a hipótese, ela não seria mais uma hipótese, e nem precisaria formulá-la. Porém, então, não poderia-se deduzir algo de essencialmente novo. Do mesmo ponto de vista então, também a teoria cinética dos gases deveria ser julgada insatisfatória, pois não é fornecida ainda a prova que a hipótese atômica é a única que explique a irreversibilidade, e uma acusação correspondente caberia, mais ou menos, a todas as teorias obtidas por meios indutivos.

<sup>19</sup>L. BOLTZMANN, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien (II) 76. p. 428. 1877.

“permutabilidade”),  $R$  representa a nota constante dos gases ( $8,31 \times 10^7$  para  $O = 16$ ),  $\omega$  representa a razão, igual para todas as substâncias, da massa de uma molécula efetiva pela massa de uma gramo-molécula.<sup>20</sup> Agora, no gás são presentes também ressonadores irradiantes, assim, de acordo com a teoria desenvolvida aqui, a entropia do sistema total é proporcional ao logaritmo do número de todos os possíveis complexion, velocidade e radiação, considerados juntos. Como, porém, segundo a teoria eletromagnética da radiação, as velocidades dos átomos são totalmente independentes da distribuição da energia irradiada, assim o número total dos complexion é simplesmente igual ao produto dos valores relativos às velocidades com os relativos à radiação, portanto a entropia global, sendo  $f$  um fator de proporcionalidade, se representa como:

$$f \log(\mathfrak{P}_0 \mathfrak{N}_0) = f \log \mathfrak{P}_0 + f \log \mathfrak{N}_0 . \quad (9)$$

O primeiro somando é a entropia cinética, e o segundo é a entropia de radiação. Através a comparação com a expressão anterior obtém-se daqui:

$$f = \omega R = k , \quad (10)$$

ou

$$\omega = \frac{k}{R} = 1,62 \times 10^{-24} , \quad (11)$$

ou seja, uma molécula efetiva é  $1,62 \times 10^{-24}$  vezes uma gramo-molécula, ou: um átomo de hidrogênio pesa  $1,62 \times 10^{-24}$  g, então  $H = 1,01$ , ou: a uma gramo-molécula de cada substância correspondem  $1/\omega = 6,175 \times 10^{23}$  moléculas efetivas. O Sr. O. E. MEYER<sup>21</sup>) calcula este valor em  $640 \times 10^{21}$ , então está em acordo estrito.

A constante de LOSCHMIDT  $\mathfrak{N}$ , ou seja o número de moléculas de gás num 1 cm cubico a 0 graus C e na pressão de 1 atm é:

$$\mathfrak{N} = \frac{1013200}{R \times 273 \times \omega} = 2,76 \times 10^{19} . \quad (12)$$

O Sr. DRUDE<sup>22</sup>) encontra  $\mathfrak{N} = 2,1 \times 10^{19}$ .

A constante de BOLTZMANN-DRUDE  $\alpha$ , ou seja a força viva média de um átomo na temperatura absoluta de 1 é:

$$\alpha = \frac{3}{2} \omega R = \frac{3}{2} k = 2,02 \cdot 10^{-16} . \quad (13)$$

O Sr. DRUDE<sup>23</sup>) encontra  $\alpha = 2,65 \times 10^{-16}$ .

O quanto elementar da eletricidade  $e$ , ou seja a carga elétrica de um íon positivo monovalente, ou do elétron, é, se  $\varepsilon$  representa a nota carga de um gramo-íon monovalente:

$$e = \varepsilon \omega = 4,69 \times 10^{-10} \text{ eletroestático} . \quad (14)$$

O Sr. F. RICHARZ<sup>24</sup>) encontra  $1,29 \times 10^{-10}$ , o Sr. J. J. THOMSON<sup>25</sup>) recentemente  $6,5 \times 10^{-10}$ .<sup>26</sup>

Todas essas relações, se a teoria está correta, exigem uma validade não aproximada, mas absoluta. Como a exatidão dos valores calculados coincide essencialmente com a da constante de irradiação  $k$ , que é relativamente a mais incerta, tal exatidão supera de muito a de todas as determinações destas grandezas realizadas até agora. A verificação destas relações por meio de métodos mais diretos será uma tarefa adicional de pesquisa, tanto importante quanto necessária.

<sup>20</sup>[N.d.T.] Uma gramo-molécula de uma substância tem um peso em gramas igual ao peso molecular dessa substância. Esse  $\omega$  é o recíproco do número de Avogadro.

<sup>21</sup>O. E. MEYER, A teoria cinética dos gases, 2. Aufl. p. 337. 1899.

<sup>22</sup>P. DRUDE, Ann. d. Phys. 1. p. 578. 1900.

<sup>23</sup>l. c.

<sup>24</sup>F. RICHARZ, Wied. Ann. 52. p. 397. 1894.

<sup>25</sup>J. J. THOMSON, Phil. Mag. (5) 46. p. 258. 1898.

<sup>26</sup>[N.d.T.] Traduzi literalmente *elektrostatisch* para “eletroestático”. Essa unidade de medida chama-se hoje “statcoulomb” (statC), ou unidade de carga eletroestática (esu). O valor mais atual da carga do elétron é  $4,80320425(10) \times 10^{-10}$  esu.