

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

MARIA EDUARDA DA SILVA INACIO

Acreção de matéria e formação de buracos negros supermassivos

Guaratinguetá

2022

Maria Eduarda da Silva Inacio

Acreção de matéria e formação de buracos negros supermassivos

Trabalho de Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Graduação em Bacharelado em Física da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Graduação em Bacharelado em Física .

Orientador: Profº Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves

Guaratinguetá

2022

I35a	Inacio, Maria Eduarda da Silva Acreção de matéria e formação de buracos negros supermassivos / Maria Eduarda da Silva Inacio – Guaratinguetá, 2022. 47 f : il. Bibliografia: f. 47 Trabalho de Graduação em Física (Bacharelado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2022. Orientador: Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves 1. Gravitação. 2. Cosmologia. 3. Relatividade geral (Física). I. Título. CDU 531.3
------	---

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

MARIA EDUARDA DA SILVA INACIO

ESTE TRABALHO DE GRADUAÇÃO FOI JULGADO ADEQUADO COMO PARTE DO
REQUISITO PARA A OBTENÇÃO DO DIPLOMA DE "GRADUANDO EM
BACHARELADO EM FÍSICA "

APROVADO EM SUA FORMA FINAL PELO CONSELHO DE CURSO DE GRADUAÇÃO EM
BACHARELADO EM FÍSICA

Profº Dr. JULIO MARNY HOFF
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:



Profº Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves
Orientador/UNESP-ICT



Profº Dr. Saulo Henrique Pereira
UNESP-FEG



Profº Dr. José Fernando de Jesus
UNESP - Itapeva

Dedico a todas as crianças que um dia olharam pro céu e sonharam em entender o Universo.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha família por sempre estar ao meu lado, principalmente minha mãe e meu padrasto que sempre acreditaram que eu poderia ser tudo o que sonhasse.

Agradeço aos meus amigos que passaram o último semestre caótico comigo, que me acompanharam nessa jornada e muitas vezes me impediram de desistir. Agradeço em especial meu melhor amigo, João, por afastar minhas inseguranças quanto a graduação e sempre estar ao meu lado, mesmo que não da forma como gostaríamos, mas sempre sendo o porto seguro um do outro. Agradeço também aos professores que passaram pela minha graduação, me transmitido todo o conhecimento que carrego e a todos os funcionários que permitiram que minha passagem pela universidade fosse a melhor possível.

Agradeço, por fim, ao meu orientador que passou praticamente toda a graduação ao meu lado, sempre me incentivando e conduzindo minha trajetória acadêmica. Agradeço também aos membros da minha banca.

‘ O esforço para compreender o
Universo é uma das poucas coisas
que eleva a vida humana um pouco
acima do nível do ridículo e dá a
ela um pouco da graça da
tragédia. ’

Steven Weinberg

RESUMO

Uma das maiores previsões da Relatividade Geral de Einstein foi a existência de buracos negros, que até hoje é um assunto 'novo' que gera muito material e estudo. Aqui apresentamos alguns resultados da Relatividade Geral de Einstein e alguns modelos cosmológicos com o intuito de estudar o crescimento de buracos negros supermassivos a partir de buracos negros semente com diferentes condições impostas por diferentes modelos cosmológicos, unindo a astrofísica e a cosmologia, afim de entender a influência dos parâmetros escolhidos no resultado final. Além disso, também vemos definições dos tipos buracos negros, galáxias e núcleos ativos para compreender melhor o funcionamento de um buraco negro no geral.

PALAVRAS-CHAVE: Gravitação. Cosmologia. Buracos Negros. Relatividade Geral.

ABSTRACT

One of the biggest predictions of Einstein's General Relativity was the existence of black holes, which until today is a 'new' subject that generates a lot of material and study. Here we present some results from Einstein's General Relativity and some cosmological models in order to study the growth of supermassive black holes from seed black holes with different conditions imposed by different cosmological models, relating astrophysics and cosmology, in order to understand the influence of the chosen parameters on the final result. In addition, we also see definitions of black holes, galaxies and active nuclei in order to understand the functioning of a black hole in general.

KEYWORDS: Gravitation. Cosmology. Black Holes. General Relativity.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	$\log \rho / \rho_c \times \log a$, densidade de energia sobre densidade crítica em termos do	
	fator de escala. Fonte: própria autora	22
Figura 2	Ciclo Estelar Fonte: (EVOLUÇÃO...)	26
Figura 3	Sequência de Hubble. Fonte: (SOARES, 2021)	30
Figura 4	Galáxia Elíptica M59. Fonte: (SOARES, 2021)	31
Figura 5	Galáxia Espiral M104. Fonte: (SOARES, 2021)	31
Figura 6	Galáxia Espiral Barrada NGC 1300. Fonte: (SOARES, 2021)	31
Figura 7	A Grande Nuvem de Magalhães. Fonte: (SOARES, 2021)	32
Figura 8	Galáxia Lenticular NGC 2549. Fonte: (SOARES, 2021)	32
Figura 9	Modelo de unificação das AGNs. Fonte: NASA	33
Figura 10	Visão geral da classificação das AGNs. Fonte: (SCHNEIDER, 2015)	34

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores de Ω_k	42
Tabela 2 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores de H_0	42
Tabela 3 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores de H_0 e diferentes eficiências	43
Tabela 4 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores do parâmetro de estado w	43
Tabela 5 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores de H_0	44
Tabela 6 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando	
diferentes valores de H_0 e diferentes eficiências	44

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

TCC	Trabalho de Conclusão de Curso
UNESP	Universidade Estadual Paulista
RG	Relatividade Geral
BN	Buraco Negro
FLRW	Friedmann Lemaître Robertson Walker

LISTA DE SÍMBOLOS

$M_{\bullet}$ Massa do Buraco Negro

$M_{\odot}$ Massa Solar

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
2	UMA VISITA À RELATIVIDADE GERAL	15
2.1	Solução de Schwarzschild	16
2.2	Solução de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	16
3	MODELOS COSMOLÓGICOS	17
3.1	O Universo de Einstein	18
3.2	Lei de Hubble	18
3.3	O Universo Dominado por Matéria	19
3.4	O Universo Dominado por Radiação	20
3.5	O Universo Dominado por Constante Cosmológica	21
3.6	Modelos de Energia Escura	22
3.7	A Idade do Universo	23
4	BURACOS NEGROS	25
4.1	Tipos de Buracos Negros	25
4.2	Buracos Negros Estelares	25
4.3	Buracos Negros Supermassivos	26
4.4	Buracos Negros de Massa Intermediária	27
4.5	Buracos Negros Primordiais	27
4.6	Efeitos Gravitacionais dos Buracos Negros	27
4.6.1	Velocidade de escape	27
4.6.2	Raio de Schwarzschild	27
4.6.3	Horizonte de Eventos	28
4.6.4	Raio de Maré	28
4.6.5	Distorção do espaço	28
4.6.6	Redshift Gravitacional	28
4.6.7	Discos de Acreção	28
5	O CENTRO GALÁCTICO	30
5.1	Tipos de Galáxias	30
5.1.1	Galáxias Elípticas	30
5.1.2	Galáxias Espirais	30
5.1.3	Galáxias Irregulares	30
5.1.4	Galáxias SO	31
5.2	Núcleos Ativos de Galáxias	32
5.2.1	Quasares	32

5.2.2	QSOs	32
5.2.3	Galáxias Seyfert	33
5.2.4	Rádio Galáxias	33
5.2.5	LINERs	34
5.2.6	OVVs	34
5.2.7	BL Lacs	34
5.3	O Nosso Centro Galáctico	35
5.4	Buracos Negros Supermassivos nos Centros Galácticos	35
5.5	Como Encontrar Buracos Negros	35
6	ACREÇÃO DE MATÉRIA NOS BURACOS NEGROS	37
6.1	Acreção de Bondi	37
6.2	Crescimento de Buracos Negros Supermassivos por Acreção	38
7	MODELOS COSMOLÓGICOS E A ACREÇÃO DE MATÉRIA	41
8	CONCLUSÃO	45
	REFERÊNCIAS	47

1 INTRODUÇÃO

Buscando explicar melhor o Universo e o movimento dos corpos no espaço, em 1905 Albert Einstein nos apresentou uma nova teoria de gravitação que mudou os moldes da física e astronomia da época. A Relatividade Geral de Einstein mostrou que a gravidade era muito mais do que uma força de atração entre corpos massivos e que na verdade os objetos massivos deformam o espaço-tempo e seus movimentos são, nada mais que, a trajetória de menor energia nesse espaço-tempo curvo.

A partir dessa nova teoria foi possível explicar eventos, até então sem explicação - como a precessão do periélio de Mercúrio - além de prever novos eventos como a deflexão da luz pela gravidade, as ondas gravitacionais e a existência de buracos negros. Atualmente muitas dessas previsões se confirmaram e uma delas será nosso objeto de estudo.

Um dos grandes feitos da Relatividade Geral de Einstein foi a previsão de uma singularidade no espaço-tempo, onde a massa seria tão compacta que a densidade tenderia ao infinito, gerando um campo gravitacional do qual nem a luz escaparia. Assim surgem os buracos negros, que além de suas singularidades possuem algumas características, que os separam em grupos, os quais serão apresentados e discutidos mais à frente no capítulo 4.

Nosso foco será um tipo específico de buraco negro, o buraco negro supermassivo, com intuito de entender onde podem ser encontrados e como se deu sua formação. Além de destacar as consequências de diferentes modelos cosmológicos no estudo desses objetos, unindo então a astrofísica de buracos negros com a cosmologia.

Afim de aprofundar mais esse trabalho, veremos conceitos importantes até chegar ao nosso objetivo final, passando por uma revisão de Relatividade Geral no **capítulo 2**, com intuito de chegar aos modelos cosmológicos apresentados no **capítulo 3**, esses modelos cosmológicos serão abordados novamente mais ao fim da discussão. No **capítulo 4** começaremos a explorar a astrofísica, entendendo melhor o funcionamento e classificação dos buracos negros, como identificá-los e onde encontrá-los. No **capítulo 5** estudaremos galáxias, seus centros galácticos e núcleos ativos, locais que abrigam nosso objeto de estudo, os buracos negros supermassivos, nesse capítulo entenderemos como é possível encontrar um buraco negro e identificá-lo pela radiação observada e não apenas pela dinâmica dos seus arredores. Chegando, de fato, mais próximo do objetivo final temos o **capítulo 6** que irá nos introduzir o conceito de acreção de matéria nos buracos negros e como esse mecanismo de crescimento funciona. Por fim, no **capítulo 7** apresentaremos a possível relação entre os modelos cosmológicos e o crescimento de buracos negros supermassivos a partir de um buraco negro semente e como diferentes parâmetros podem influenciar no tempo de crescimento desses buracos negros.

2 UMA VISITA À RELATIVIDADE GERAL

A fim de entender a formação e origem dos buracos negros é necessário uma base física e matemática da Relatividade Geral de Einstein, a qual prevê a gravidade como consequência da geometria do espaço-tempo, neste capítulo temos como base o livro (WEINBERG, 1972). A representação matemática da Relatividade Geral é dada pelas equações de campo de Einstein que relacionam o conteúdo físico do Universo, dado pelo tensor energia-momento, com a geometria espaço-temporal, dada pelos tensor e escalar de curvatura:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (2.0.1)$$

sendo $g_{\mu\nu}$ a métrica do espaço-tempo curvo, $R_{\mu\nu}$ o tensor de curvatura de Ricci e R o escalar de curvatura de Ricci, ambos são obtidos a partir da contração dos índices do Tensor de curvatura de Riemann ($R^\lambda_{\mu\nu\kappa}$), sendo o tensor de Ricci a contração do primeiro e do terceiro índice e o escalar, a contração de todos os índices.

Esses tensores de curvatura podem ser escritos em termos da métrica e da conexão afim, que é definida a partir da métrica e de suas derivadas:

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2}g^{\lambda\delta} \left(\frac{\partial g_{\mu\delta}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\delta\nu}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\nu\mu}}{\partial x^\delta} \right).$$

O tensor de Riemann escrito em termos da conexão é dado por:

$$R^\lambda_{\mu\nu\kappa} = \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}{\partial x^\kappa} - \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\kappa}}{\partial x^\nu} + \Gamma^\sigma_{\mu\nu}\Gamma^\lambda_{\kappa\sigma} - \Gamma^\sigma_{\mu\kappa}\Gamma^\lambda_{\nu\sigma}.$$

Uma primeira solução a se analisar é para o vácuo que gera um tensor de energia-momento nulo, devido à ausência de matéria e radiação e portanto teríamos:

$$R_{\mu\nu} = 0,$$

no caso de um espaço tridimensional isso implicaria em um campo gravitacional nulo, já que o tensor de Riemann seria nulo também, lembrando que no espaço euclidiano para que o tensor de Ricci seja nulo todas as componentes do tensor de Riemann somadas deveriam ser nulas e portanto o mesmo seria nulo, já em um espaço quadridimensional com assinatura (+ - - -) por exemplo, o tensor de Riemann não necessariamente seria nulo para que o tensor de Ricci o fosse. Para um espaço-tempo quadridimensional então, haveria um campo gravitacional.

A partir de soluções dessas equações é possível encontrar uma métrica que descreva o espaço-tempo e assim definir modelos cosmológicos que representam a evolução do Universo até o presente, além de fazer previsões para o futuro e entender melhor o passado.

2.1 SOLUÇÃO DE SCHWARZSCHILD

A primeira solução para as equações de Einstein foi encontrada por Karl Schwarzschild em 1915, um mês depois da publicação do artigo de Einstein. Essa solução considerava uma métrica radialmente simétrica em torno de um objeto de massa m e sem termos cruzados de forma que uma coordenada não possa interferir nas outras, além disso quando consideradas grandes distâncias essa métrica retornaria à métrica de Minkowski, que representa o espaço tempo plano. Sua métrica é dada por:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.1.1)$$

sendo m a massa de um objeto localizado em $r = 0$.

Observando o elemento de linha dessa métrica é possível notar que há uma singularidade em $r = 0$ e uma em $r = 2m$, porém ao calcular o escalar de Kretschmann, dado por:

$$K \equiv R^{abcd}R_{abcd} = \frac{48G^2m^2}{c^4 r^6} \quad (2.1.2)$$

Notamos que para $r = 2m$ não há uma singularidade para a curvatura, é apenas uma questão de sistema de coordenadas. Porém para $r = 0$ existe uma singularidade, a qual chamamos de buraco negro, um ponto de densidade infinita. Essa foi a primeira solução das equações de campo de Einstein a descrever buracos negros e é também a mais simples, pois descreve apenas buracos negros sem carga e sem rotação.

2.2 SOLUÇÃO DE FRIEDMANN-LEMAÎTRE-ROBERTSON-WALKER

Apesar de ser uma solução muito satisfatória para grande parte dos problemas locais nos quais a gravitação de Newton não é suficiente, a solução de Schwarzschild é uma solução para o vácuo - ela descreve corpos de concentração de massa esfericamente simétrica, porém em um referencial exterior à massa. Essa métrica já não era suficiente quando considerado o princípio cosmológico, que considera o Universo como um fluido homogêneo (sem pontos privilegiados) e isotrópico (sem direção preferencial), e assim se faz necessária uma nova solução.

Na década de 1920 Alexander Friedmann resolveu as equações de Einstein considerando as particularidades do princípio cosmológico e assim chegou à métrica hoje chamada de métrica de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker devido às colaborações dos físicos e matemáticos Howard Robertson, Arthur Walker e Georges Lemaître. Cujo elemento de linha é dado por:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2 \right], \quad (2.2.1)$$

sendo $a(t)$ o fator de escala que mostra o comportamento das distâncias com o passar do tempo e k uma constante de curvatura que indicará se o Universo é plano, aberto ou fechado.

Essa métrica é essencial para descrever o Universo em diferentes condições e situações, sendo esse o primeiro passo para encontrar os modelos cosmológicos, entender melhor e fazer previsões para a evolução do Universo.

3 MODELOS COSMOLÓGICOS

Com a chegada da solução FLRW surgiu a possibilidade de trabalhar com modelos que pudessem descrever o Universo como um todo. Aqui nossa ideia ao estudar modelos cosmológicos é compreender a influência da escolha de um modelo para estimar o crescimento de um buraco negro supermassivo a partir de um buraco negro semente, o que será discutido em mais detalhes no capítulo 7, para isso utilizamos a referência (BAMBI, 2017).

A fim de chegar a um modelo cosmológico é necessário determinar o fator de escala $a(t)$ que aparece na métrica, para isso é necessário determinar a teoria de gravitação usada e o conteúdo material do Universo. Nossa teoria de gravitação é a Relatividade Geral de Einstein e caso mais simples é aquele em que o conteúdo material do Universo é descrito pelo tensor energia momento do fluido perfeito:

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p) \frac{u^\mu u^\nu}{c^2} + pg^{\mu\nu}, \quad (3.0.1)$$

sendo p a pressão, ρ a densidade e u^μ o vetor quadrivelocidade.

Considerando o princípio cosmológico, no qual o Universo é homogêneo e isotrópico, a quadrivelocidade do fluido é dada por $u^\mu = (c, 0, 0, 0)$, já que ele pode ser tratado como um referencial inercial.

Injetando esse tensor energia momento nas equações de Einstein obtemos as equações de Friedmann, as quais buscarão descrever o Universo. A primeira é obtida ao resolver a equação para o termo temporal (T^{00}):

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho - \frac{kc^2}{a^2}, \quad (3.0.2)$$

sendo H o parâmetro de Hubble que é relacionado ao fator de escala pela equação: $H = \frac{\dot{a}}{a}$, veremos mais sobre ele em breve.

A segunda equação é obtida para os termos espaciais, (T^{11}, T^{22}, T^{33}) todos eles resultam na mesma equação, dada por:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2} (\rho + 3P). \quad (3.0.3)$$

Por enquanto então temos duas equações e três variáveis (a, ρ, p), portanto precisamos de mais uma equação independente. Juntando a equação de estado

$$p = w\rho,$$

sendo w o parâmetro de estado, um valor associado a cada conteúdo do Universo à equação da conservação de energia

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad \Rightarrow \quad \dot{\rho} = -3H(\rho + p),$$

chegamos a seguinte equação:

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(1+w)\frac{\dot{a}}{a}, \quad (3.0.4)$$

cuja solução, dada por:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}, \quad (3.0.5)$$

mostra a evolução da densidade de energia em função do fator de escala e do parâmetro de estado. Alguns dos valores do parâmetro de estado que serão usados nesse trabalho são: $w = 0$ para poeira, $w = \frac{1}{3}$ para radiação e $w = -1$ para a constante cosmológica.

A equação (3.0.5) possibilita o entendimento de como o conteúdo do Universo muda com a passagem do tempo. Dessa forma podemos compreender que o Universo passou por algumas eras nas quais algum conteúdo era dominante e hoje em dia pode ser desprezível, como veremos mais à frente.

3.1 O UNIVERSO DE EINSTEIN

O primeiro modelo cosmológico foi desenvolvido pelo próprio Einstein. Einstein obteve resultados que indicavam um Universo não estático, porém para a época isso era um absurdo. Assim ele alterou suas equações de campo adicionando a constante cosmológica (Λ) que teria um valor bem baixo e caráter repulsivo afim de equilibrar o caráter atrativo da gravidade e anular a derivada segunda do fator de escala (aceleração)

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{a^2} \quad (3.1.1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (3.1.2)$$

Esse modelo se mostrou muito instável uma vez que com uma mínima flutuação na densidade de energia, o modelo colapsava. Einstein abandonou seu modelo por conta dessa instabilidade e também devido às observações de Hubble, que trariam à tona discussões sobre um Universo em expansão.

3.2 LEI DE HUBBLE

Em 1929, observando nebulosas distantes, o astrônomo Edwin Hubble percebeu que essas apresentavam um redshift (deslocamento do espectro para o vermelho) e que sua distância era proporcional à velocidade de afastamento, ou seja, quanto mais longe essas nebulosas estavam, mais rápido elas se afastavam. Assim foi enunciada a lei de Hubble:

$$v = H_0 d, \quad (3.2.1)$$

sendo v a velocidade de afastamento dessas nebulosas, que mais tarde, com o descobrimento de outras galáxias externas à Via Láctea no Universo, foram identificadas como galáxias, d suas distâncias e H_0 o parâmetro de Hubble atual. O parâmetro de Hubble H , já definido anteriormente, representa a taxa

de expansão do Universo, H_0 é o valor do parâmetro de Hubble avaliado no presente, repare que H é função do fator de escala que por sua vez é função do tempo, (BAHCALL, 2015).

Isso finalmente deixou claro que o Universo estava em expansão, já que os corpos distantes estão cada vez mais se afastando, mesmo diante da força gravitacional que possui um caráter atrativo. Além disso, a partir da suposição que o Universo se expande de forma linear e utilizando a equação (3.2.1), podemos encontrar a possível idade do Universo ao substituir a velocidade $v = \frac{d}{t}$. Chegamos à relação

$$H_0 = \frac{1}{t}$$

Apenas com essa relação e utilizando o parâmetro de Hubble atual igual a aproximadamente 70 km/s.Mpc - a cada megaparsec de distância, a velocidade de afastamento aumenta em 70 km/s - chegamos a uma idade aproximada de 14 bilhões de anos. Conforme a lei de Hubble foi se popularizando no meio científico e sua proposta de calcular a idade do Universo mais conhecida, surgiu uma nova discussão sobre o que teria acontecido no tempo 0 do Universo.

A Lei de Hubble foi a primeira evidência de que o Universo estava se expandindo, mas quando começou essa expansão?

Em 1931 Georges Lemaître sugeriu que no momento 0 da expansão do Universo, toda sua massa se concentrava em um único ponto e a partir dessa ideia nasceu a teoria do Big Bang, porém essa hipótese dependeria do conteúdo material e modelo cosmológico considerado.

Percebemos que não é simples encontrar um modelo cosmológico que seja bom para descrever o Universo como um todo e por isso primeiro veremos modelos que descrevem o Universo dominado por um único conteúdo.

3.3 O UNIVERSO DOMINADO POR MATÉRIA

Para esse primeiro caso consideraremos o Universo dominado por poeira (matéria com pressão nula). Utilizando a equação (3.0.5) e lembrando que o $w = 0$ para a matéria temos $\rho \propto \frac{1}{a^3}$ podemos considerar $\rho a^3 = \text{constante} \equiv C_1$ e retornando à primeira equação de Friedmann temos:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \frac{C_1}{a} - kc^2 \quad (3.3.1)$$

Para resolver essa equação analiticamente é necessário uma mudança de variáveis, portanto passamos a utilizar o tempo conforme η no lugar do fator de escala a .

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{a} \quad (3.3.2)$$

Assim chegamos a uma nova equação:

$$\frac{da^2}{d\eta} = \frac{8\pi G}{3c^2} - kc^2 a^2 \quad (3.3.3)$$

E sua solução:

- para $k = 1$:

$$a = \frac{4\pi G}{3c^2} C_1 A (1 - \cos \frac{\eta}{\sqrt{A}}); \quad (3.3.4)$$

- para $k = 0$:

$$a = \frac{2\pi G}{3c^2} C_1 \eta^2; \quad (3.3.5)$$

- para $k = -1$:

$$a = \frac{4\pi G}{3c^2} C_1 A (\cosh \frac{\eta}{\sqrt{A}} - 1), \quad (3.3.6)$$

Sendo

$$A = \frac{1}{|k|c^2}.$$

Sabendo que $\eta = 0$ nos leva a $t = 0$, pelas relações:

- para $k = 1$:

$$t = \frac{4\pi G}{3c^2} C_1 A (\eta - \sqrt{A} \sin \frac{\eta}{\sqrt{A}}); \quad (3.3.7)$$

- para $k = 0$:

$$t = \frac{2\pi G}{9c^2} C_1 \eta^3; \quad (3.3.8)$$

- para $k = -1$:

$$t = \frac{4\pi G}{3c^2} C_1 A (\sinh \frac{\eta}{\sqrt{A}} - \eta), \quad (3.3.9)$$

Percebemos que temos $a = 0$ para esse caso, o que implica em uma possível singularidade, podemos conferir se é uma singularidade real e independente de coordenadas, aplicando $a = 0$ no escalar de Ricci, o qual é invariante:

$$R = 6 \frac{kc^2 + \dot{a}^2 + \ddot{a}a}{a^2 c^2}. \quad (3.3.10)$$

Vemos que R diverge quando $a \rightarrow 0$ e definitivamente existe uma singularidade. No tempo inicial do Universo para esse modelo cosmológico houve uma singularidade, a qual já havia sido citada como sendo o Big Bang. Notamos ainda que para $k = 1$ teremos novamente uma singularidade quando

$$\cos \frac{\eta}{\sqrt{A}} = 1,$$

também conhecida como Big Crunch.

3.4 O UNIVERSO DOMINADO POR RADIAÇÃO

Esse caso tem solução bem parecida com o caso anterior.

Novamente aplicando $w = \frac{1}{3}$ para a radiação na equação (3.0.5) temos $\rho \propto \frac{1}{a^4}$ e podemos considerar $\rho a^4 = \text{constante} \equiv C_2$, novamente reescrevendo a primeira equação de Friedmann:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \frac{C_2}{a^2} - kc^2. \quad (3.4.1)$$

Essa equação possui uma solução analítica de a em função de t , dada por:

$$a = \left[\sqrt{\frac{32\pi G C_2}{3c^2}} t - kc^2 t^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.4.2)$$

A partir desses resultados podemos observar que existe uma singularidade em $t = 0$, pois $a = 0$ e novamente o escalar de Ricci diverge. Além disso para o caso em que $k = 1$ ainda existe uma outra singularidade quando

$$\sqrt{\frac{32\pi G C_2}{3c^2}} t = kc^2 t^2, \quad (3.4.3)$$

da mesma forma que acontece para o Universo dominado pela matéria.

3.5 O UNIVERSO DOMINADO POR CONSTANTE COSMOLÓGICA

Esse caso nos traz novos resultados pois agora aparece um parâmetro de estado negativo. Esse modelo também chamado de o Universo dominado pelo vácuo considera $\rho = -p$ já que não há nenhum conteúdo material nem radiação. Agora a constante cosmológica (Λ) proposta por Einstein, volta com outro propósito, representar a energia de vácuo, a qual seria como uma gravidade repulsiva, devido à pressão negativa.

Aqui usaremos a primeira equação de Friedmann porém em outra versão, aquela proposta por Einstein em seu modelo e considerando $\rho = -p$:

$$H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{a^2} \quad (3.5.1)$$

As soluções são dadas por:

para $k = 1$:

$$a = \sqrt{\frac{3k}{\Lambda}} \cosh \frac{\Lambda}{3} ct \quad (3.5.2)$$

para $k = 0$:

$$a = a_o \exp \frac{\Lambda}{3} ct \quad (3.5.3)$$

para $k = -1$:

$$a = \sqrt{\frac{-3k}{\Lambda}} \sinh \frac{\Lambda}{3} ct \quad (3.5.4)$$

Observando os resultados podemos concluir algumas coisas, apenas para $k = -1$ existe a possibilidade de termos $a = 0$ e as outras soluções implicam na ausência de um Big Bang, além de uma expansão eterna, já que não se anulam nunca.

Quando $\Lambda = 0$ voltamos ao espaço tempo de Minkowski, com $a = \text{constante}$

Podemos entender melhor o modelo de constante cosmológica, ou densidade de energia de vácuo, e sua história em (STRAUMANN, 1999).

3.6 MODELOS DE ENERGIA ESCURA

Daqui para frente veremos que existem modelos mais realistas nos quais essa força repulsiva não será mais representada por uma constante cosmológica mas sim por algum tipo de fluido, que consequentemente terá uma evolução temporal diferente, (HUTERER, 2017). Os valores aqui utilizados foram extraídos da referência (BETOULE, 2014), a qual considera um modelo w-CDM em que o fluido é descrito pela energia escura, não constante, que exerce a função anteriormente exercida pela constante cosmológica. Utilizando $w = -1,018 \pm 0,057$ para o parâmetro de estado, $\Omega_m = 0,307$ para a densidade de energia relativa da matéria, $\Omega_r = 8,96 \times 10^{-5}$ para a densidade de energia relativa da radiação e $H_0 = 68,07 \pm 1,63$ (valores também presentes na referência (BETOULE, 2014)) podemos plotar um gráfico que relacione a densidade de energia ao fator de escala com seus valores máximo, médio e mínimo. Assim é possível comparar e visualizar a evolução temporal do Universo para cada caso. Utilizando a relação

$$\rho_{ee} = \frac{\rho_{ee}^0}{a^{3(1+w)}}, \quad (3.6.1)$$

sendo ρ_{ee} a densidade de energia escura e ρ_{ee}^0 o valor atual da densidade de energia escura. Obtemos o gráfico da Figura 1, que além de comparar os valores para energia escura também mostra a evolução da matéria, radiação e constante cosmológica.

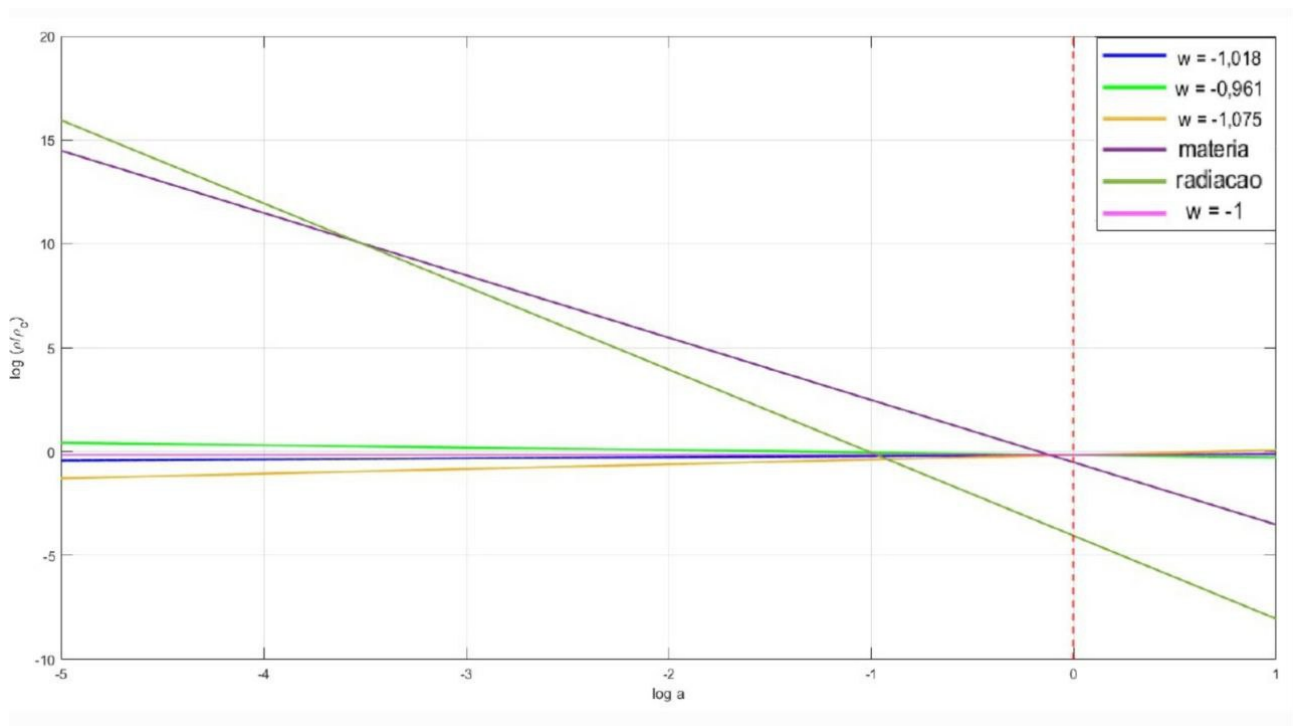


Figura 1 – $\log \rho / \rho_c$ x $\log a$, densidade de energia sobre densidade crítica em termos do fator de escala.
Fonte: própria autora

Podemos notar que no passado houve uma era de radiação dominante, seguida da era da matéria. O

tracejado vertical destaca o momento atual, vivemos uma época em que a energia escura domina - explicando a expansão acelerada do Universo - porém ainda com influência da matéria.

Além disso, também é possível encontrar uma relação para a idade do Universo para esse modelo cosmológico - já que esse valor depende do H_0 utilizado.

3.7 A IDADE DO UNIVERSO

A partir de qualquer modelo cosmológico é possível calcular a idade do Universo formalmente, de maneira analítica. Conhecendo o conteúdo material do Universo e a definição do parâmetro de Hubble, vista anteriormente, e o redshift:

$$z = \frac{a_o}{a} - 1,$$

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{1}{1+z} \right) = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}.$$

Encontramos a relação:

$$\frac{dt}{dz} = -\frac{1}{1+z} \frac{1}{H}. \quad (3.7.1)$$

Substituindo H por sua definição na equação de Friedmann e considerando que o Universo possa ter mais de um conteúdo material, temos:

$$H^2 = H_0^2 \rho_c^0 \sum \frac{\rho_i}{\rho_c^0}, \quad \text{considerando} \quad H_0^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \quad (3.7.2)$$

Sendo ρ_i as densidades de energia de cada componente, estando incluso um ρ_k relativo à curvatura do Universo e ρ_c^0 a densidade de energia crítica atual, densidade de energia para que o Universo seja plano atualmente.

$$\rho_i = \rho_i^0 (1+z)^{3(1+w)}, \quad (3.7.3)$$

Sendo ρ_i^0 a densidade de energia atual de cada conteúdo.

Podemos multiplicar e dividir pela densidade de energia crítica atual a fim de obter um novo, e mais útil, parâmetro chamado densidade de energia relativa

$$\Omega_i^0 = \frac{\rho_i^0}{\rho_c^0} \Rightarrow \frac{\rho_i}{\rho_c^0} = \Omega_i^0 (1+z)^{3(1+w)}, \quad (3.7.4)$$

Esse parâmetro é adimensional e representa a proporção dos conteúdos presentes no Universo e portanto nos dá uma ideia geral de como os conteúdos estão distribuídos atualmente.

Então agora inserindo a equação de Friedmann modificada na equação (3.7.1), separando as variáveis z no lado direito da equação, t do lado esquerdo e integrando dos dois lados chegamos finalmente a uma equação para o tempo cósmico transcorrido entre dois redshifts. Para obter a idade

do Universo basta integrar do redshift infinito (momento 0 do Universo) ao redshift 0 (momento atual do Universo):

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{z_i}^{z_f} \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{\sum \Omega_i (1+z)^{3(1+w_i)}}}, \quad (3.7.5)$$

Essa relação é válida para qualquer modelo cosmológico, basta substituir seus parâmetros.

Como exemplo utilizaremos os valores já utilizados do modelo de energia escura, w-CDM apresentado em (BETOULE, 2014) e já comentado na seção (3.6). Vamos utilizar os valores médios de w e H_0 , além dos valores de Ω_{ee} (densidade de energia relativa da energia escura) Ω_m e Ω_r

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{(\Omega_m)(1+z)^3 + \Omega_{ee}(1+z)^{3(1+w)} + \Omega_r(1+z)^4}} \quad (3.7.6)$$

$$\Delta t = \frac{1}{68,07} \int_0^\infty \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{(0,307)(1+z)^3 + 0,693(1+z)^{-0,054} + 8,96 \times 10^{-5}(1+z)^4}} \quad (3.7.7)$$

O que nos resulta numa idade de 14,117 bilhões de anos, um valor que concorda com as observações atuais.

4 BURACOS NEGROS

Buracos negros são uma consequência da Relatividade Geral, já que sua massa compacta, em um ponto de densidade infinita, gera uma grande deformação no tecido do espaço-tempo e e consequentemente uma gravidade altíssima da qual nem a luz escapa. A matéria e a radiação de fato não escapam do campo gravitacional dos buracos negros, porém vale ressaltar que essa área de influência do campo gravitacional não é muito grande e no geral se restringe aos arredores da singularidade.

Os buracos negros podem ser descritos por três características: massa, momento angular e carga. De acordo com essas características eles podem ser divididos em três grupos.

4.1 TIPOS DE BURACOS NEGROS

- Buraco Negro de Schwarzschild

Esse é o tipo mais simples de buraco negro, o qual não possui rotação nem carga, pode ser descrito apenas por sua massa, horizonte de eventos e singularidade

- Buraco Negro de Kerr

Um pouco mais complexo que o buraco negro de Schwarzschild, esse tipo de buraco negro possui rotação e além de sua massa, horizonte de eventos e singularidade, o buraco negro de Kerr é descrito por seu momento angular. É esperado que a maioria dos buracos negros possuam rotação, uma vez que os corpos que possivelmente os formaram (como estrelas por exemplo) possuíam rotação.

- Buraco Negro Carregado

Provavelmente o tipo de buraco negro mais raro, o buraco negro carregado possui duas soluções, uma para o caso sem rotação desenvolvida por Reissner e Nordstrom e uma para o caso com rotação chamada solução de Kerr-Newman. Acredita-se que não hajam buracos negros com carga significativa na natureza visto que o Universo tende a manter o equilíbrio e portanto o buraco negro logo seria neutralizado.

Essas são as categorias dos buracos negros baseadas em suas características "físicas", agora veremos sua categorização devido ao tipo de formação e tamanho.

4.2 BURACOS NEGROS ESTELARES

Buracos negros estelares são formados por estrelas massivas que ao passarem por sua última etapa da vida, a supernova, ainda continuam possuindo uma massa muito grande e compacta. Essas estrelas colapsam e se tornam um buraco negro. Mas como isso ocorre?

Todas as estrelas têm sua sequência principal e ao terminar de passar por essa fase elas chegam ao seu estágio final, que depende da sua massa inicial, como pode ser visto na figura [Figura 2](#), a qual ilustra o ciclo da vida das estrelas e será explicado a seguir.

- Para massa inicial menor do que 5 massas solares após a fase de gigante vermelha a estrela perde massa e se torna uma anã branca;
- Para massa inicial maior do que 5 massas solares após a fase de gigante vermelha a estrela explode em uma supernova e então existem duas possibilidades de fim:
 - Se após a explosão a massa final restante for menor do que 2 massas solares, o produto final é uma estrela de nêutrons;
 - Se após a explosão a massa final restante for maior do que 2 massas solares, então essa estrela colapsa novamente e se torna um buraco negro estelar.

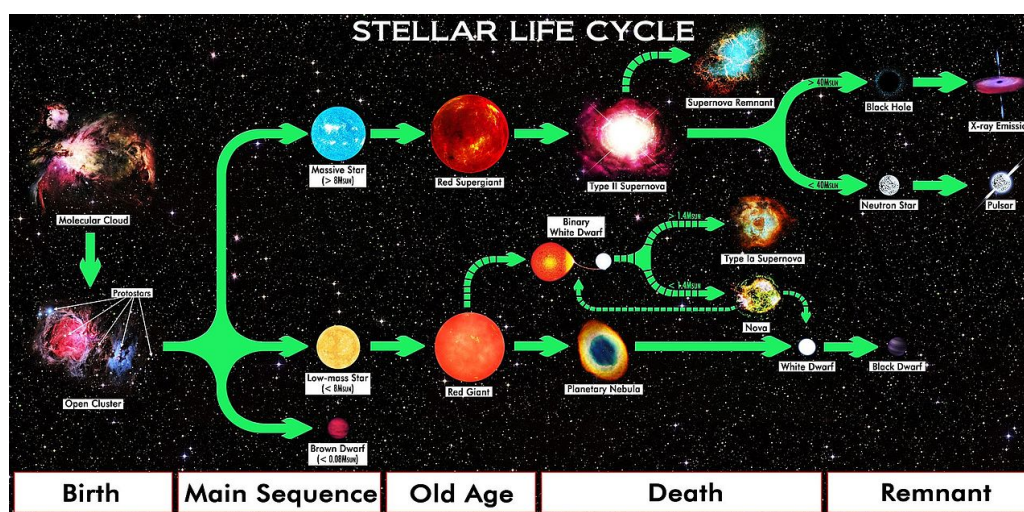


Figura 2 – Ciclo Estelar Fonte: (EVOLUÇÃO...)

Na Via Láctea esse tipo de buraco negro normalmente é encontrado em sistemas binários com uma estrela que parece orbitar o nada.

4.3 BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS

Buracos negros supermassivos costumam ser encontrados no núcleo das galáxias e possuem massa da ordem de milhões a bilhões de massas solares. Não se sabe muito bem a origem desses buracos negros mas existem algumas hipóteses, uma delas é que eles podem ter sido formados a partir do colapso de uma aglomeração globular com milhares de estrelas. Estima-se que esses buracos negros se formaram bem no início do Universo, antes mesmo das galáxias.

Antigamente acreditava-se que apenas galáxias ativas possuíam um buraco negro supermassivo em seus centros, porém cerca de 25 anos atrás começaram a surgir evidências de buracos negros supermassivos no centro de galáxias não ativas também. Como é o caso da nossa Via Láctea que deve possuir um buraco negro supermassivo de aproximadamente 2.6×10^6 massas solares.

Esses serão os buracos negros mais importantes para esse trabalho, voltaremos a falar deles.

4.4 BURACOS NEGROS DE MASSA INTERMEDIÁRIA

Além dos buracos negros estelares e dos supermassivos, existem os de massa intermediária, que possuem massas da ordem de milhares de massas solares e costumam ser encontrados nos centros de aglomerados globulares.

4.5 BURACOS NEGROS PRIMORDIAIS

Esses buracos negros são previstos teoricamente porém nunca foram observados. Eles devem ter sido formados logo no início do Universo na época em que a temperatura e a pressão eram altas o suficiente para gerar o colapso.

Diferente dos outros buracos negros vistos até agora, os primordiais não possuem massa específica e portanto poderiam ser buracos negros desde massa estelar até buracos negros supermassivos ou também mini buracos negros que teriam dimensões micrométricas.

4.6 EFEITOS GRAVITACIONAIS DOS BURACOS NEGROS

Objetos como os buracos negros possuem uma gravidade muito forte e consequentemente afetam o espaço tempo de maneira diferente. Nesse capítulo veremos esses efeitos e como eles influenciam os corpos ao redor.

4.6.1 Velocidade de escape

A velocidade de escape é aquela para a qual um objeto de massa m consegue escapar de um campo gravitacional causado por um corpo de massa M , é representada por:

$$v_{escape} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \quad (4.6.1)$$

Sendo r a distância entre os corpos.

Essa equação mostra que para essa velocidade a energia cinética do objeto de massa m supera sua energia potencial gravitacional.

4.6.2 Raio de Scharzschild

O raio de Scharzschild é definido como o raio do horizonte de eventos que envolve a singularidade do buraco negro, essa quantidade é obtida ao isolar o r na equação da velocidade de escape e trocando a velocidade v pela velocidade da luz c , ele também pode ser obtido a partir da métrica de Schwarzschild ao aplicar o limite newtoniano para campos fracos e de movimento lento. Assim chegamos a:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}. \quad (4.6.2)$$

Ele também pode ser obtido a partir da métrica de Schwarzschild ao aplicar o limite newtoniano para campos fracos e de movimento lento.

Essa equação nos mostra o raio que um corpo de massa M deve ter para colapsar e se tornar uma singularidade com campo gravitacional tão intenso que nem mesmo a luz consegue escapar.

4.6.3 Horizonte de Eventos

O horizonte de eventos é a área delimitada pelo raio de Scharzschild, tudo que ultrapassa esse limite fica preso no campo gravitacional do buraco negro, inclusive a radiação.

4.6.4 Raio de Maré

O raio de maré é o ponto no qual a força gravitacional interna de um corpo se iguala à força de maré gerada pelo buraco negro. Ao ultrapassar esse ponto a força de maré destrói o corpo, podemos encontrá-lo ao relacionar a força de maré com a gravitacional:

$$R_m = R_s \sqrt{\frac{\rho_M}{\rho_m}}, \quad (4.6.3)$$

sendo ρ_M a densidade do buraco negro e ρ_m a densidade do corpo em questão. A densidade do buraco negro pode ser calculada considerando uma esfera de raio R_s .

O efeito causado a um corpo que ultrapassa o raio de maré é chamado de espaguetificação.

4.6.5 Distorção do espaço

A gravidade deforma o espaço tempo, quanto mais intenso o campo gravitacional, maior a deformação. Buracos negros deformam o espaço de forma que a distância radial de um corpo até um horizonte de eventos não pode ser medida como na geometria euclidiana. Ao se aproximar do horizonte de eventos a distância restante aumenta. Uma consequência conhecida desse efeito é a lente gravitacional, deflexão da luz devido à presença de um corpo muito massivo.

4.6.6 Redshift Gravitacional

Além de desviar a luz devido à distorção do espaço, o campo gravitacional de um buraco negro também é capaz de alterar o comprimento de onda da radiação, esse efeito é o chamado redshift gravitacional e é dado por:

$$z = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - 1, \quad (4.6.4)$$

sendo z o redshift. O comprimento de onda aumenta quando a radiação se aproxima de campos gravitacionais muito intensos.

4.6.7 Discos de Acreção

Os discos de acreção são formados pela matéria que orbitava o buraco negro, com um certo momento angular, e ao cair no horizonte de eventos, a fim de manter esse momento angular, essa matéria passa a girar ao redor do buraco negro, até finalmente ser absorvida. A maior parte dessa

matéria é formada por gases ionizados, ao passar pelo processo de acreção parte fica no buraco negro e parte é expelida em jatos de partículas.

Ignorando efeitos relativísticos, em uma primeira análise, é possível ter uma ideia da eficiência dessa acreção. Considerando o raio do disco como cinco vezes o raio de Schwarzschild, de forma conveniente a chegar a uma eficiência plausível, e substituindo a equação do raio de Schwarzschild, temos:

$$U = \frac{GMm}{5R_s} = 0,1mc^2, \quad (4.6.5)$$

Então cerca de 10% da matéria acretada se torna energia, em condições ideais. Esse valor é consideravelmente alto, uma vez que o rendimento da fusão do Hidrogênio em Hélio é de 0,7%. Claro que em situações reais esse valor depende de outros fatores como por exemplo a taxa de acreção.

5 O CENTRO GALÁCTICO

5.1 TIPOS DE GALÁXIAS

As galáxias possuem muitos formatos e propriedades diferentes, assim se torna conveniente separá-las em categorias. Vamos separar as galáxias considerando a forma de classificação mais conhecida, chamada Sequência de Hubble, a qual separa as galáxias de acordo com a sua morfologia, ilustrada na [Figura 3](#). É importante ressaltar que esse tipo de classificação pode ser parcialmente afetada por efeitos de projeção, já que depende apenas do que estamos vendo. Todas as imagens utilizadas nesse capítulo foram retiradas da referência [\(SOARES, 2021\)](#)

5.1.1 Galáxias Elípticas

São o tipo mais simples de galáxia, possuem formato elíptico e não tem estrutura interna definida, são subdivididas de acordo com sua elipticidade que pode variar de 0 a 0,7. A [Figura 4](#) mostra uma típica galáxia elíptica.

5.1.2 Galáxias Espirais

As galáxias espirais são formadas por um disco, com braço espiral e um bojo central, são divididas em espirais normais (S), como na [Figura 5](#) e espirais barradas (SB), como na [Figura 6](#). Além dessa subdivisão elas são nomeadas de acordo com a razão de brilho do bojo e do disco, podendo ser: a, ab, b, bc, c, cd, d. Também é usada uma nomenclatura de early type e late type, essa nomenclatura antiga não diz respeito ao tempo de vida da estrela mas pode ser relacionada à temperatura das estrelas sendo as early type mais quentes e late type mais frias.

5.1.3 Galáxias Irregulares

Esse tipo de galáxia está em constante redefinição mas no geral são galáxias sem estrutura alguma e nem mesmo um formato definido, como é o caso das galáxias elípticas. No geral esse tipo de galáxia

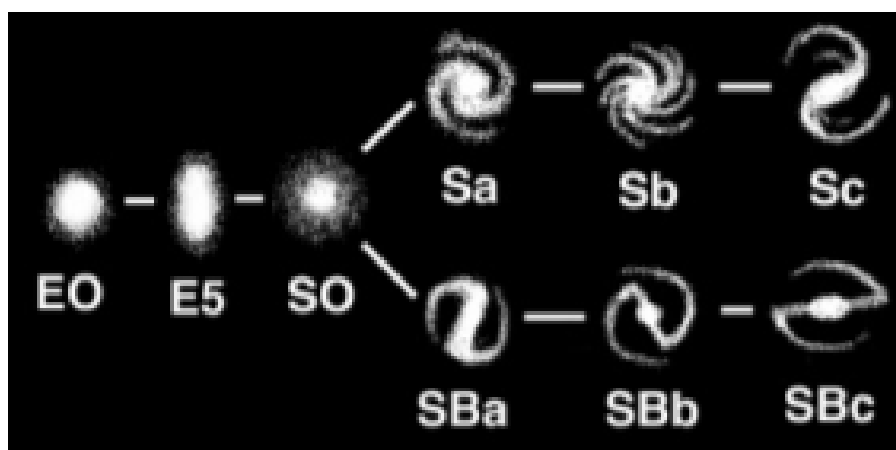


Figura 3 – Sequência de Hubble. Fonte: [\(SOARES, 2021\)](#)



Figura 4 – Galáxia Elíptica M59. Fonte: (SOARES, 2021)



Figura 5 – Galáxia Espiral M104. Fonte: (SOARES, 2021)



Figura 6 – Galáxia Espiral Barrada NGC 1300. Fonte: (SOARES, 2021)

se parece com a apresentada na [Figura 7](#).

5.1.4 Galáxias SO

As galáxias SO são um tipo de transição entre as elípticas e espirais, também chamadas de Galáxias Lenticulares devido ao formato de lente, como pode ser observado na [Figura 8](#). São formadas por um bojo envolto de um disco sem braços espirais. Galáxias SO elípticas (mais próximas do formato das galáxias elípticas) também são classificadas como early type e as SO espirais são late type. Novamente, essa classificação não diz respeito à idade das galáxias.



Figura 7 – A Grande Nuvem de Magalhães. Fonte: (SOARES, 2021)

5.2 NÚCLEOS ATIVOS DE GALÁXIAS

Galáxias comuns possuem um espectro formado por basicamente a sobreposição dos espectros de todas as estrelas, quando há formação estelar essa emissão se estende ao infravermelho devido ao aquecimento da poeira estelar por essas estrelas jovens e quentes. Porém algumas galáxias emitem ondas de rádio, raios X e as vezes até mesmo raios gama. Essas emissões vêm dos núcleos galácticos ativos, das galáxias ativas, os quais geram os processos mais energéticos da astrofísica. Galáxias ativas podem ter diferentes tipos de núcleos ativos, que são classificados de acordo com suas propriedades espectrais. Há um modelo de unificação das AGNs no qual todas elas seriam provindas de um mesmo tipo de núcleo ativo observado por diferentes ângulos, o qual pode ser observado na Figura 9.

5.2.1 Quasares

Quasares (quasi-stellar radio sources) não são exatamente AGNs porém são as fontes mais luminosas do Universo, sua luminosidade excede a de uma galáxia comum em um fator 10^3 e sua emissão cobre todos os comprimentos de onda. Esse será nosso primeiro objeto de estudo por conta de suas propriedades semelhantes às AGNs.

5.2.2 QSOs

O fato de existirem quasares azuis iniciou uma busca de AGNs não apenas em observações de rádio mas também no óptico e assim muitas fontes foram encontradas, a maioria invisível no espectro



Figura 8 – Galáxia Lenticular NGC 2549. Fonte: (SOARES, 2021)

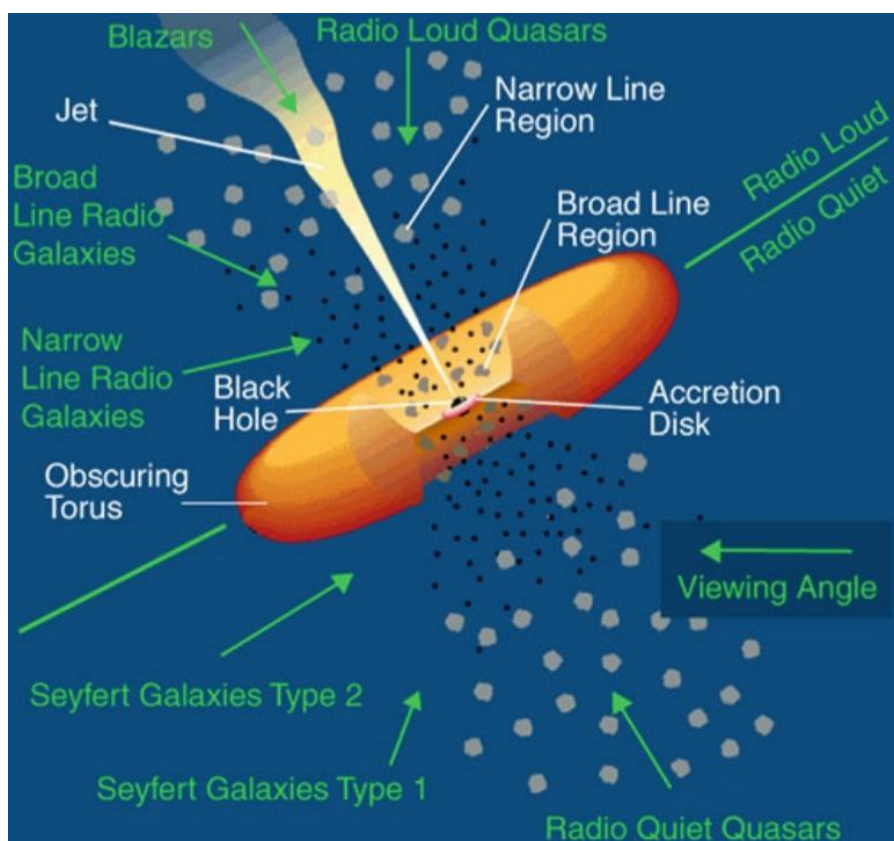


Figura 9 – Modelo de unificação das AGNs. Fonte: NASA

de rádio, essas fontes foram chamadas de radio-quiet. Essas novas fontes se pareciam muito com os quasares exceto pela falta de emissão em ondas de rádio e portanto foram chamadas radio-quiet quasars ou quasi-stellar objects (QSOs).

Essa é a classe de AGN mais luminosa e estima-se que exista 10 vezes mais QSOs do que Quasares, sua luminosidade é tão grande que pode ofuscar o brilho do resto da galáxia, parecendo ser apenas um ponto luminoso nas observações. As galáxias hospedeiras desse tipo de núcleo ativo são praticamente galáxias comuns a não ser pela intensa atividade em seu núcleo.

5.2.3 Galáxias Seyfert

As galáxias Seyfert foram as primeiras AGNs detectadas, geralmente são encontradas em galáxias espirais com um núcleo extremamente brilhante. São um pouco menos luminosas do que as QSOs e são subdivididas em Seyfert 1, 1.5, 1.8, 2 de acordo com o seu tipo de linha de emissão (estreitas ou largas). As galáxias Seyfert 1 e as QSOs possuem basicamente o mesmo espectro óptico e sua única diferença é o método de descoberta, historicamente são diferentes mas fisicamente não muito. As galáxias Seyfert e QSOs muitas vezes são chamadas juntas de AGNs tipo 1.

5.2.4 Rádio Galáxias

Assim como as galáxias Seyfert usualmente são galáxias espirais, as rádio galáxias são elípticas com núcleo ativo e também são subdivididas de acordo com seu espectro de emissão: as BLRG (broad-line

radio galaxies) cuja as linhas de emissão são largas e as NLRG (narrow-line radio galaxies) cujas linhas de emissão são estreitas, análogas às Seyfert 1 e 2 respectivamente.

5.2.5 LINERs

LINERs (low-ionization nuclear emission-lines regions) são as AGNs menos luminosas e mais comuns, uma em cada três galáxias próximas são LINERs. Suas linhas de emissão, no geral, são menores do que as de Galáxias Seyfert 1. Espectros como esse são vistos também em gases ionizados de baixa densidade em galáxias early type.

Esse tipo de AGN ainda gera discussões sobre ser realmente um núcleo ativo ou ser apenas uma galáxia com muita formação estelar, além disso também se discute se LINERs são mesmo outro tipo de AGN ou se são apenas Galáxias Seyfert de baixa luminosidade.

5.2.6 OVVs

Conhecidas como OVVs (Optically Violent Variables) são uma subclasse das QSOs que possui uma variação muito forte e rápida de sua radiação óptica, podendo variar consideravelmente em apenas alguns dias. No geral emitem em ondas de rádio e podem variar além do espectro óptico.

5.2.7 BL Lacs

Esse tipo de núcleo ativo é muito semelhante às OVVs porém suas linhas de emissão e absorção são mais fortes. Se observados por tempo suficiente podem apresentar uma variação de vários fatores de magnitude, em momentos de variação em que a luminosidade é baixa as BL Lacs se assemelham muito à OVVs e por isso são classificadas juntas muitas vezes como blazares.

Blazares são como quasares porém suas variações geram jatos de raios gama muito mais fortes do que os quasares. Observando a [Figura 9](#) podemos notar que a diferença básica é no angulo de observação, os blazares são observados direto do jato, enquanto os quasares são observados mais lateralmente.

A [Figura 10](#) mostra uma tabela que compara as características principais de cada tipo de AGN.

Table 5.1 Overview of the classification of active galactic nuclei

	Normal galaxy	Radio galaxy	Seyfert galaxy	Quasar	Blazar
Example	Milky Way	M87, Cygnus A	NGC 4151	3C273	BL Lac, 3C279
Galaxy type	Spiral	Elliptical, Irregular	Spiral	Irregular	Elliptical?
$L_{\text{AGN}}/L_{\odot}$	$< 10^4$	10^6-10^8	10^8-10^{11}	$10^{11}-10^{14}$	$10^{11}-10^{14}$
$M_{\text{BH}}/M_{\odot}$	4×10^6	3×10^9	10^6-10^9	10^6-10^9	10^6-10^9
Radio emission	Weak	Core, jets, lobes	Only $\approx 5\%$ radio-loud	Only $\approx 5\%$ radio-loud	Strong, Short-time variable
X-ray emission	Weak	Strong	Strong	Strong	Strong
Gamma emission	Weak	Weak	Medium	Strong	Strong

Figura 10 – Visão geral da classificação das AGNs. Fonte: (SCHNEIDER, 2015)

5.3 O NOSSO CENTRO GALÁCTICO

O centro das galáxias é seu centro de massa e é a região que abriga seu buraco negro supermassivo. Aqui usaremos o nosso centro galáctico como objeto de estudo e exemplo para as outras galáxias. Localizado a uma distância de aproximadamente $8kpc$ da Terra, o centro da Via Láctea é uma estrutura complexa composta por um disco central e nos oito parsecs mais internos está localizada a região mais importante para o nosso estudo, Sagitário A.

Sagitário A também tem uma estrutura formada por:

- **Um anel de hidrogênio molecular** com raio entre 2 e 8 parsec e com uma inclinação de 20° em relação ao disco galáctico. Com formato de toro, a parte interna desse anel é afiada, o que provavelmente é consequência de algum evento muito energético, uma vez que naturalmente esse formato deveria ser arredondado (formato de mais baixa energia)
- **Sagitário A leste** possui uma estrutura de tipo concha e emite radiação do tipo não térmica, provavelmente provinda do resto de uma supernova.
- **Sagitário A oeste** possui uma estrutura de tipo espiral, é formada basicamente por poeira e nuvens de gás ionizadas, devido à grande população estelar dessa região.
- **Sagitário A*** é a região mais interna de Sagitário A e atua como uma fonte compacta de rádio, como as que estão presentes nas outras galáxias também. Há grandes indícios de que o buraco negro supermassivo se aloja nessa região do centro galáctico.

5.4 BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS NOS CENTROS GALÁCTICOS

Estudamos Sgr A e detectamos a grande possibilidade de existir um buraco negro supermassivo em seu centro, assim como vimos que as galáxias de núcleo ativo obtêm sua energia da acreção de um buraco negro supermassivo também. Será que todas as galáxias possuem mesmo um buraco negro supermassivo em seus núcleos?

Vimos que um buraco negro basicamente é uma massa compacta com extensão menor do que seu raio de Schwarzschild, com a tecnologia atual ainda não somos capazes de observar um objeto tão compacto, nem mesmo o nosso próprio buraco negro (o mais próximo), então como seria possível enxergar buracos negros supermassivos em outras galáxias? Nesse caso podemos encontrá-los por métodos alternativos.

5.5 COMO ENCONTRAR BURACOS NEGROS

Buracos negros não podem ser vistos, então como eles foram observados e estudados? Existem algumas formas de analisar um buraco negro sem observá-lo diretamente .

Na maior parte dos casos, a melhor forma de identificar um buraco negro é observando seus efeitos gravitacionais principalmente em sistemas binários. Quando uma estrela está orbitando um corpo invisível podemos estudar a deflexão na órbita dessa estrela e calcular a massa do corpo invisível, afim de comparar com os valores esperados para buracos negros e confirmar se é mesmo ou não um buraco

negro. Também é possível encontrar uma concentração de massa não justificada pela população de estrelas visíveis.

Para esses casos é interessante saber o raio de influência de um buraco negro. Considerando uma massa compacta $M_{\bullet}$ e uma velocidade de dispersão das estrelas σ_v temos um raio de influência dado por:

$$r_{BH} = \frac{GM_{\bullet}}{\sigma_v^2}, \quad (5.5.1)$$

ou seja, objetos nesse raio de distância do buraco negro ainda sofrem ação do seu campo gravitacional, gerando um aumento na dispersão de velocidades. Para distâncias maiores do que esse raio a cinemática dos objetos não é alterada.

Além disso, podemos também observar a radiação vinda do disco de acreção do buraco negro. Apesar de o buraco negro ser de fato um objeto invisível, seu disco de acreção não é e possui uma emissão muito característica em raios X, a qual deve ter dimensões pequenas e o período de variação deve ser da ordem de segundos ou dias.

Mas por que a fonte de energia das AGNs deve ser um buraco negro? Porque a energia deve ser gravitacional, além disso vimos que a energia gerada pela acreção de matéria em um buraco negro é mais eficiente do que processos de fusão nuclear. Para gerar a energia observada nos núcleos ativos seria necessário realizar a fusão nuclear de uma massa equivalente a $10^{19} M_{\odot}$. Nos restando apenas a acreção de matéria como processo capaz de produzir a energia gravitacional e térmica necessária.

6 ACREÇÃO DE MATÉRIA NOS BURACOS NEGROS

Vimos que toda matéria (ou radiação) que se aproxima o suficiente para adentrar o raio de influência do buraco negro fica presa a seu campo gravitacional, porém essa matéria costuma apresentar um momento angular, visto que previamente realizava algum tipo de movimento pelo Universo e possivelmente orbitava um buraco negro ou outro corpo. Esse momento angular não pode simplesmente desaparecer, então essa matéria se acumula em um disco ao redor do horizonte de eventos e vai orbitando até ser absorvida pelo buraco negro. A fricção entre as partículas gera um aquecimento das mesmas e consequentemente uma diminuição da sua velocidade, causada pela perda de energia, de forma que quanto mais próxima do centro, mais lenta a partícula fica. O teorema do Virial afirma que metade da energia potencial é convertida em energia cinética e a outra metade pode se converter em energia interna.

A acreção real de um buraco negro ocorre pelo disco de acreção, porém aqui trabalharemos com um modelo de acreção esfericamente simétrica que é suficiente para o nosso objetivo de estudar a eficiência da acreção e o crescimento de buracos negros supermassivos no centro das galáxias. O modelo de acreção que veremos a fim de entender o processo é o modelo de acreção de Bondi.

6.1 ACREÇÃO DE BONDİ

Utilizando a referência (SILVA, 2012) vamos entender melhor como funciona a acreção de matéria nos buracos negros, primeiramente vamos supor que nossa matéria acretada é um gás contínuo, descrito pelas equações de um fluido perfeito, a equação da continuidade e a conservação do fluxo de momento:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0; \quad (6.1.1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = \nabla p + \rho \vec{f}. \quad (6.1.2)$$

Sendo ρ a densidade do fluido, $\vec{v}$ a velocidade, p a pressão, $\vec{f}$ a força externa ao sistema e $\rho \vec{v}$ o fluxo de momento. Para que esse modelo possa ser aplicado devemos ainda considerar algumas hipóteses, sendo elas:

- Simetria esférica;
- Regime estacionário;
- Gás em repouso a grandes distâncias do buraco negro;
- Massa da matéria acretada muito menor do que a massa do buraco negro;
- Força externa sendo somente a força gravitacional do buraco negro.

Dessa forma podemos simplificar as equações (6.1.1) e (6.1.2), nos restando:

$$\frac{d}{dr}(r^2 v \rho); \quad (6.1.3)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (6.1.4)$$

A taxa de acreção é a integral do fluxo de momento na casca esférica ao redor do buraco negro, então podemos escreve-la como:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(-v), \quad (6.1.5)$$

devido ao sistema de coordenadas a velocidade é negativa, já que ela está indo em direção ao centro, portanto o sinal negativo mantém a taxa de acreção positiva. Por fim, integrando a equação (6.1.3) obtemos uma relação direta entre a velocidade e a densidade do fluido

$$r^2 v \rho = \alpha, \quad (6.1.6)$$

sendo α uma constante de integração. Essa relação nos mostra que a velocidade do gás depende da sua densidade e portanto seria necessário especificar a equação de estado desse gás.

A seguir veremos como funciona o crescimento de um buraco negro supermassivo através da acreção de matéria em um buraco negro semente e em seguida aplicaremos o modelo cosmológico para entender um pouco melhor o processo.

6.2 CRESCIMENTO DE BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS POR ACREÇÃO

A origem dos buracos negros supermassivos é um mistério, como conseguiram uma massa tão elevada e como foram parar nos centros galácticos. Atualmente existem algumas hipóteses para explicar a existência desse buracos negros, como por exemplo o colapso de um denso aglomerado globular ou evolução de um buraco negro primordial criado momentos após o Big Bang. Aqui nosso foco será em apenas uma dessas hipóteses, o crescimento através de buracos negros semente. Aqui veremos estimativas de tempo para o crescimento de um buraco negro supermassivo de massa $M_{\bullet} = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ a partir da referência (DÜCHTING, 2004), utilizando o conceito de eficiência de um buraco negro.

Vamos supor uma massa m caindo no buraco negro, de uma posição $r + \Delta r$ para r , isso gera uma energia:

$$\Delta E = \frac{GM_{\bullet}m}{r} - \frac{GM_{\bullet}m}{r + \Delta r} \approx \frac{GM_{\bullet}m}{r} \frac{\Delta r}{r}. \quad (6.2.1)$$

De acordo com o teorema do virial, metade dessa energia se torna energia cinética e a outra metade é transformada em calor:

$$E_{calor} = \frac{GM_{\bullet}m}{2r} \frac{\Delta r}{r} \quad (6.2.2)$$

Sabendo que a luminosidade de um corpo é igual à energia que ele irradia em um certo tempo, temos:

$$\frac{dE_{calor}}{dt} \equiv \Delta L = \frac{GM_{\bullet} \dot{m}}{2r} \frac{\Delta r}{r} \quad (6.2.3)$$

Esse $\dot{m}$ é nossa taxa de acreção. A luminosidade pode ser escrita como:

$$\Delta L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad R^2 = r \Delta r \quad (6.2.4)$$

Substituindo a luminosidade da equação (6.2.3) obtemos uma equação para a temperatura da matéria que está sendo acretada:

$$T = \left(\frac{GM_{\bullet} \dot{m}}{8\pi \sigma r^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (6.2.5)$$

válido para $r \gg R_s$

Uma fração dessa massa acretada se torna luminosidade e a outra fração é absorvida de fato pelo buraco negro, fazendo com que sua massa aumente. Essa relação é explicitada pela equação da eficiência:

$$\epsilon = \frac{L}{\dot{m}c^2}. \quad (6.2.6)$$

Vale notar que essa equação nos diz quanto da matéria acretada se torna luminosidade, então quanto maior eficiência menor seria a taxa de crescimento do buraco negro, uma vez que a maior parte da matéria acretada está sendo irradiada e não absorvida.

No geral, para um buraco negro conseguir acretar matéria ele precisa ter uma força gravitacional maior do que as forças externas, como por exemplo a força de radiação, que quer irradiar a energia vinda da matéria que está caindo. Podemos calcular a massa mínima que um buraco negro deve ter de forma que sua força gravitacional exceda a força de radiação. A força de radiação é dada por:

$$F_{rad} = \sigma_T \frac{L}{4r^2c}, \quad \sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) \quad (6.2.7)$$

Sendo σ_T a seção de choque de Thomson, e a carga do elétron e m_e a massa do elétron.

Já a força gravitacional é dada por:

$$F_{grav} = \frac{GMm_p}{r^2} \quad (6.2.8)$$

Para que $F_{rad} < F_{grav}$, chegamos a:

$$\sigma_T \frac{L}{4r^2c} < \frac{GMm_p}{r^2}, \quad (6.2.9)$$

E finalmente a uma relação de luminosidade mínima:

$$L < \frac{4\pi Gm_p c}{\sigma_T} M_{\bullet} \equiv L_{edd}. \quad (6.2.10)$$

Essa é a luminosidade de Eddington para um buraco negro de massa $M_{\bullet}$, a qual garante que um corpo estará em equilíbrio, porém para que a acreção ocorra é necessário que a luminosidade seja menor do que essa, para que a força gravitacional supere a força de radiação e retire o buraco negro do equilíbrio.

Da mesma maneira que é possível encontrar a luminosidade de Eddington também é possível encontrar a massa de Eddington, apenas isolando a massa:

$$M_{\bullet} > \frac{\sigma_T}{4\pi G m_p} \equiv M_{edd}, \quad (6.2.11)$$

Esse é o valor mínimo de massa que um buraco negro deve ter para conseguir acretar matéria, de acordo com sua luminosidade.

Agora podemos ainda calcular a taxa de acreção de Eddington, que é calculada com base na luminosidade de Eddington:

$$\dot{m} \equiv \frac{L}{L_{edd}} \dot{m}_{edd} \quad (6.2.12)$$

$$\dot{m}_{edd} = \frac{L_{edd}}{\epsilon c^2} \quad (6.2.13)$$

E agora sim podemos estimar a taxa de crescimento de um buraco negro supermassivo, a partir da equação para o tempo de evolução da massa de um buraco negro:

$$t_{evol} = \frac{M_{\bullet}}{\dot{m}} \approx \epsilon \frac{L_{edd}}{L} \quad 5.10^8 \quad anos \quad (6.2.14)$$

Relacionando as equações (6.2.6) e (6.2.10):

$$L = \epsilon \dot{m} c^2 = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M_{\bullet} \quad (6.2.15)$$

Assumindo mais uma vez que toda matéria acretada, que não é irradiada em forma de energia térmica, é absorvida pelo buraco negro chegamos a:

$$\dot{M} = (1 - \epsilon) \dot{m} \quad (6.2.16)$$

Sendo $\dot{M}$ a massa em evolução do buraco negro e $\dot{m}$ a massa da matéria acretada. Sua solução é dada por:

$$M_{\bullet}(t) = M_i \exp \left[\frac{t - t_i}{\tau} \right] \quad , \quad \tau = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} 1,24 \times 10^{16} s \quad (6.2.17)$$

Assim, chegamos na equação que possibilita calcular o tempo necessário para atingir uma massa $M_{\bullet}$ partindo de uma massa inicial M_i de um buraco negro semente. A partir daqui nosso objetivo é entender como os modelos cosmológicos utilizados alteram o tempo de evolução de um buraco negro supermassivo.

7 MODELOS COSMOLÓGICOS E A ACREÇÃO DE MATÉRIA

A partir daqui faremos cálculos e previsões a partir dos parâmetros fornecidos pela referência (BETOULE, 2014) e das equações do modelo de crescimento da referência (DÜCHTING, 2004). Utilizando a equação que relaciona a massa do buraco negro com o tempo:

$$M_{\bullet}(t) = M_i \cdot \exp \left[\frac{t - t_i}{\tau} \right], \quad (7.0.1)$$

podemos calcular a massa inicial necessária para que um buraco negro semente se torne um buraco negro supermassivo, com uma eficiência $\epsilon = 0,1$ para todos os casos por enquanto.

Esse valor para a eficiência é razoável já que para um buraco negro sem rotação a eficiência parte de 6 % e qual pode chegar a 29 % para buracos negros com rotação máxima, considerando que a energia interna de um buraco negro, a qual é irradiada em forma de calor, é provida em sua maior parte da energia potencial gravitacional convertida em energia cinética e quanto maior o momento angular, maior a energia cinética.

Aqui vamos considerar um buraco negro semente de massa M_i no redshift $z = 15$ - redshift escolhido devido a era da reionização, uma fase em que as primeiras estrelas e buracos negros começaram a se formar produzindo muita energia - e acretando massa até o redshift $z = 6,4$ - um redshift de referência, razoável para um buraco negro que habite um possível núcleo ativo como os quasares, por exemplo - e queremos uma massa final $M_{\bullet} = 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ - massa média aceitável para um buraco negro supermassivo. Vamos assumir um processo de acreção contínua, sem interrupções.

Vamos comparar resultados para 2 modelos cosmológicos diferentes: Λ -CDM, o qual se parece muito com o modelo de constante cosmológica Λ CDM porém com curvatura espacial não nula e w -CDM, um modelo de energia escura variável com o tempo, diferente da constante cosmológica. Tendo como base o artigo (DÜCHTING, 2004), o qual utiliza o modelo Λ CDM. Começando então por esse modelo de referência vamos obter novamente os resultados do artigo.

O primeiro passo é obter o tempo cósmico transcorrido entre aqueles dois redshifts apresentados, a partir da equação (3.7.5) para a idade do Universo:

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{z_i}^{z_f} \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{\sum \Omega_i (1+z)^{3(1+w)}}}, \quad (7.0.2)$$

Para o modelo Λ CDM temos:

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{15}^{6,4} \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_{\Lambda} + \Omega_k (1+z)^2}} \quad (7.0.3)$$

sabendo que para esse modelo vale a relação $\Omega_m + \Omega_{\Lambda} + \Omega_k = 1$, consideraremos $\Omega_k = 1 - \Omega_m - \Omega_{\Lambda}$.

Agora, utilizando os seguintes parâmetros:

$$H_0 = 70 \text{ km/s.Mpc} \quad \Omega_m = 0,3 \quad \Omega_{\Lambda} = 0,7 \quad \tau = 3,9 \cdot 10^7 \text{ yrs} \quad M_{\bullet} = 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$$

Obtemos um tempo cósmico $\Delta t = 0,57 \times 10^9 \text{ yrs}$ e podemos encontrar a massa inicial:

$$3 \times 10^9 = M_i \exp \left[\frac{0,57 \times 10^9}{3,9 \times 10^7} \right],$$

$$M_i = 1369,06 M_\odot.$$

Esse é nosso caso modelo e daqui para frente faremos as mesmas contas porém para outros modelos e parâmetros.

Vamos começar pelo modelo $\omega - \Lambda$ CDM, o qual difere do Λ CDM apenas por possuir um termo de curvatura não nulo, dessa forma temos a equação para a idade:

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{15}^{6,4} \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_k(1+z)^2}} \quad (7.0.4)$$

Com os parâmetros providos de Planck+WP+JLA e fazendo variações de um sigma de incerteza na densidade de energia de curvatura, temos:

$H_0 = 69,85 \text{ km/s.Mpc}$			$\Omega_m = 0,292$	$\Omega_\Lambda = 0,7$
$\tau = 3,9 \times 10^7 \text{ yrs}$			$M_\bullet = 3 \times 10^9 M_\odot$	$\epsilon = 0,1$
Ω_k	Δt	M_i		
0,014	$0,602 \times 10^9$	$3.139,69 M_\odot$		
0,005	$0,602 \times 10^9$	$3.139,69 M_\odot$		
-0,004	$0,603 \times 10^9$	$3.046,89 M_\odot$		

Tabela 1 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores de Ω_k

Para esses parâmetros percebemos que as massas iniciais não variam muito entre si, como mostra a tabela 1 provavelmente devido à pequena contribuição da densidade de energia de curvatura, além do seu valor muito baixo. Porém os resultados já se distanciam um pouco do nosso valor modelo, encontrado para um Universo plano.

Decidimos mudar os parâmetros, utilizando então os valores coletados por Planck+WP+BAO+JLA, além disso agora iremos variar o parâmetro de Hubble H_0 e manter o Ω_k . A equação para obter o tempo permanece a mesma, uma vez que não trocamos de modelo, então temos os seguintes parâmetros:

$\Omega_m = 0,305$			$\Omega_\Lambda = 0,7$	$\Omega_k = 0,002$
$\tau = 3,9 \times 10^7 \text{ yrs}$			$M_\bullet = 3 \times 10^9 M_\odot$	$\epsilon = 0,1$
H_0	Δt	M_i		
69,37	$0,579 \times 10^9$	$5.281,04 M_\odot$		
68,34	$0,588 \times 10^9$	$4.323,75 M_\odot$		
67,31	$0,597 \times 10^9$	$3.504,76 M_\odot$		

Tabela 2 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores de H_0

Aqui já podemos perceber uma mudança maior dos valores de massa inicial entre si, além da variação entre os resultados atuais, os anteriores e o valor modelo também ter sido relativamente significativa, como vemos na tabela 2

$\Omega_m = 0,305 \quad \Omega_\Lambda = 0,7 \quad M_\bullet = 3 \times 10^9 M_\odot \quad \Omega_k = 0,002$				
ϵ	H_0	Δt yrs	τ	M_i
0,05	69,77	$0,579 \times 10^9$	$2,07 \times 10^7$	$2,36 \times 10^{-3} M_\odot$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$1,39 \times 10^{-3} M_\odot$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$0,85 \times 10^{-3} M_\odot$
0,15	68,50	$0,588 \times 10^9$	$6,94 \times 10^7$	$4.323,75 M_\odot$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$4.323,75 M_\odot$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$3.435,36 M_\odot$
0,20	69,77	$0,577 \times 10^9$	$9,83 \times 10^7$	$5.551,80 M_\odot$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$4.323,75 M_\odot$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$3.435,36 M_\odot$

Tabela 3 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores de H_0 e diferentes eficiências

Agora testaremos eficiências diferentes para cada valor de H_0 , mantendo todos os outros parâmetros. A eficiência influencia apenas no valor de τ portanto utilizaremos os valores já calculados para os tempos.

Aqui na tabela 3 é possível notar que a eficiência tem bastante impacto no crescimento do buraco negro, de fato, quanto menor a eficiência uma menor parcela da massa está sendo irradiada em forma de energia térmica e portanto mais massa está sendo absorvida pelo buraco negro. Além disso vemos que para eficiências muito altas a massa inicial aumenta absurdamente e os valores variam bastante entre si. Deixaremos esses resultados aqui por enquanto.

Agora vamos utilizar o modelo cosmológico $w - CDM$, o qual não considera a constante cosmológica mas sim um fluido de pressão negativa, a energia escura, e repetir todos os cálculos e variações de parâmetro afim de gerar um material análogo para a comparação. Inicialmente consideraremos $\epsilon = 0,1$ novamente.

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{15}^{6,4} \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{(\Omega_m)(1+z)^3 + \Omega_{ee}(1+z)^{3(1+w)} + \Omega_r(1+z)^4}} \quad (7.0.5)$$

Com os parâmetros providos de Planck+WP+JLA vamos calcular o tempo, consequentemente a massa inicial dos buracos negros semente, para os valores máximo, médio e mínimo de w , além de $w = -1$ para comparar com o caso da constante cosmológica:

$H_0 = 68,07 \text{ km/s.Mpc} \quad \Omega_m = 0,307 \quad \Omega_{ee} = 0,693$		
$\tau = 3,9 \times 10^7 \text{ yrs} \quad M_\bullet = 3 \times 10^9 M_\odot \quad \epsilon = 0,1$		
w	Δt	M_i
-0,961	$0,588 \times 10^9$	$4.323,75 M_\odot$
-1	$0,587 \times 10^9$	$4.410,09 M_\odot$
-1,018	$0,588 \times 10^9$	$4.323,75 M_\odot$
-1,075	$0,588 \times 10^9$	$4.323,75 M_\odot$

Tabela 4 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores do parâmetro de estado w

Novamente percebemos, a partir da tabela 4 que as massas iniciais não variam muito entre si e parecem bem coerentes com valores do modelo cosmológico anterior e do modelos inicial, o que veremos melhor mais a frente. Agora mudaremos para os parâmetros coletados por Planck+WP+BAO+JLA novamente, além de variar o parâmetro de Hubble H_0 e manter o w em seu valor médio. A equação para obter os tempos permanece a mesma, uma vez que não trocamos de modelo, então temos:

$\Omega_m = 0,303$ $\Omega_{ee} = 0,693$ $\tau = 3,9 \times 10^7$ yrs $M_{\bullet} = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ $\epsilon = 0,1$		
H_0	Δt	M_i
69,77	$0,577 \times 10^9$	$5.551,80 M_{\odot}$
68,50	$0,588 \times 10^9$	$4.323,75 M_{\odot}$
67,23	$0,598 \times 10^9$	$3.435,36 M_{\odot}$

Tabela 5 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores de H_0

Da tabela 5 já podemos perceber uma mudança maior dos valores de massa inicial entre si, porém ainda acompanhando a lógica dos resultados do modelo Λ CDM.

Agora testaremos eficiências diferentes para cada valor de H_0 novamente, mantendo todos os outros parâmetros. A eficiência influencia apenas no valor de τ portanto utilizaremos os valores já calculados para os tempos.

$\Omega_m = 0,303$ $\Omega_{ee} = 0,693$ $M_{\bullet} = 3 \times 10^9 M_{\odot}$				
ϵ	H_0	Δt yrs	τ	M_i
0,05	69,77	$0,579 \times 10^9$	$2,07 \times 10^7$	$2,36 \times 10^{-3} M_{\odot}$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$1,39 \times 10^{-3} M_{\odot}$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$0,85 \times 10^{-3} M_{\odot}$
0,15	69,77	$0,577 \times 10^9$	$6,94 \times 10^7$	$738.132,13 M_{\odot}$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$628.994,71 M_{\odot}$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$541.380,76 M_{\odot}$
0,20	69,77	$0,577 \times 10^9$	$9,83 \times 10^7$	$8.468.620,00 M_{\odot}$
	68,50	$0,588 \times 10^9$		$7.586.478,88 M_{\odot}$
	67,23	$0,598 \times 10^9$		$6.864.529,96 M_{\odot}$

Tabela 6 – Tempo de crescimento e massa inicial do buraco negro semente considerando diferentes valores de H_0 e diferentes eficiências

Mais uma vez vemos como a eficiência influencia bastante no valor necessário de massa inicial. A partir das tabelas 3 e 6 podemos perceber as semelhanças e diferenças entre os modelos

Com todos esses resultados podemos compará-los a fim de perceber a importância do modelo cosmológico adotado e da eficiência para lidar com o crescimento de buracos negros supermassivos a partir de um buraco negro semente.

8 CONCLUSÃO

O objetivo desse trabalho era entender melhor os buracos negros supermassivos e seu crescimento pela acreção de matéria, a partir de todos os resultados apresentados e dos conceitos discutidos, somos capazes de afirmar que o modelo cosmológico de fato influencia no tempo de crescimento de um buraco negro supermassivo a partir de um buraco negro semente, consequentemente também influencia na sua massa inicial necessária. Além disso também nos propusemos a entender melhor o funcionamento do Universo como um todo ao explorar os modelos cosmológicos, as galáxias e seus núcleos ativos que são o lar do nosso objeto de estudo. Pudemos compreender as diferenças entre cada tipo de galáxia, além de identificar AGNs a partir de seu espectro e sua morfologia. Mas sempre tendo como propósito a compreensão do crescimento de buracos negros supermassivos pela acreção de matéria, visto pela perspectiva da cosmologia.

Para nosso estudo do crescimento através de acreção analisamos os casos iniciais nos quais alterávamos apenas valores intrínsecos ao modelo cosmológico como por exemplo a densidade relativa de energia de curvatura e o parâmetro de estado e as massas iniciais não se alteravam tanto entre si, já que esses valores não estão tão diretamente ligados ao cálculo do tempo cósmico e sim ao tipo de curvatura do Universo. Assim podemos concluir que, isoladamente, esses parâmetros não são tão relevantes para construir um modelo de acreção de buraco negro. Além disso foi possível perceber que o modelo $w - CDM$ nos gerou massas iniciais maiores pois é um modelo de energia escura que trabalha com um fluido de pressão negativa que tende a expandir o Universo de forma acelerada e quanto mais acelerada a expansão, mais rápido o tempo passa, fazendo com que uma massa inicial maior seja necessária para chegar ao mesmo valor de massa final. Diferente do modelo $\Lambda - CDM$ no qual a expansão seria constante, devido à constante cosmológica.

Já o valor de H_0 influencia mais devido a sua relação inversamente proporcional ao tempo cósmico, além de sua relação direta aos outros parâmetros de cada modelo cosmológico. O parâmetro de Hubble carrega todos os parâmetros intrínsecos aos modelos cosmológicos dentro do seu valor, como pode ser observado na equação (3.7.2) e portanto seu valor atual também é influenciado por esses parâmetros, ou seja, uma mudança no valor de H_0 implica indiretamente em uma mudança de todos os outros valores, explicando assim sua maior influência no valor das massas iniciais. Diferente de quando os parâmetros são alterados um por vez, como acabamos de discutir.

Outro parâmetro de muita relevância na hora de estimar essa massa inicial é a eficiência utilizada. A eficiência diz respeito à taxa da massa acretada que se transformará em energia irradiada em forma de calor e portanto quanto maior a eficiência, mais massa está sendo "perdida" em forma de radiação. Sendo assim, quanto maior a eficiência do processo de acreção, maior deve ser a massa inicial, afim de suprir essa massa que será perdida. Outra característica da eficiência é que ela é proporcional ao momento angular do buraco negro e portanto quanto mais rotação, maior a eficiência, o que nos leva a concluir que para obter massas menores e mais realistas para o buraco negro semente que irá gerar um buraco negro supermassivo seria necessário um buraco negro com pouca ou nenhuma rotação.

Já que entramos na questão de massas realistas, vimos que o redshift inicial usado para o cálculo

do crescimento do buraco negro é $z = 15$ devido a era da reionização, na qual as primeiras estrelas, galáxias e buracos negros estavam sendo formados, de forma que os possíveis buracos negros semente deveriam ser da ordem de buracos negros estelares ($10 M_{\odot}$) e para chegar na massa final que havíamos estipulado podemos encontrar uma estimativa para o valor necessário da eficiência, utilizando as equações (6.2.17). Chegamos a um valor de aproximadamente $\epsilon = 0,07$ para a eficiência. Tudo isso considerando o modelo $w - CDM$ e utilizando os valores médios de todos os seus parâmetros. Esse resultado é coerente com os valores que temos na discussão do capítulo 7, já que para uma eficiência $\epsilon = 0,05$ teríamos uma massa da ordem de $10^{-3} M_{\odot}$ e para uma eficiência $\epsilon = 0,10$ teríamos uma massa da ordem de $10^3 M_{\odot}$, com uma eficiência nesse intervalo seria completamente razoável encontrar uma massa da ordem de $10 M_{\odot}$. Mostrando que esse modelo de acreção, de fato, é válido para explicar a existência de buracos negros supermassivos.

Esse assunto ainda é amplamente discutido, visto que pouco se sabe sobre a origem desses buracos negros supermassivos no centro das galáxias e portanto ainda gera muito material para estudo e pesquisa. Sendo uma área com muito potencial a ser explorado.

REFERÊNCIAS

- BAHCALL, N. A. Hubble's law and the expanding universe. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 112, p. 3173 – 3175, 2015.
- BAMBI, C. **Introduction to General Relativity. A Course for Undergraduate Students of Physics**. Singapura: Springer, 2017.
- BETOULE., M. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the sdss-ii and snls supernova samples. **Astronomy & Astrophysics**, v. 568, n. 20, p. 32, 2014.
- DÜCHTING, N. Supermassive black holes from primordial black hole seeds. **PHYSICAL REVIEW D**, v. 70, 2004.
- EVOLUÇÃO ESTELAR. Disponível em: https://stringfixer.com/pt/Evolved_star.
- HUTERER, H. D. Dark energy two decades after: observables, probes, consistency tests. **Reports on Progress in Physics**, v. 81, p. 1 — 33, 2017.
- SCHNEIDER, P. **Extragalactic Astronomy and Cosmology, an Introduction**. Germany: Springer, 2015.
- SILVA, M. A. da. **Acreção Esfericamente Simétrica de Matéria: Conceitos Básicos e Aplicações em Cosmologia**. São Paulo, São Paulo - Brasil: [s.n.], 2012.
- SOARES, D. **O Reino das Galáxias**. Belo Horizonte: UFMG, 2021.
- STRAUMANN., N. The mystery of the cosmic vacuum energy density and the accelerated expansion of the universe. **European Journal of Physics**, v. 20, p. 419 — 427, 1999.
- WEINBERG, J. B. **Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity**. New York, NY - USA: John Wiley Sons, 1972.