

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Maria Lucia Gubolin Torres

Civilmente registrada como :

Henrique Gubolin Torres

**Simulações hidrodinâmicas de discos de
acrecção quentes**

São Paulo

2017

Maria Lucia Gubolin Torres

Civilmente registrada como :

Henrique Gubolin Torres

Simulações hidrodinâmicas de discos de acrecção quentes

Dissertação apresentada ao Departamento de
Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica
e Ciências Atmosféricas da Universidade de
São Paulo como requisito parcial para a ob-
tenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Versão Corrigida. O original encontra-se dis-
ponível na Unidade.

Orientador(a): Prof. Dr. Rodrigo Nemmen
da Silva

São Paulo

2017

Para minha família, minhas amigas e amigos.

Agradecimentos

Tantas pessoas para agradecer e somente uma página. Primeiramente gostaria de agradecer meu orientador, pela paciência, pelo entusiasmo e pela compreensão nos momentos mais difíceis desses dois anos.

Agradeço também minha família, pois sem o apoio emocional e financeiro, não teria como essa dissertação ter sido completada. Dentre elas, Cristina, Hélio, Luisa, Lívia, Stella, Thiago, Felipe, Barbara, Angelita, Felipe, Amora, Fábio, Valdomiro e Maxionilda.

Os amigos. Da minha república ao IAG. Passando por todas as pessoas maravilhosas que eu conheci durante esses últimos dois anos. Citarei apenas alguns aqui, mas tenha certeza de que, se você passou na minha vida durante esse tempo e foi importante, você sabe disso. Agradeço em ordem alfabética: Alessandra, Ana, André, Arthur, Carla, Camilo, Catalina, Clara, Deborah, Dindara, Elvis, Fabrício, Felipe, Fernanda, Flavio, Gabriel, Gabriela, Giulia, Guilherme, Gustavo, Inaiara, Jaqueline, Jo, Joyce, Julio, Lenise, Leonardo, Luiz, Marina, Marjorie, Matheus, Mirian, Mirjam, Natasha, Pietra, Pietro, Priscila, Rafael, Raniere, Roberto, Rogério, Thais, Thiago, Yan e muitas outras pessoas que eu possa ter esquecido. Dado minha ainda alguma religiosidade, acredito ser bom agradecer a esse ser superior que alguns chamam de Deus.

Por fim, agradeço a todo o pessoal e professores do IAG, que sempre foram muito gentis e prestativos.

Agradeço por fim a Capes pelo financiamento para essa pesquisa.

“Life is not easy for any of us. But what of that? We must have perseverance.”

Marie Curie

“As human beings we do change, grow, adapt, perhaps even learn and become wiser.”

Wendy Carlos

Resumo

Nesta dissertação tivemos como objetivo estudar discos de acreção à objetos compactos. Iniciamos com uma revisão da física necessária, desde hidrodinâmica, passando por teoria de acreção até literatura recente.

Em seguida, estudamos os métodos computacionais utilizados para evoluir numericamente as simulações, junto com o software para simulações hidrodinâmicas PLUTO. Para testarmos o software, suas funcionalidades e seus erros, realizamos uma simulação baseada no trabalho de Ruffert (1994) e a comparamos com o Modelo de Bondi (Bondi e Hoyle, 1944), obtendo resultados compatíveis

Por fim, simulamos um disco de acreção quente, utilizando como condição inicial o toro de acreção de Papaloizou e Pringle (1984). Observamos instabilidade Kelvin-Helmholtz na interface entre o toro e a atmosfera, convecção no interior do disco e outflows. Os próximos passos serão quantificar os outflows, aumentar consideravelmente a extensão radial da simulação e introduzir campos magnéticos.

Abstract

In this dissertation, we studied accretion flow onto compact objects. We start with a review of the necessary physics, from hydrodynamics, through accretion theory to recent literature.

Next, we studied the numerical methods used to numerically evolve the simulations and also the software PLUTO for hydrodynamic simulations. To test this software, its features and errors, we've done a simulation based in the work of Ruffert (1994) and compared with do Bondi's Model (Bondi e Hoyle, 1944), obtaining compatible results.

Finally, we simulated a hot accretion flow, using the accretion torus of Papaloizou e Pringle (1984) as an initial condition. We observed Kelvin-Helmholtz instability on the interface between the torus and the atmosphere, convection inside the disk and outflows. Our next steps will be quantify the amount of outflow, increase considerably the radial dynamical range of the simulation and insert magnetic fields.

Lista de Figuras

1.1	Imagem no ótico de M87. As cores foram obtidas usando as bandas de fotometria R,G e B. Imagem obtida no observatório Pico dos Dias (OPD) por Raniere Menezes. O jato relativístico pode ser notado na parte inferior da galáxia.	23
1.2	Esquematização do modelo unificado dos AGNs, onde a angulação relativa entre a galáxia e o observador definem o tipo observado. Neste modelo, <i>Torus</i> se refere à um toro de poeira que impede a visão da BLR por um observador em sua direção. A Broad Line Region (BLR), oposto à Narrow Line Region (NLR), possui grande alargamento da linha devido à sua velocidade ($\sim 10^4 \text{km s}^{-1}$). Já a velocidade de variação do fluxo dos OVVs e BL Lacs pode ser explicada pelo efeito de <i>beaming</i> . Imagem retirada de Schneider (2014).	24
1.3	Espectro do QSO PKS0405-123 que possui $z = 0.57$. Os dados vão do infravermelho próximo até UV, sendo a linha sólida o modelo utilizado, que é constituído de três partes: Radiação proveniente do disco de acreção, que é composta por três componentes (Outer, Middle e Inner no gráfico); O contínuo de Balmer; e uma lei de potência que tem origem na emissão síncrotron. As linhas de emissão são explicadas pela fotoionização do gás. Imagem retirada da seção 5.4.1 de Schneider (2014).	25
1.4	Desenho artístico da solução de Schwarzschild para um buraco negro sem momento angular. Temos apresentado a singularidade em $r = 0$, e o horizonte de eventos em $r = 2GM/c^2$. Figura feita pelo usuário Tetraquark, e pode ser obtida no link goo.gl/MkBWZp	27

1.5	Apresentamos neste cartoon o modelo físico do ADAF. Aqui apresentamos algumas de suas características, como ventos, o toro espesso e jatos. Imagem retirada de Nemmen et al. (2014).	34
1.6	<i>Diagrama diagnóstico</i> onde utiliza-se relações entre as intensidades de $[OIII]/H_\beta$ e $[NII]/H_\alpha$ de cada galáxia. Dependendo dessas relações, o objeto é classificado entre <i>Star-forming Galaxies</i> (SFG), que são galáxias onde a fotoionização provém da formação estelar, galáxias Seyfert 2 e LINERs, onde sua ionização provém de AGNs (Ho, 2008). Vemos que os LINERs possuem maior ionização do que as SFG, mas menor do que Seyferts. Isso se justifica devido aos diferentes espectros ionizantes produzidos em cada caso. Imagem retirada de Schneider (2014).	37
1.7	Evolução do estado de acreção em função de \dot{M} (retirado de Yuan e Narayan 2014). O gráfico mostra o <i>state-of-art</i> do modelo de acreção à buracos negros. Os termos <i>thermal</i> , <i>intermediate</i> , <i>hard</i> e <i>quiescent states</i> referem-se aos diferentes estados espectrais de um buraco negro estelar em uma binária de raio X. A classe de AGNs correspondente a cada modo de acreção é indicada entre parenteses. Figura retirada de Yuan e Narayan (2014), mas também presente em Esin et al. (1997); Narayan e McClintock (2008). . . .	38
2.1	Gráfico mostrando a definição do grid em 1D, onde o valor em cada grid é a média da região entre $x_{i-1/2}$ e $x_{i+1/2}$. No gráfico, mostramos $x_{i\pm 1/2}$ que serão os limites de integração para o esquema de Godunov.	43
2.2	Imagens resultado de simulações numéricas com o PLUTO. Na primeira figura temos a instabilidade Rayleigh-Taylor e na segunda um jato magnetizado em um meio menos denso. (Ambas imagens obtidas em http://plutocode.ph.unito.it/Gallery.html)	45
2.3	Tempo e velocidade de processamento em escala com o número de processadores. Em ambos os gráficos podemos ver que os valores obtidos são próximos, em comparação com o ideal. Gráfico retirado de Mignone et al. (2007)	46

3.1	Família de soluções do modelo de Bondi. Como indicado no gráfico, há 6 famílias de soluções, que são explicadas em mais detalhe no texto, e r_s , chamado de raio sônico, é onde a velocidade do fluido é igual à sua velocidade do som. A equação foi resolvida utilizando $GM = c_s = 1$. Imagem retirada de Frank et al. (2002).	52
3.2	Snapshots retiradas da simulação B1 para t igual a 0, 0.38 e 1.53, respectivamente, realizada com o programa PLUTO, graficadas usando o pluto-tools. O instante de cada snapshot está em sua respectiva legenda contabilizando, respectivamente, 0%, 25% e 100% da duração da simulação. Outro ponto importante é de que, como nossa simulação se inicia com o fluido parado, há um transiente que não obedecerá as dependências derivadas na seção anterior.	54
3.3	Plots da densidade, número de Mach (v/c_s), \dot{M} e c_s em função do raio para a simulação B1. Comparamos nosso resultado com os dados apresentados por Ruffert (1994) (retirados diretamente do artigo) e também com o modelo analítico.	55
3.4	Plots da densidade, número de Mach (v/c_s), \dot{M} e c_s em função do raio para a simulação G3. Comparamos os valores obtidos na simulação com o obtido por Ruffert (1994) e também com o modelo analítico.	57
4.1	Desenho das forças atuantes numa superfície de P constante no toro. \mathbf{g}_{eff} é a força resultante entre a gravidade e a força centrífuga, e deve se igualar à pressão para a estabilidade do toro. Figura retirada de Frank et al. (2002)	60
4.2	Gráfico de algumas soluções da equação 4.7. Nesta figura, fixou-se o raio de início do toro, representado pela constante B , e raio de máxima densidade, representado pela constante A (vide seção 4.2). Figura retirada de Frank et al. (2002).	61
4.3	Campo de densidades logarítmico para a condição inicial. O resultado obtido é inicializado ponto a ponto usando a solução de Papaloizou e Pringle (1984). Para evitar vácuo numérico, inserimos uma atmosfera de densidade constante e em repouso, com densidade e pressão $\rho_0 = 10^{-4}$ e $P = \rho_0/r$ respectivamente.	63

4.4	Gráficos de contornos da densidade para nossa simulação e os obtidos em Stone et al. (1999). Em ambos os casos, foram utilizados 20 contornos logarítmicos da densidade máxima até 10^{-4} em densidade. É possível observar a formação de rodaminhos na direção poloidal, que são gerados devido uma instabilidade que deve ser identificada.	64
4.5	Gráficos de densidades onde destacamos as instabilidades presentes na simulação. Para o gráfico da esquerda, o quadrado verde (superior,1) mostra a propagação da instabilidades que se originam nas partes internas do disco. O quadrado azul (inferior,2) também mostra a mesma instabilidade, mas agora mais evoluída. No gráfico à direita, o quadrado verde (central,3) mostra uma das regiões onde há indícios de convecção.	65
4.6	Taxa de acreção para a borda interna da simulação ($R = 0.01$) em função do tempo.	66
4.7	Mapa de densidades (acima) e taxa de acreção em função de R (abaixo) para 3 snapshots da simulação, para cada uma dos regimes apresentados na figura 4.6. As abscissas de todos os gráficos são iguais. Como a taxa de acreção é uma média na coordenada θ , é esperado que as flutuações devidas ao movimento turbulento do gás desapareçam.	67

Lista de Tabelas

3.1	Dependências radiais da solução analítica do modelo.	51
3.2	Modelos baseados em Ruffert (1994) que foram simulados neste trabalho. Os modelos escolhidos possuem quatro diferenças: o valor da constante politrópica γ , a resolução da grade de simulação, o tempo final da simulação (medida em unidade de R_B/c_s) e o valor da borda interna da simulação r_{in} . Os valores apresentados na coluna <i>Grade</i> são a quantidade de elementos de resolução em cada direção.	54
B.1	Toro	82

Lista de Abreviações

- AGN** - Active Galactic Nuclei
- Quasar** - Quasi Stellar Radio Source
- QSO** - Quasi-stellar Objects
- OVV** - Optically Violently Variables
- BL Lac** - BL Lacerdae
- BLR** - Broad Line Region
- LINER** - Low-Ionization Nuclear Emission-line Region
- SED** - Spectral Energy Distribution
- ADAF** - Advection Dominated Accretion Flow
- LLAGN** - Low Luminosity Active Galactic Nuclei
- ISCO** - Innermost Stable Circular Orbit
- MRI** - Magnetorotational Instability
- HD** - Hydrodynamics
- MHD** - Magnetohydrodynamics
- GRMHD** - General Relativistic Magnetohydrodynamics
- EDP** - Equação Diferencial Parcial

Sumário

1. <i>Introdução</i>	23
1.1 Buracos Negros	26
1.2 Energia e Acreção	27
1.3 Discos de Acreção	29
1.3.1 Discos Finos	29
1.3.2 Temperatura	31
1.3.3 Prescrição α	32
1.3.4 MRI	33
1.4 ADAF	33
1.4.1 Solução Auto-semelhante	35
1.4.2 ADAFs e LLAGN	36
1.5 Simulações na literatura	37
1.6 Este Trabalho	39
2. <i>Métodos</i>	41
2.1 Equações básicas da Hidrodinâmica	41
2.2 Métodos numéricos de resolução de EDPs	42
2.3 PLUTO	44
2.4 Viscosidade e acreção	45
2.5 Visualização	47
2.5.1 pyPLUTO	47
2.5.2 pluto-tools	48

3. <i>Acreção Esfericamente Simétrica: O modelo de Bondi</i>	49
3.1 O modelo de Bondi	49
3.2 Solução analítica	49
3.3 Solução numérica do modelo analítico	51
3.4 Setup da simulação hidrodinâmica	53
3.5 Resultados da simulação hidrodinâmica	53
3.5.1 B1	54
3.5.2 G3	56
3.6 Considerações finais	57
4. <i>ADAF</i>	59
4.1 O toro estacionário de Papaloizou & Pringle	59
4.2 Condição Inicial	61
4.2.1 Viscosidade	63
4.3 Resultados	64
4.4 Considerações Finais	67
5. <i>Conclusões</i>	69
<i>Referências</i>	71
<i>Apêndice</i>	77
A. <i>Software e dados</i>	79
A.1 pluto-tools	79
A.2 Dados da Simulação	79
B. <i>Setups das Simulações</i>	81
B.1 Acreção Esfericamente Simétrica	81
B.2 Disco de Acreção Quente	82

Introdução

Os Núcleos Ativos de Galáxias (Active Galactic Nuclei, AGN) são centros de galáxias que possuem alta luminosidade, muitas vezes comparável à da própria galáxia. Na figura 1.1, apresentamos um exemplo de uma galáxia que possui um AGN. O conjunto dos objetos



Figura 1.1: Imagem no ótico de M87. As cores foram obtidas usando as bandas de fotometria R,G e B. Imagem obtida no observatório Pico dos Dias (OPD) por Raniere Menezes. O jato relativístico pode ser notado na parte inferior da galáxia.

que chamamos hoje de AGN é vasto e são historicamente classificados como:

- **Quasar:** Concatenação de *Quasi-Stellar Radio Sources*, são regiões do centro de galáxias descobertas pela identificação de emissão em rádio com emissões pontuais no ótico. Possuem grande alargamento de suas linhas no ótico ($\sim 2000 - 10000 \text{ km s}^{-1}$).
- **QSO:** Abreviação de *Quasi-stellar objects*, são objetos extremamente luminosos (100 vezes mais do que uma galáxia espiral comum). São semelhantes aos quasares, com exceção de terem emissão muito menor em rádio.

- **Galáxias de Seyfert:** São galáxias espirais com uma luminosidade consideravelmente inferior à QSOs e possuem um centro luminoso. Na literatura divide-se este tipo em dois (Seyfert 1 e 2), que se diferenciam pela presença ou ausência de alargamento nas linhas de emissão, respectivamente.
- **OVV:** Sigla de *Optically Violently Variables*, tem como características variar significativamente seu fluxo no ótico em escala de dias, que pode ser explicada pelo efeito de beaming. Seu espectro possui polarização de alguns por cento (enquanto QSOs em geral tem $\sim 1\%$).
- **BL Lac:** São objetos de intensa variação luminosa mas, ao contrário das OVVs, tem um espectro plano sem linhas de emissão. Também são caracterizados por uma grande variação de seu fluxo em intervalo de dias.

Estes objetos possuem algumas similaridades entre si e, devido a isso, foi desenvolvido um *modelo unificado* (Urry, 2004; Kazanas et al., 2012). Mostramos na figura 1.2 uma representação desse modelo, que é composto por seis componentes: O buraco negro central, um disco de acreção, a Broad Line Region (BLR), um toro de gás molecular, a Narrow Line Region e um jato. Conseqüentemente, um observador verá diferentes efeitos dependendo

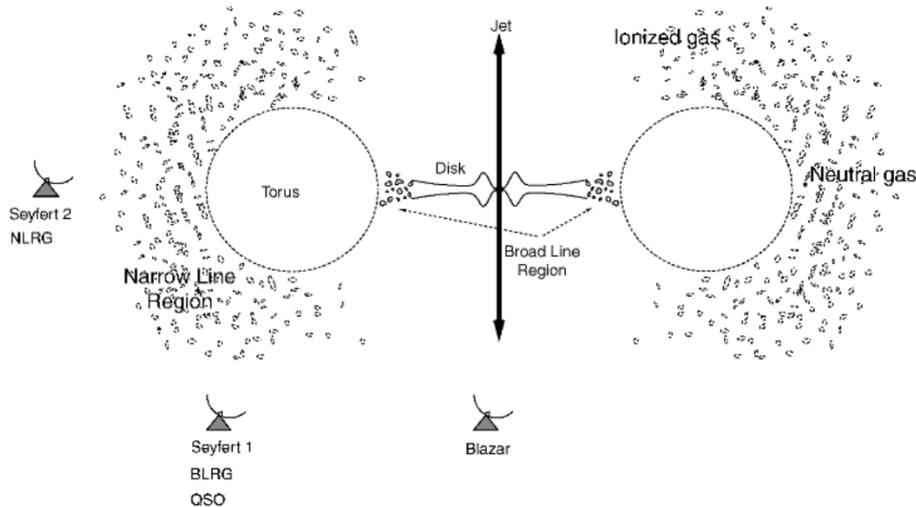


Figura 1.2: Esquemática do modelo unificado dos AGNs, onde a angulação relativa entre a galáxia e o observador definem o tipo observado. Neste modelo, *Torus* se refere à um toro de poeira que impede a visão da BLR por um observador em sua direção. A Broad Line Region (BLR), oposto à Narrow Line Region (NLR), possui grande alargamento da linha devido à sua velocidade ($\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$). Já a velocidade de variação do fluxo dos OVVs e BL Lacs pode ser explicada pelo efeito de *beaming*. Imagem retirada de Schneider (2014).

de qual componente domina a emissão e do ângulo da sua linha de visada. Como indicado na figura 1.2, um observador na direção do jato verá um Blazar (um BL Lac ou um OVV); um observador em ângulo intermediário verá uma Seyfert 1 ou um QSO; e quando o toro de gás obscurece a BLR, obtemos uma Seyfert 2.

Mais recentemente, as nomenclaturas foram adequadas a esse novo modelo e um AGNs pode ser classificado como tipo 1 ou 2, com ou sem presença de alargamento de linhas respectivamente. Em relação a sua missão em rádio, dá-se a nomenclatura a um AGN de *Radio Loud* (ou *Radio quiet*) quando a relação entre o fluxo da linha de 5 GHz e a banda B é de $F_{5\text{GHz}}/F_B \geq 10$ ($F_{5\text{GHz}}/F_B \leq 10$) (Kellermann et al., 1989). Outros dois tipos são os LINERs (Low-Ionization Nuclear Emission-line Region em inglês) que possuem linhas de baixa ionização.

Para finalizar, apresentamos na figura 1.3 a *Spectral Energy Distribution* (SED) de um AGN típico. O modelo apresentado na figura 1.3 é bastante simplificado, englobando

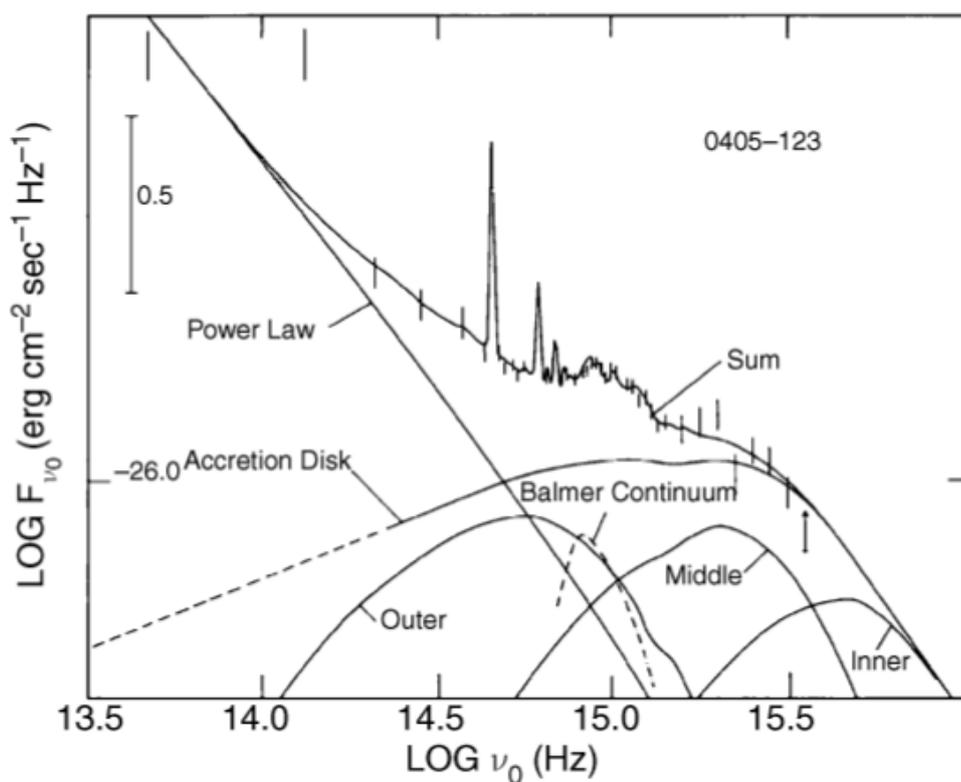


Figura 1.3: Espectro do QSO PKS0405-123 que possui $z = 0.57$. Os dados vão do infravermelho próximo até UV, sendo a linha sólida o modelo utilizado, que é constituído de três partes: Radiação proveniente do disco de acreção, que é composta por três componentes (Outer, Middle e Inner no gráfico); O contínuo de Balmer; e uma lei de potência que tem origem na emissão síncrotron. As linhas de emissão são explicadas pela fotoionização do gás. Imagem retirada da seção 5.4.1 de Schneider (2014).

somente a emissão entre o óptico e o ultravioleta. Apesar disso, é possível ver que o AGN é composto de partes e cada uma dessas partes é essencial para reproduzir o espectro corretamente.

Dada essa breve descrição dos AGNs, nesse capítulo descreveremos também os buracos negros, assim como algumas de suas propriedades. Em seguida falaremos sobre como a acreção de matéria pode gerar energia. Descreveremos dois modelos de acreção muito utilizados na literatura, os discos finos e discos quentes e, em seguida, discutiremos a relação entre discos de acreção de baixa eficiência e AGNs de baixa luminosidade. Na última seção contextualizaremos esse trabalho.

1.1 Buracos Negros

Na seção anterior descrevemos os vários tipos de AGNs, mas nada foi comentado sobre sua fonte de energia. Sabemos que AGNs podem ser extremamente luminosos, mas como a energia provenientes das galáxias é processada? Hoje sabemos que cabem aos *Buracos Negros* serem os "motores" dos AGNs e, como descreveremos na seção 1.2, são os sistemas físicos com a eficiência necessária para explicar as observações. Assim, nesta seção descreveremos a origem da solução teórica dos buracos negros e também algumas de suas características.

Buracos negros tiveram início como uma solução teórica e desacreditada (Thorne, 1994) das equações da Relatividade Geral obtidas por Albert Einstein em 1915. Karl Schwarzschild (Schwarzschild, 1916) obteve essa solução (e Droste 1917 independentemente) pouco tempo antes de seu falecimento, considerando uma massa pontual sem momento angular no vácuo. A solução de Schwarzschild (1916) é dada por:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (1.1)$$

onde $r_s = 2GM$ é chamado de *Raio de Schwarzschild* e ds^2 é o quadrado de uma dada distância neste espaço-tempo. É possível ver que em $r = r_s$ temos uma singularidade, que, como demonstrada por Georges Lemaître em 1933, é apenas nas coordenadas e não uma singularidade física. No entanto, em $r = 0$ temos uma singularidade real, não removível, onde as leis da Relatividade Geral não são mais válidas. A região esférica com $r = r_s$ é chamada de *Horizonte de Eventos*, e é uma região da qual nem mesmo a luz pode escapar.

Essa região é dita causalmente desconectada do resto do universo. Apresentamos uma esquematização desta região na figura 1.4.

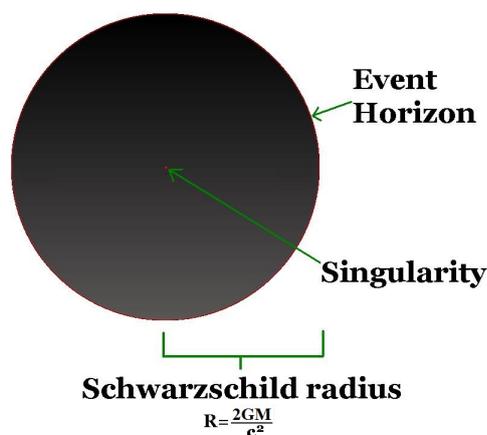


Figura 1.4: Desenho artístico da solução de Schwarzschild para um buraco negro sem momento angular. Temos apresentado a singularidade em $r = 0$, e o horizonte de eventos em $r = 2GM/c^2$. Figura feita pelo usuário Tetraquark, e pode ser obtida no link goo.gl/MkBWZp

No universo encontramos basicamente dois tipos de buracos negros, cujo processo de formações diferem muito: O estelar, com massas da ordem de 3 até dezenas de massas solares, e os supermassivos, com massas de 10^6 a $10^{10} M_{\odot}$. Os estelares em geral são formados a partir de uma estrela de nêutrons ou anã branca que acreta matéria de uma companheira. Já os supermassivos, apesar de sua origem ainda não ser consenso na literatura, tem a sua evolução diretamente correlacionada com suas galáxias hospedeiras (Ferrarese e Merritt, 2000; Gebhardt et al., 2000). Apesar da física destes objetos ser essencialmente independente de escala, estamos interessados nos efeitos gerados pelo tipo supermassivo.

1.2 Energia e Acreção

Como estamos interessados na física da acreção de matéria, iniciaremos fazendo a seguinte questão: Qual é a luminosidade máxima que podemos obter no caso de uma acreção esfericamente simétrica? Para isso, consideremos um gás composto de hidrogênio, caindo em direção ao objeto central. Suponhamos que exista um campo de radiação. Podemos escrever o fluxo de radiação como:

$$S = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (1.2)$$

onde L é a luminosidade do objeto. Dado que S possui unidades de energia por área por tempo, podemos escrever o momento de um fóton como S/c e, considerando que o

espalhamento será dado pelo espalhamento de Thompson, concluímos que a força exercida pela radiação será:

$$F_{rad} = \frac{\sigma_T L}{4\pi c r^2} \quad (1.3)$$

onde $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ é a constante de espalhamento de Thompson. Utilizamos a aproximação de que somente o elétron irá absorver a radiação e que a seção de choque do elétron é independente da frequência, válida para $E_\gamma \ll m_e c^2$ sendo m_e a massa do elétron. O gás estará sujeito ao campo gravitacional, e podemos escrever a força para uma partícula:

$$F_g = \frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} \approx \frac{GMm_p}{r^2} \quad (1.4)$$

onde M é a massa do objeto compacto e m_p a massa do próton. Desprezamos a massa do elétron já que $m_p \gg m_e$. Supondo uma situação onde $F_{rad} = F_g$, podemos escrever:

$$\left(\frac{GMm_p}{r^2} - \frac{L\sigma_T}{4\pi c r^2} \right) = 0 \quad (1.5)$$

Isolando em L , temos:

$$L = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \equiv L_{edd} \quad (1.6)$$

onde L_{edd} é chamada de luminosidade de Eddington. Quando a luminosidade do objeto compacto for L_{edd} , a acreção de matéria será interrompida devido ao balanço entre as duas forças e é possível entender tal luminosidade como um limite superior.

Suponhamos que o campo de radiação tenha origem no próprio processo de acreção. Se consideramos que a transformação da energia vinda da acreção para luminosidade irradiada se dá com uma eficiência η , podemos escrever:

$$L = \eta \dot{m} c^2 \Rightarrow \dot{m} = \frac{L}{\eta c^2} \quad (1.7)$$

Discos de acreção finos possuem eficiências da ordem de $\eta \sim 0.1$, alcançadas devido à gravidade do buraco negro (Thorne, 1974). Se assumirmos que o processo de acreção produz uma luminosidade $L = L_{Edd}$ e considerarmos um buraco negro com $10^8 M_\odot$, então:

$$\dot{m} = \frac{L}{\eta c^2} \approx 1.4 \times 10^{18} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) g/s \approx 2.2 M_\odot / \text{ano} \quad (1.8)$$

Para a idade típica de um AGN ($t_{AGN} \sim 10^7$ anos; Martini 2004) obtemos que a massa total acretada durante um intervalo de tempo t_{AGN} é $\sim 10^7 M_\odot$, que é uma ordem de grandeza razoável a massa de um BN. De fato, encontra-se buracos negros nesta faixa de massa, a exemplo dos BNs das galáxias M96 ($\sim 7 \times 10^7 M_\odot$), M82 ($\sim 3 \times 10^7 M_\odot$) e Centaurus A ($\sim 5.5 \times 10^7 M_\odot$).

1.3 Discos de Acreção

Na seção anterior, ao derivarmos a luminosidade de Eddington, consideramos um modelo esfericamente simétrico de acreção. Discutiremos nessa seção um modelo diferente de acreção, a de um disco oticamente espesso mas geometricamente fino (em relação ao seu tamanho radial) chamado na literatura de modelo de *disco fino*. Esse modelo é útil para explicar situações em que há acreção eficiente, em comparação com a acreção que será desenvolvida na próxima seção.

1.3.1 Discos Finos

Como condições de contorno, imaginamos um disco onde seu raio é muito maior comparado com sua espessura e que o disco possui simetria cilíndrica. Assim, inicialmente definimos a densidade superficial Σ deste disco como:

$$\Sigma(r) = \rho(r)H(r) \quad (1.9)$$

onde H é a altura do disco em um dado r e ρ é a densidade do disco em um determinado raio. Podemos calcular a massa de um anel com espessura dr desse disco:

$$dm = 2\pi r \Sigma dr \quad (1.10)$$

e o momento angular desse anel:

$$s = 2\pi r \Sigma r^2 \Omega \quad (1.11)$$

Como estamos considerando que há variação de velocidade apenas na direção radial, podemos dizer em boa aproximação que a diferença de massa entre anéis vizinhos será o fluxo de matéria, calculado por:

$$\partial_t(2\pi r dr \Sigma) = 2\pi r v_r[r, t] \Sigma[r, t] - 2\pi(r + dr) v_r[r + dr, t] \Sigma[r + dr, t] \quad (1.12)$$

que pode ser aproximado por:

$$\partial_t(2\pi r dr \Sigma) = -2\pi dr \partial_R(R \Sigma v_r) \quad (1.13)$$

se dR for suficientemente pequeno, temos finalmente a equação da continuidade:

$$R \partial_t \Sigma + \partial_r(r \Sigma v_r) = 0 \quad (1.14)$$

Se considerarmos que o movimento do fluido se dá em passos estáticos (onde o fluido está em *steady-state*), podemos fazer a aproximação $\partial_t \sim 0$ obtendo assim:

$$-2\pi r \Sigma v_r = \text{const} \quad (1.15)$$

onde identificamos Σv_r como a parte radial vetor $\Sigma \mathbf{v}$, o vetor fluxo de densidade superficial de massa. Integrando este vetor no anel citado, podemos obter a taxa de acreção:

$$\dot{M} = \oint (\Sigma \mathbf{v}) \cdot d\mathbf{l} \quad (1.16)$$

onde \dot{M} é a taxa de acreção. A solução da integral fica:

$$\dot{M} = 2\pi r \Sigma (-v_r) \quad (1.17)$$

onde consideramos v_r negativo.

Para o momento angular é possível desenvolver de forma semelhante à equação 1.14, obtendo:

$$r \partial_t (\Sigma r^2 \Omega) + \partial_r (r \Sigma v_r r^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \partial_r N \quad (1.18)$$

onde Ω é a velocidade angular e N é o torque. Quando a velocidade angular é uma função de r dizemos que o disco possui uma *rotação diferencial*.

Substituindo a equação 1.14 em 1.18 temos:

$$\partial_r N = 2\pi \partial_t (r^2 \Sigma r^2 \Omega) \quad (1.19)$$

voltando à equação 1.14, podemos reescrevê-la:

$$r \partial_t \Sigma = -\partial_r (R \Sigma v_r) = -\partial_r \left(\frac{1}{2\pi \partial_t (r^2 \Omega)} \partial_r N \right) \quad (1.20)$$

Se utilizarmos novamente a condição de movimentos quase estacionários ($\partial_t \Sigma = 0$), temos:

$$\partial_r N = 2\pi r \Sigma \partial_t (r^2 \Omega) = -\dot{M} \partial_r (r^2 \Omega) \quad (1.21)$$

Devemos utilizar agora a chamada *velocidade angular kepleriana* $\Omega(r) = \sqrt{GM/r^3}$ para calcular v_r . O torque em um anel devido à viscosidade é dado por $N(r) = 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega$ (Frank et al. 2002, seção 5.3), onde ν é a viscosidade cinemática. Assim, substituindo na equação acima, podemos escrever:

$$R \partial_r \Sigma = -\partial_r (R \Sigma v_r) = -\partial_r \left(\frac{1}{2\pi (R^2 \Omega)} \partial_r N \right) \quad (1.22)$$

Para continuarmos essa dedução, precisamos comentar sobre a existência de algo peculiar com a solução 1.1: a presença de uma última órbita estável. Essa órbita, chamada de órbita circular mais interna estável (*innermost stable circular orbit* ou ISCO, em inglês) é um efeito relativístico, e se dá pelo fato de não haver, em comparação com a física newtoniana, uma barreira do potencial em raios mais internos. Para um buraco negro de Schwarzschild a ISCO se situa em um raio $r_{ISCO} = 3r_s$.

Seguindo com a dedução, a equação 1.22 pode ser integrada

$$N(r) = \dot{M} \left(\sqrt{\frac{GM}{r}} - C \right) = \dot{M} \left(\sqrt{\frac{GM}{r}} - \sqrt{\frac{GM}{r_{ISCO}}} \right) = \sqrt{\frac{GM}{r}} f(r) \quad (1.23)$$

onde

$$f(r) = 1 - \frac{r_{ISCO}}{r} \quad (1.24)$$

Dessa forma, a existência das ISCOs influi no torque, que será menor do que o esperado para o caso puramente newtoniano. Para finalizar esta subseção, apresentamos o conceito de tempo viscoso. O tempo viscoso t_{visc} é definido como:

$$t_{visc} \equiv \frac{r}{v_r} \quad (1.25)$$

Este valor obtido é uma estimativa para o tempo que uma parcela de gás à uma distância r demora para ser acretado pelo objeto central.

1.3.2 Temperatura

Antes de finalizarmos esta seção, é necessário obter a temperatura do disco em função do raio. Para isso escreveremos a energia gerada por uma massa m quando se desloca de um raio $r + \Delta r$ para um raio r :

$$\Delta E = \frac{GMm}{r} - \frac{GMm}{r + \Delta r} = \frac{GMm}{r(r + \Delta r)} \left((r + \Delta r) - r \right) \quad (1.26)$$

Se $\Delta r \ll r$ temos:

$$\Delta E \approx \frac{GMm}{r} \frac{\Delta r}{r} \quad (1.27)$$

Como somente metade da energia será irradiada (seção 5.3 de Frank et al. 2002) e, supondo que essa energia será emitida localmente, podemos escrever:

$$\Delta L = \frac{GM\dot{m}}{2r^2} \Delta r \quad (1.28)$$

O disco é, por construção, opticamente espesso e deve emitir via corpo negro:

$$\Delta L = 2 \times 2\pi r \Delta r \sigma_B T^4(r) \quad (1.29)$$

onde o fator de 2 provém da emissão dos dois lados do disco e σ_B é a constante de Boltzmann. Igualando as equações obtemos:

$$T(r) = \left(\frac{GM\dot{m}}{8\pi\sigma_B} \right)^{1/4} r^{3/4} \quad (1.30)$$

Esta equação pode ser corrigida considerando que parte da energia usada para aquecer o gás será levada para as partes mais internas do disco, é feita uma correção numérica:

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{m}}{8\pi\sigma_B} \right)^{1/4} r^{3/4} \quad (1.31)$$

Esse resultado será utilizado na seção seguinte.

1.3.3 Prescrição α

Shakura e Sunyaev (1973) propuseram que a perda de momento angular nos discos de acreção pode ser explicada pela viscosidade turbulência do fluido. Se assumirmos (Frank et al., 2002) que a propagação das perturbações ocorre de forma subsônica, e que o disco tem uma altura $\sim H$ muito menor do que o seu tamanho radial, temos a chamada prescrição α , que define o parâmetro ν da viscosidade da forma:

$$\nu = \alpha c_s H \quad (1.32)$$

onde c_s é a velocidade do som, H a altura e α é um parâmetro adimensional, tipicamente entre 10^{-3} a 10^{-1} . Há vários motivos pelos quais é razoável escrever a equação 1.32. Não se espera, por exemplo, de que as turbulências se propaguem a velocidades maiores do que a velocidade do som, assim como seu comprimento de onda não deve ser maior do que H . Apesar dessas limitações, a parametrização se mostrou muito útil e é ainda utilizada até hoje. Esta prescrição, de certo modo, contabiliza toda a nossa ignorância com respeito à natureza da viscosidade de fato. Usando a lei de opacidade de Kramers ($\kappa \propto \rho T^{-7/2}$), podemos escrever (Shakura e Sunyaev, 1973; Frank et al., 2002):

$$H = 1.7 \times 10^8 \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} m_1^{-3/8} R_{10}^{9/8} f^{3/5} \text{cm} \quad (1.33)$$

$$T_c = 1.4 \times 10^4 \alpha^{-1/5} \dot{M}_{16}^{3/10} m_1^{1/4} R_{10}^{-3/4} f^{6/5} \text{K} \quad (1.34)$$

$$\rho = 3.1 \times 10^{-8} \alpha^{-7/10} \dot{M}_{16}^{11/20} m_1^{5/8} R_{10}^{-15/8} f^{11/5} \text{g cm}^{-3} \quad (1.35)$$

onde, seguindo a notação de (Frank et al., 2002) T_c e ρ são as temperaturas e densidades do plano do meio do disco, respectivamente; \dot{M}_{16} é a taxa de acreção em unidades de 10^{16}g s^{-1} ; m_1 é a massa do objeto central em unidades de massa solar; R_{10} é o raio de um ponto do disco em unidades de 10^{10}cm ; e f é a função definida em 1.24.

1.3.4 MRI

A instabilidade magneto rotacional (Magneto Rotational Instability ou MRI, em inglês) foi proposta por Balbus e Hawley (1991) e é um mecanismo que permite que os campos magnéticos transportem momento angular. Em um plasma com campos magnéticos na direção perpendicular ao disco, a interação entre as partículas do fluido gera uma instabilidade que acaba evoluindo para uma turbulência que, conseqüentemente, gera transferência de momento angular consistente com a viscosidade do tipo α .

Para explicar o funcionamento da MRI, faremos uso de um *toy model*. Imaginemos duas massas m_1 e m_2 em rotação kepleriana com relação a um centro e conectadas por uma mola, sendo m_2 a mais externa. Se m_1 se mover para uma órbita mais interna seu momento angular é menor (vide 1.11). Devido à mola, m_2 sofrerá um torque positivo, que aumentará seu momento angular. Isso gerará um torque negativo em m_1 que esticará ainda mais a mola, gerando uma situação instável. Dessa forma, há uma transferência de momento angular da massa m_1 para a massa m_2 .

No caso da MRI, o campo magnético é equivalente à mola, que transferirá momento angular entre as camadas do plasma. É importante comentar que, usando a analogia de nosso *toy model*, é essencial que os campos magnéticos possuam intensidade fraca pois, se a mola for rígida demais (campos fortes), a transferência não ocorrerá. Por fim, o MRI gera então uma "viscosidade magnética" que será simulada por meio da viscosidade α . Para um review da MRI, veja Balbus e Hawley (1998).

1.4 ADAF

O tipo de acreção desenvolvido na seção anterior é chamado de *acreção fria*, pois, a temperatura envolvida no processo para buracos negros supermassivos varia no intervalo $10^4 - 10^7$ (eq. 1.36), é muito menor que a temperatura de virial do sistema (Yuan e Narayan, 2014). Esses sistemas descrevem bem situações para AGNs com altas taxas de

acrecção. Para o caso onde a taxa de acreção é muito menor que \dot{M}_{edd} , um outro modelo é necessário. O modelo que explicaremos nesta seção, chamado de ADAF (*Advection Dominated Accretion Flows*), tem como características principais a temperatura mais alta em comparação com o modelo anterior, a pressão do gás ser importante, a baixa eficiência radiativa e do sistema ser opticamente fino. Um cartoon para este modelo físico é indicado na figura 1.5.

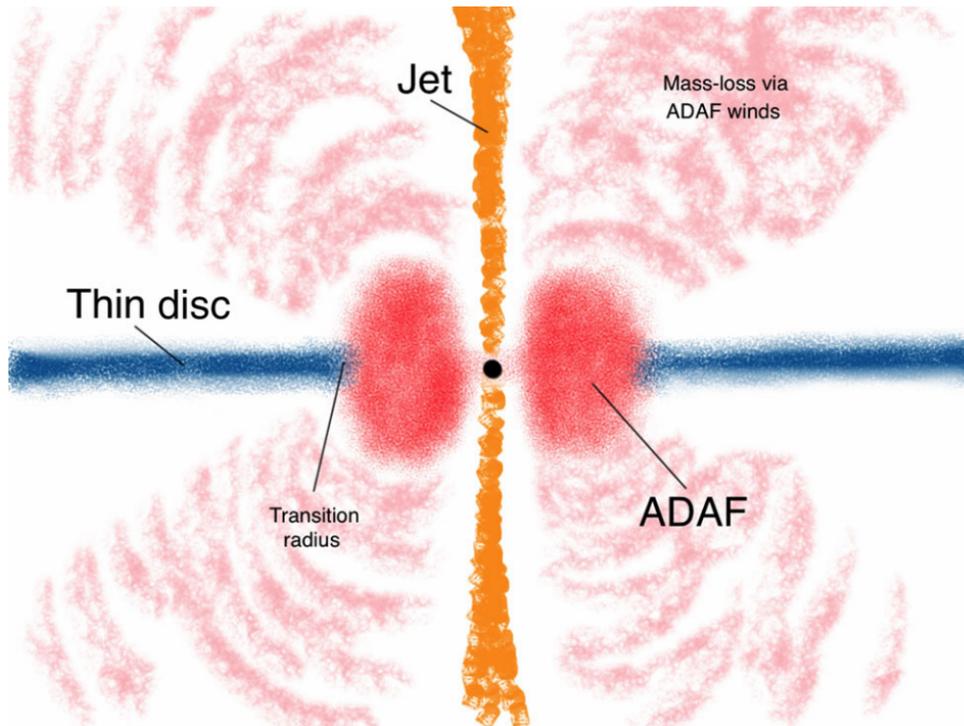


Figura 1.5: Apresentamos neste cartoon o modelo físico do ADAF. Aqui apresentamos algumas de suas características, como ventos, o toro espesso e jatos. Imagem retirada de Nemmen et al. (2014).

Os elétrons são responsáveis por emitir radiação e, portanto, pelo resfriamento do gás. As interações entre os prótons, aquecidos devido à turbulência do gás, e os elétrons, responsáveis pelo resfriamento, são devidas à força da Coulomb que depende da densidade do gás. Com uma baixa densidade, que é o caso dos ADAFs, as interações entre as duas partículas são fracas e o gás não consegue resfriar (Narayan, 1996). Isso justifica as grandes temperaturas atingidas pelo gás, que levam a maiores pressões térmicas e portanto maiores espessuras (H).

1.4.1 Solução Auto-semelhante

Primeiramente apresentaremos as equações da solução auto-semelhante (*self-similar*) que foi desenvolvida por Narayan e Yi (1994). O ADAF é construído supondo uma situação onde a pressão do gás é importante, ao contrário do disco fino. O modelo está em equilíbrio estável e utiliza a prescrição de Shakura e Sunyaev (1973) para a viscosidade responsável pela acreção. As equações de conservação relevantes são:

$$\frac{d}{dr}(\rho r H v) = 0, \quad (1.36)$$

$$v \frac{dv}{dr} - \Omega^2 r = -\Omega_K^2 R = \frac{1}{\rho} \frac{d}{dr}(\rho c_s^2), \quad (1.37)$$

$$v \frac{d(\Omega r^2)}{dr} = \frac{1}{\rho r H} \frac{d}{dr} \left(\nu \rho r^3 H \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (1.38)$$

$$\rho v \left(\frac{de}{dr} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) = \rho \nu r^2 \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 - q^-, \quad (1.39)$$

correspondendo à conservação de massa, momento radial, momento angular e energia respectivamente e q^- é a taxa de resfriamento por unidade de volume. A viscosidade é dada pela prescrição de Shakura e Sunyaev (1973). Esta solução corresponde a uma acreção com simetria axial, estacionária e integrada na altura:

$$\nu = \alpha c_s H = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K} \quad (1.40)$$

onde $\Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$ é a velocidade angular orbital kepleriana. Narayan e Yi (1994); Narayan et al. (1995) apresentaram uma solução para o sistema de equação acima, supondo um potencial gravitacional Newtoniano e sem perdas de matéria. As dependências radiais do sistema são:

$$v \approx -1.1 \times 10^{10} \alpha r^{-1/2} \text{ cm s}^{-1} \quad (1.41)$$

$$\Omega \approx 2.9 \times 10^4 m^{-1} r^{-3/2} \text{ s}^{-1} \quad (1.42)$$

$$c_s^2 \approx 1.4 \times 10^{20} r^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \quad (1.43)$$

$$p \approx 1.7 \times 10^{16} \alpha^{-1} m^{-1} \dot{m}_{BN} r^{-5/2} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2} \quad (1.44)$$

onde definimos:

$$m \equiv \frac{M}{M_\odot}, \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{edd}}, \quad r \equiv \frac{R}{R_S} \quad (1.45)$$

Para finalizar, vamos destacar as principais diferenças entre os tipos quentes e frios de acreção.

- Podemos escrever a temperatura desse disco como

$$T \sim \frac{GMm_p}{6k_B R} \sim \frac{10^{12}}{r} K \quad (1.46)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. A temperatura para este caso é muito maior em comparação com um disco fino ($\leq 10^7 K$ para um AGN), o que justifica a nomenclatura utilizada nesse trabalho. Devido à pressão e temperatura, o disco fica bem mais espesso, chegando a relação $H/r \sim 0.5$.

- A teoria de disco fino prediz uma velocidade radial $v_r \sim \frac{\alpha c_s H}{R}$ e, no caso espesso, ambos c_s e H/r são bem maiores, ou seja, temos uma velocidade radial muito maior.

1.4.2 ADAFs e LLAGN

Com a melhoria dos instrumentos astronômicos e a consequente identificação de buracos negros em galáxias de menor massa (Filippenko e Ho, 2003; Barth et al., 2004), começou-se a notar que algumas dessas galáxias podiam ser classificadas como AGNs, só que menos luminosos. Devido a seu baixo redshift, estes AGNs seriam exemplos da evolução dos quasares, ou seja, seriam o que ocorreria após os quasares esgotarem o abundante gás para acreção.

Nesta subseção descreveremos em maior detalhe os chamados *Low Luminosity AGNs* (LLAGNs), composto em sua maioria por *Low Ionization Nuclear Emission Regions* ou LINERs (Halpern e Steiner, 1983). Estes objetos são caracterizados por possuírem um núcleo com muito menos atividade do que o esperado para um AGN clássico, sem deixar de possuir algumas de suas características principais. Para caracterizarmos um LINER utilizamos um gráfico chamado *diagrama diagnóstico*, que é apresentado na figura 1.6. O gráfico 1.6 é produzido pela relação entre intensidades de linhas de emissão presente nos espectros galácticos. Essas relações indicam que o processo de ionização para as diferentes regiões do gráfico são diferentes. De fato, quanto mais acima e a direita, mais ionizante é a radiação emitida dentro dessa galáxia. Os LINERs produzem fótons com maior energia do que seria possível com estrelas de alta massa, por exemplo, e acabam ionizando os átomos até maiores estados de excitação.

Para explicar as observações espectrais e da luminosidade dos LINERs, o modelo que melhor explica os dados é o de um disco de acreção quente presente nos arredores do buraco negro. Para melhor elucidar os casos discutidos anteriormente, apresentamos na figura 1.7

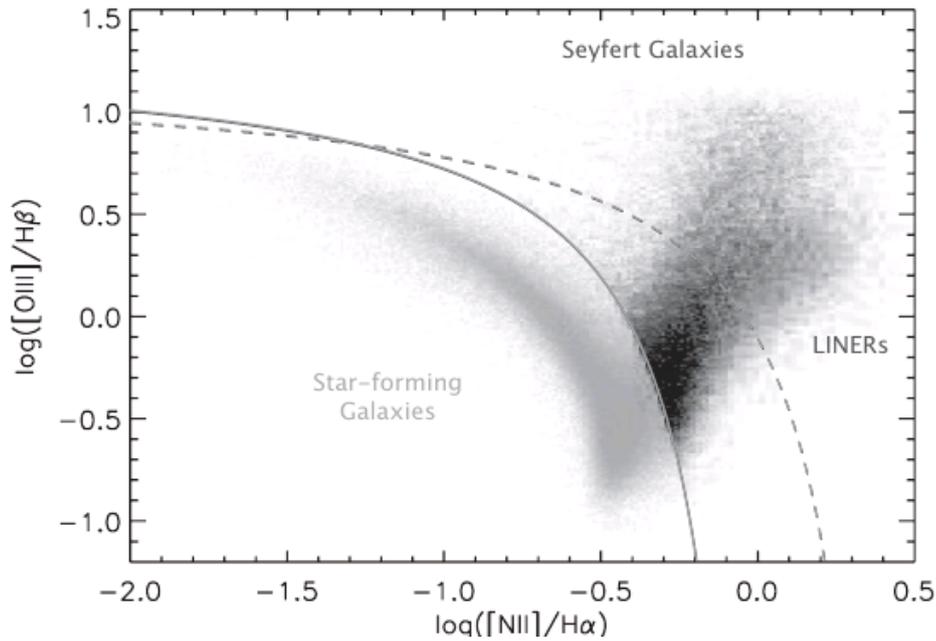


Figura 1.6: Diagrama diagnóstico onde utiliza-se relações entre as intensidades de $[OIII]/H\beta$ e $[NII]/H\alpha$ de cada galáxia. Dependendo dessas relações, o objeto é classificado entre *Star-forming Galaxies* (SFG), que são galáxias onde a fotoionização provém da formação estelar, galáxias Seyfert 2 e LINERs, onde sua ionização provém de AGNs (Ho, 2008). Vemos que os LINERs possuem maior ionização do que as SFG, mas menor do que Seyferts. Isso se justifica devido aos diferentes espectros ionizantes produzidos em cada caso. Imagem retirada de Schneider (2014).

o comportamento esperado para o disco de acreção em um AGN, em função da taxa de acreção. A linha preta representa a acreção fria ou disco fino, enquanto os triângulos vermelhos a acreção quente. No estado térmico (*thermal state*) o disco é truncado em r_{ISCO} .

1.5 Simulações na literatura

Como descrevemos na seção anterior, é possível obter uma solução analítica em 1D para o ADAF. Porém, uma parte importante da física fica de fora como turbulências ou outflows. Para obtermos uma resposta mais acurada devemos realizar simulações computacionais em mais dimensões.

Como discutimos na seção 1.3.4, é pelo efeito de MRI que ocorre o transporte de momento angular para as partes externas do disco de acreção. Porém, por volta do início anos 90 o poder computacional ainda não era suficiente para realizar uma simulação global com campos magnéticos de forma adequada e, assim, optou-se por utilizar uma simulação hidrodinâmica (HD) onde a viscosidade é dada pela prescrição α (Igumenshchev et al.,

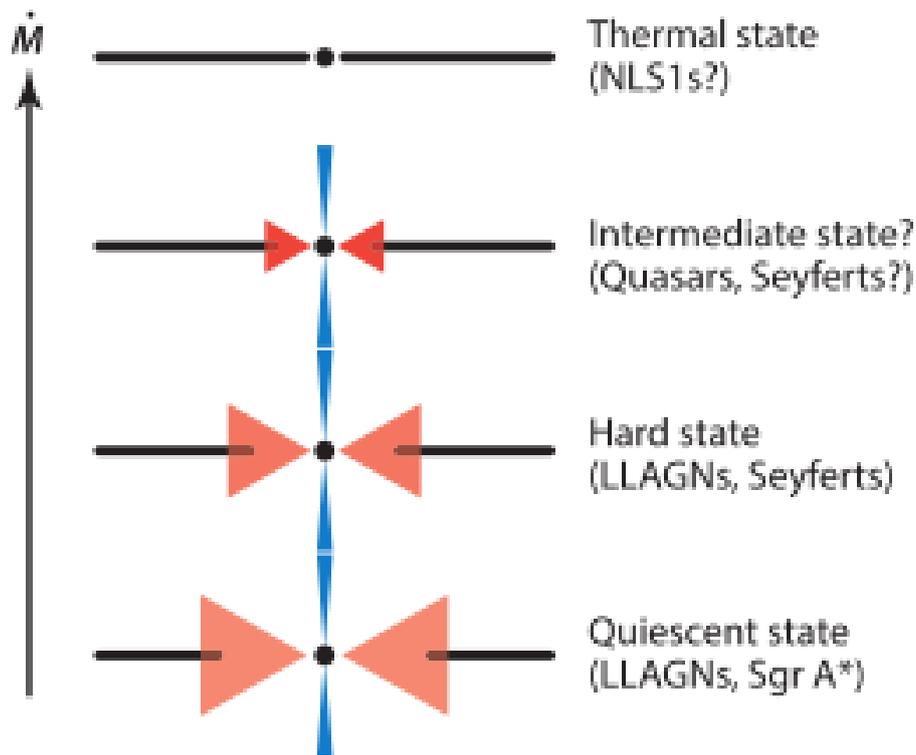


Figura 1.7: Evolução do estado de acreção em função de \dot{M} (retirado de Yuan e Narayan 2014). O gráfico mostra o *state-of-art* do modelo de acreção à buracos negros. Os termos *thermal*, *intermiate*, *hard* e *quiescent states* referem-se aos diferentes estados espectrais de um buraco negro estelar em uma binária de raio X. A classe de AGNs correspondente a cada modo de acreção é indicada entre parenteses. Figura retirada de Yuan e Narayan (2014), mas também presente em Esin et al. (1997); Narayan e McClintock (2008).

1996; Stone et al., 1999; Igumenshchev e Abramowicz, 1999, 2000; Yuan et al., 2012), de forma semelhante ao realizado neste trabalho.

No final dos anos 90 e início dos anos 2000, devido ao aumento da capacidade de processamento e do maior acesso a clusters, foram realizadas as primeiras simulações globais em MHD com física newtoniana (Armitage 1998; Hawley 2000; Machida et al. 2001, 2004 para citar alguns exemplos). Há aproximadamente 15 anos foram publicados os resultados das primeiras simulações em GRMHD (General Relativistic MHD) por De Villiers et al. (2003); Hawley e Krolik (2006); McKinney e Gammie (2004); Koide (2004) que continuam até hoje relevantes na literatura, como Narayan et al. (2012); Sadowski et al. (2013) e muitos outros.

1.6 Este Trabalho

Este trabalho visa realizar simulações em HD com o objetivo de responder a seguinte pergunta:

Quão forte e importantes são os outflows que são gerados na acreção?

Como comentado anteriormente, os jatos provenientes de AGNs mais luminosos são observados a distâncias de até ~ 1 Mpc de seu centro. Isso os torna essenciais, já que é possível ver a interação do jato com o gás intra-aglomerado, por exemplo. Mais recentemente, um outro efeito vêm sendo atacado na literatura: os ventos provenientes do disco de acreção, também conhecidos como outflows. Acredita-se que estes ventos podem afetar a acreção do sistema ou até mesmo gerar o AGN feedback. Diferentemente do jato, outflows são muito mais difíceis de detectar.

Dessa forma, vários artigos desde os anos 90 (Blandford e Begelman, 1999; Begelman, 2012) obtiveram soluções analíticas em 1D que indicam a existência desses outflows mas que são incapazes de dizer algo sobre quantidade de massa ou energia perdida nestes discos. Portanto, as simulações globais em 3D são essenciais para melhor compreender esse efeito e, dado a possibilidade de acessar todas as variáveis do sistema, quantificá-lo.

A maneira padrão de contabilizar uma eventual perda de massa devida a acreção quente é dada por:

$$\dot{M}(r) = \dot{M}_{BH} \left(\frac{r}{r_0} \right)^s, \text{ com } r_0 < r < r_{out} \quad (1.47)$$

onde \dot{M}_{BH} é o fluxo de massa que cai em direção ao objeto compacto na ausência de outflows, s vai de 0 a 1 e r_{out} é o raio externo do disco (Blandford e Begelman, 1999). Portanto, obtendo a dependência radial da densidade e taxa de acreção podemos ter uma estimativa de quanta massa está sendo perdida.

Os valores típicos para s obtidos nas simulações variam de 0.4 até 0.8 (Yuan et al., 2012), sendo essa variação creditada aos diferentes valores de α utilizados nas simulações HD e do tipo e força de campo inicial para os trabalhos em MHD, além de se ter utilizado física newtoniana ou não (Sadowski et al., 2013; Yuan e Narayan, 2014). No entanto, ainda não está claro o efeito do movimento turbulento na contabilização dessa acreção pois, uma região que inicialmente parece estar saindo definitivamente do disco, pode ser reabsorvida futuramente (Yuan et al., 2015).

Em nosso trabalho, simulamos dois sistemas: o modelo de Bondi (seção 3) e um toro

de acreção com viscosidade, onde a condição inicial é baseada em Papaloizou e Pringle (1984). O primeiro sistema possui solução analítica e foi utilizado para teste e aprendizado do software PLUTO. No segundo sistema, tivemos como objetivo construir uma simulação de disco de acreção quente. Foi analisado e comparado com Stone et al. (1999) o mapa de densidade e taxa de acreção em função do tempo, onde observamos algumas discrepâncias.

Métodos

Neste capítulo discutiremos as equações da hidrodinâmica e descreveremos as técnicas numéricas que os softwares atuais usam. Apresentaremos o software PLUTO, um software de código aberto para simulações astrofísicas de dinâmica de fluidos e explicaremos os métodos desenvolvidos para a análise dos dados gerados pela simulação.

2.1 Equações básicas da Hidrodinâmica

Nesta seção descreveremos as equações da hidrodinâmica. É importante notar que no contexto desse trabalho, não levamos em consideração o efeito de campos magnéticos, apesar de serem os responsáveis por mediar a acreção por meio do MRI (vide seção 1.3.4). No entanto, introduzimos uma viscosidade hidrodinâmica através do tensor de stress viscoso, que será discutido na seção 2.4.

Iniciamos pela equação da continuidade, dada por:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.1)$$

onde ρ é a densidade e \mathbf{v} é o vetor velocidade e $d/dt \equiv \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla$. Esta equação representa a conservação da massa no sistema. De forma análoga, a chamada equação de Euler, que é o equivalente à segunda lei de Newton para os fluidos, é escrita da forma:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi + \nabla \cdot \mathbb{T} \quad (2.2)$$

onde P é a pressão térmica, Φ o potencial gravitacional e \mathbb{T} o tensor de stress. A adição do termo $\nabla \cdot \mathbb{T}$ se faz necessária para a inclusão de viscosidade no sistema.

Por fim, temos a equação da conservação de energia:

$$\rho \frac{d(e/\rho)}{dt} = -P \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbb{T}^2 / \mu \quad (2.3)$$

onde e é a densidade de energia interna e μ é o função de dissipação viscosa.

Para fins numéricos, utilizamos a chamada *versão conservativa* das equações, que são apresentadas na forma matricial na equação:

$$\partial_t \begin{pmatrix} \rho \\ \mathbf{m} \\ E + \rho\Phi \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho\mathbf{v} \\ \mathbf{m}\mathbf{v} + P\mathbf{1} \\ (E + P + \rho\Phi)\mathbf{v} \end{pmatrix}^T = \begin{pmatrix} 0 \\ -\rho\nabla\Phi + \rho\mathbf{g} \\ \mathbf{m}\cdot\mathbf{g} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

onde $\mathbf{m} = \rho\mathbf{v}$ é a densidade de momento, E a energia total e a equação de estado fecha as dependências com $\rho e = \rho e(P, \rho)$. Esta forma é mais apropriada para tratar choques ou descontinuidades (seção 3.3 de Toro 2013 e Hou e LeFloch 1994).

2.2 Métodos numéricos de resolução de EDPs

O software que utilizamos nas simulações, o PLUTO, resolve equações diferenciais parciais utilizando a técnica de volume finito, que considera valores médios dentro de um grid, resolvendo as equações na forma integral. Nesta seção discutiremos sobre esta formulação e porque ela é necessária.

Equações diferenciais parciais são chamadas de hiperbólicas quando a matriz jacobiana pode ser diagonalizada e os autovalores resultantes são todos reais. Apenas estas equações podem ter uma propriedade chamada de *bem-posta* (well-posed em inglês). Diz-se que a equação é bem-posta quando obedece as condições:

- Existe uma solução
- Ela é única
- A solução depende continuamente da solução inicial

As equações da hidrodinâmica são hiperbólicas e bem-postas, garantindo que a solução numérica não divergirá (Toro, 2013).

Para desenvolver a técnica de volume finito, partimos da equação em forma conservativa 2.4:

$$\partial_t U + \partial_x F(U) = 0 \quad (2.5)$$

onde U e F são definidos da forma:

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \mathbf{m} \\ E + \rho\Phi \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

$$F = \begin{pmatrix} \rho\mathbf{v} \\ \mathbf{m}\mathbf{v} + P\mathbf{l} \\ (E + P + \rho\Phi)\mathbf{v} \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

com $E = \rho v/2 + \rho\varepsilon$. Precisamos agora definir um grid para discretizar o sistema e podermos fazer as devidas integrações. O grid é definido na figura 2.1. Integrando a equação 2.5 no

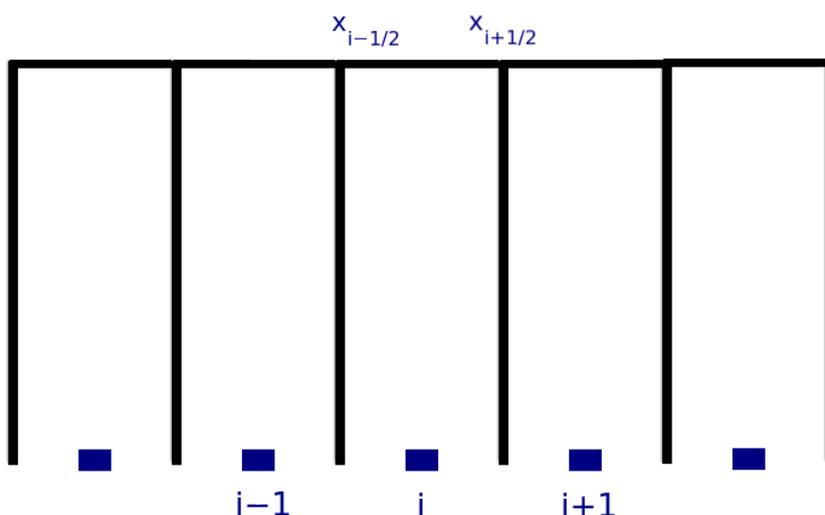


Figura 2.1: Gráfico mostrando a definição do grid em 1D, onde o valor em cada grid é a média da região entre $x_{i-1/2}$ e $x_{i+1/2}$. No gráfico, mostramos $x_{i\pm 1/2}$ que serão os limites de integração para o esquema de Godunov.

espaço obtemos:

$$\partial_t \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dx U(x, t) = F[U(x_{i-1/2}, t)] - F[U(x_{i+1/2}, t)] \quad (2.8)$$

agora integramos de t^n a t^{n+1} :

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} U(x, t^n) dx = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} U(x, t^{n+1}) dx + \int_{t^n}^{t^{n+1}} F[U(x_{i-1/2}, t)] dt - \int_{t^n}^{t^{n+1}} F[U(x_{i+1/2}, t)] dt \quad (2.9)$$

onde podemos reescrever a equação como:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{i-1/2} - F_{i+1/2}) \quad (2.10)$$

onde

$$U_i^n \equiv \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} U(x, t^n) dx \quad (2.11)$$

$$F_{i\pm 1/2} \equiv \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} F[U(x_{i\pm 1/2}, t)] dt \quad (2.12)$$

Este é o chamado o método de Godunov (Godunov 1959 e cap 6 de Toro 2013).

2.3 PLUTO

O programa PLUTO¹ (Mignone et al., 2007, 2011), é um programa de código aberto distribuído gratuitamente pela licença pública geral da GNU e é projetado para resolver numericamente as equações diferenciais parciais (EDP) da hidrodinâmica (seção 2.1) de maneira amigável. O software possui quatro modos de operação: Hidrodinâmica (HD), Magneto-hidrodinâmica (MHD), Hidrodinâmica Relativística (RHD) e Magneto-hidrodinâmica Relativística (RMHD). Neste trabalho, utilizaremos apenas o modo HD.

Na figura 2.2 apresentamos alguns exemplos de simulações que são possíveis de se obter no programa. Ambas as simulações apresentadas nesta figura são oferecidas junto com o programa na forma de problemas teste. Esses problemas possuem documentação e são pré configurados prontos para uso.

O PLUTO também é construído para operar em modo Message Passing Interface (MPI) onde utiliza-se processamento em paralelo. Isso é feito de tal forma que a velocidade e tempo de processamento escala com o número de processadores, e ambos os gráficos são apresentados na figura 2.3.

E, acima de tudo, o programa é amigável. O programa suporta diversos tipos de saídas, desde ASCII até arquivos binários *.hdf5*² ou *.vtk*. Juntamente com o código, é disponibilizado o módulo em python pyPLUTO, que serve como uma interface para a leitura dos dados da simulação. Para maiores informações veja a seção 2.5.1. O programa é constantemente atualizado.

¹ Download em <http://plutocode.ph.unito.it/>

² www.hdfgroup.org

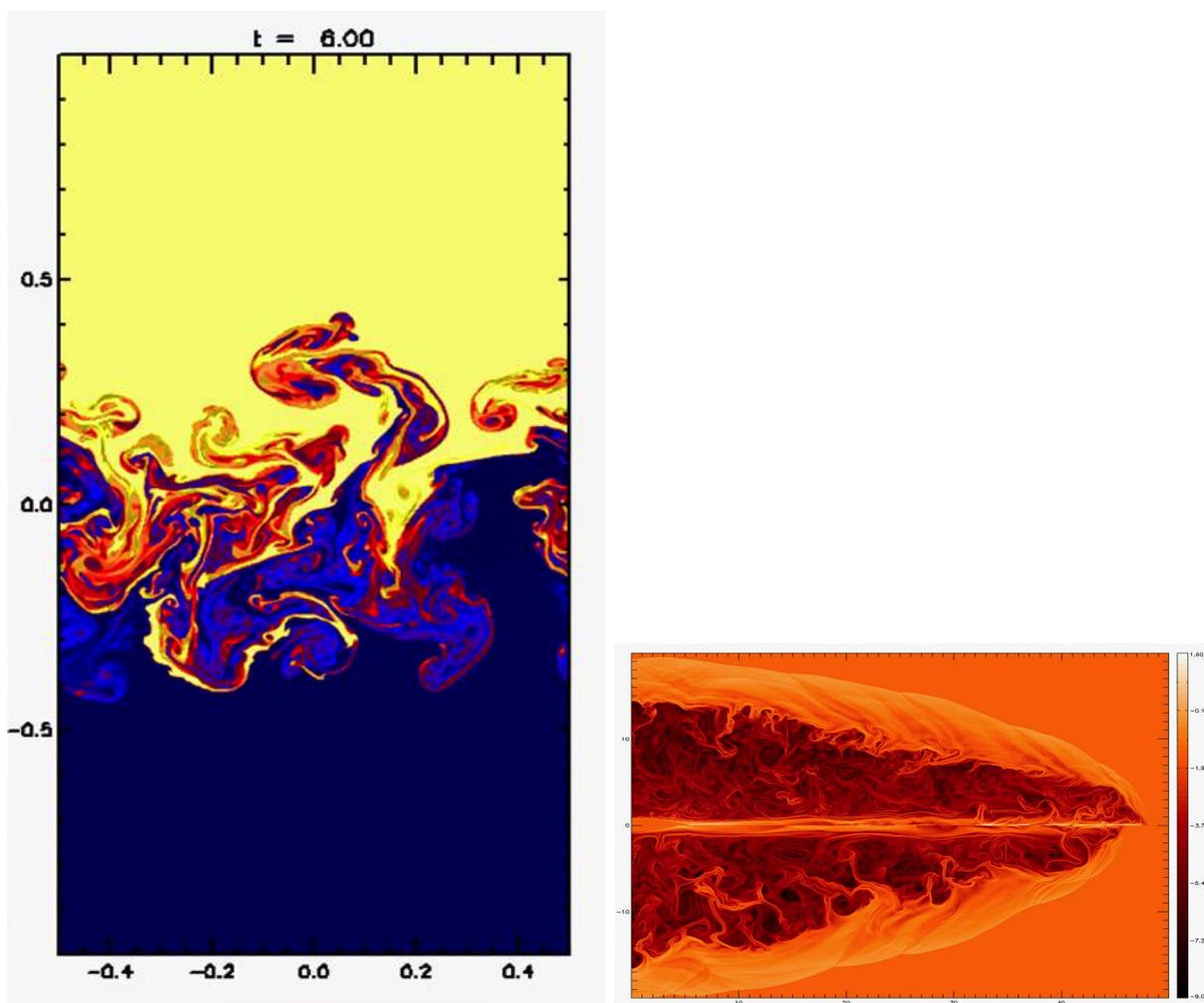


Figura 2.2: Imagens resultado de simulações numéricas com o PLUTO. Na primeira figura temos a instabilidade Rayleigh-Taylor e na segunda um jato magnetizado em um meio menos denso. (Ambas imagens obtidas em <http://plutocode.ph.unito.it/Gallery.html>)

2.4 Viscosidade e acreção

Neste trabalho somente utilizamos o módulo HD do código PLUTO. Balbus e Hawley (1991) mostraram que o processo chamado de Instabilidade Magnetorrotacional (Magnetorotational Instability ou MRI em inglês) é o responsável pela remoção momento angular do escoamento e consequente acreção. Para mimetizar o MRI sem a necessidade da utilização de campos magnéticos utilizamos a prescrição alfa, que foi introduzida no capítulo 1. Nesta seção, demonstramos como se define o tensor de stress, que é aplicado na equação 2.1.

O tensor de stress da matéria é escrito na forma de (Landau, 1959):

$$\partial_t(\rho v_i) = \partial_k \mathbb{T}_{ik} \quad (2.13)$$

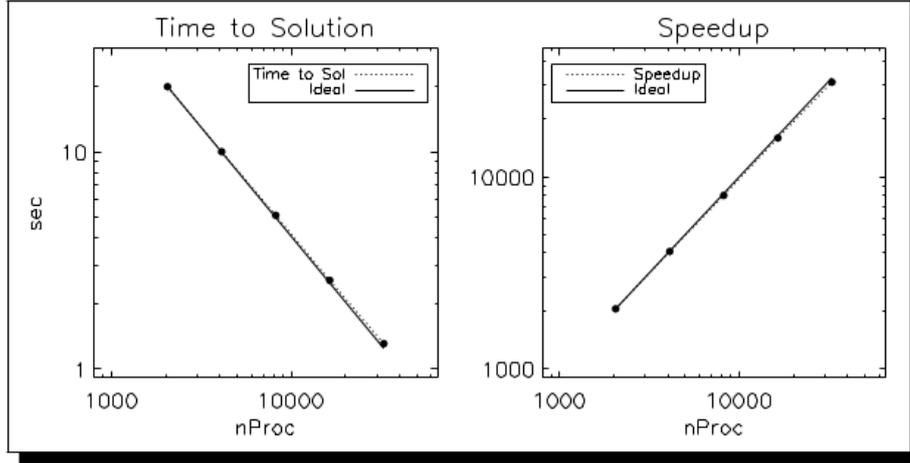


Figura 2.3: Tempo e velocidade de processamento em escala com o número de processadores. Em ambos os gráficos podemos ver que os valores obtidos são próximos, em comparação com o ideal. Gráfico retirado de Mignone et al. (2007)

onde $\partial_k \equiv \partial/\partial x_k$ e \mathbb{T} é o chamado *tensor densidade de fluxo de momento*. A equação 2.13 representa a transferência de momento unicamente devido às colisões entre as partículas dos fluidos e é reversível. A viscosidade, que é a fricção interna do fluido, causa uma transferência de momento irreversível e é exatamente nela que estamos interessados. Para adicionarmos este termo à equação, a escrevemos da forma:

$$\mathbb{T}_{ik} = P\delta_{ik} + \rho v_i v_k - \sigma_{ik} = -\sigma'_{ik} + \rho v_i v_k \quad (2.14)$$

onde definimos:

$$\sigma'_{ik} = -p\delta_{ik} + \sigma_{ik} \quad (2.15)$$

onde σ'_{ik} é chamado de tensor de stress de matéria, e σ_{ik} tensor de stress viscoso. Devemos agora construir o tensor σ_{ik} , e os argumentos para sua construção são:

- Como esperamos que a viscosidade apenas ocorra quando há movimento relativo entre as partículas, esperamos que o tensor dependa das derivadas espaciais da velocidade.
- Em uma primeira aproximação, se os gradientes forem pequenos, esperamos que o tensor seja uma combinação linear das primeiras derivadas da velocidade.
- se $v = cte$, esperamos que não haja viscosidade. Dessa forma, não poderão haver termos que sejam independentes de $\partial_i v_k$ para que σ' se anule.

Assim, o tensor mais geral que obedece essas condições é apresentado na equação 2.16.

$$\sigma_{ik} \equiv \nu_1(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3}\delta_{ik}\partial_l v_l) + \nu_2\delta_{ik}\partial_l v_l \quad (2.16)$$

onde v_i é a velocidade da i -ésima coordenada e ν_1 e ν_2 são os chamados coeficientes dinâmicos da viscosidade *shear* (*cisalhamento*) e *bulk*, respectivamente.

Para um fluido incompressível, temos $\nu_2 = 0$ e ficamos com somente:

$$\sigma_{ik} = \nu_1(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3}\delta_{ik}\partial_l v_l) \quad (2.17)$$

Como utilizamos simetria na coordenada polar ϕ em nossa simulação, podemos reduzir 2.17 para apenas três termos:

$$\sigma_{\phi r} = \nu_1 \left(\partial_r v_\phi + \frac{1}{\sin \theta} \partial_\phi v_r - \frac{v_\phi}{r} \right) \quad (2.18)$$

$$\sigma_{\theta \phi} = \nu_1 \left(\frac{1}{\sin \theta} \partial_\phi v_\theta + \frac{1}{r} \partial_\phi v_\theta - \frac{v_\phi \cot \theta}{r} \right) \quad (2.19)$$

$$\sigma_{rr} = \frac{4}{3} \nu_1 \partial_r v_r \quad (2.20)$$

Stone et al. (1999) faz uma modificação neste modelo em sua simulação que será descrito no capítulo 4.

2.5 Visualização

Utilizamos a ferramenta *pyPLUTO* para análise dos dados numéricos gerados pela simulação, escrita em python. O aluno em conjunto com o orientador produziu um pacote chamado *pluto-tools* que contém todos os códigos necessários para a produção dos gráficos dos capítulos 3 e 4.

2.5.1 *pyPLUTO*

O *pyPLUTO* é um módulo para a leitura, processamento e escrita dos dados que são obtidos da simulação. Feito por Bhargav Vaidya (Universidade de Torino, Itália) com contribuições de A. Strugarek (Dept. de Física, Universidade de Montreal) e D. Stepanovs (Instituto Max Planck, Heidelberg), é um código totalmente escrito em python e é utilizado para leitura dos dados no *pluto-tools*.

O *pyPLUTO* possui algumas implementações interessantes, como por exemplo a classe *pload*, que é utilizada para carregar os dados simulados na memória, ou a classe *Image*, que é a responsável pela organização e conversão dos dados para o plot.

2.5.2 *pluto-tools*

O *pluto-tools* é o código produzido pelo aluno durante o mestrado. Ele tem a função de organizar e armazenar os códigos necessários para a produção dos gráficos apresentados nessa tese.

Dentro desse módulo, disponibilizamos também uma classe, de nome *Pluto*, que carrega na memória, com o auxílio do pyPLUTO, os dados para fácil utilização. O código é disponibilizado via git, e pode ser baixado no link bitbucket.org/nemmen/pluto-tools.git. Neste mesmo link é possível obter um *jupyter-notebook*, com todas as informações necessárias para a reprodução deste trabalho.

Acreção Esfericamente Simétrica: O modelo de Bondi

Neste capítulo apresentamos o modelo mais simples de acreção esfericamente simétrica a um objeto compacto, conhecido por modelo de Bondi (Bondi e Hoyle, 1944; Bondi, 1952; Frank et al., 2002). Apesar da solução analítica ser conhecida há 60 anos, somente há 20 foi publicado a primeira simulação hidrodinâmica 3D deste problema por Ruffert (1994). Neste capítulo, descreveremos analiticamente o modelo de Bondi e apresentaremos o setup e os resultados da simulação realizada, comparando com o modelo analítico e com Ruffert (1994).

3.1 O modelo de Bondi

O problema de acreção esférica foi resolvido por Bondi em Bondi e Hoyle (1944) no contexto de astrofísica estelar. O problema é definido por um sistema esfericamente simétrico, uma massa compacta ao centro e um gás, onde desprezamos sua autogravidade. O sistema é resolvido de forma estacionária. Até hoje esse problema é relevante na literatura (Allen et al., 2006; Nemmen e Tchekhovskoy, 2015) e vem sendo utilizado em aplicações observacionais, como modelagem de acreção (Baganoff et al., 2003; Russell et al., 2013).

3.2 Solução analítica

Partimos das equações 2.1 e 2.2 e, desprezando as coordenadas angulares e as derivadas temporais, obtemos as equações 3.1 e 3.2, respectivamente.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0 \quad (3.1)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (3.2)$$

As condições de contorno para o gás a grandes distâncias do objeto compacto é dado por: a velocidade do gás $\lim_{r \rightarrow \infty} v = 0$; a densidade $\lim_{r \rightarrow \infty} \rho = \rho_\infty$ e a velocidade do som do fluido $\lim_{r \rightarrow \infty} c_s = c_{s\infty}$. Integrando ambas as equações 3.1 e 3.2 em função do raio r podemos escrever:

$$r^2 \rho(-v) = cte \quad \Rightarrow \quad 4\pi r^2 \rho(-v) = cte \quad (3.3)$$

Resta agora obter esta constante. Faremos isso identificando o vetor de fluxo de massa $\rho \mathbf{v}$. Integrando este vetor em uma superfície S obtemos a taxa de acreção:

$$\dot{M} = \int_S (\rho \mathbf{v}) \cdot d\mathbf{A} \quad (3.4)$$

onde \dot{M} é a taxa de acreção. Se consideramos uma casca esférica de raio r , que $\rho \mathbf{v}$ não depende do raio e que $\mathbf{v} = v_r \hat{\mathbf{r}}$:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v_r \quad (3.5)$$

onde consideramos v_r negativo.

Seguindo com a dedução do modelo, ao notar que $\frac{dr}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{dP}{\rho}$, temos:

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dP}{\rho} - \frac{GM}{r} = 0 \quad (3.6)$$

Para fechar o sistema de equações, necessitamos introduzir uma equação de estado. Supomos que o gás obedece uma equação politrópica:

$$P = K \rho^\gamma \quad (3.7)$$

onde K é uma constante e $1 < \gamma < 5/3$. Podemos então substituir P da equação de estado em 3.6 e obter:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma P}{(\gamma - 1)\rho} - \frac{GM}{r} = cte \quad (3.8)$$

onde substituímos $K \gamma \rho^{\gamma-1} = \gamma P / \rho$.

Dado que

$$c_s^2 \equiv \frac{\partial P}{\partial \rho} = \gamma K \rho^{\gamma-1} = \gamma \frac{P}{\rho} \quad (3.9)$$

e que quando $\lim_{r \rightarrow \infty} v^2 = 0$ podemos escrever:

$$\frac{K \gamma}{\gamma - 1} \rho_\infty^{\gamma-1} = \frac{c_\infty}{\gamma - 1} = cte \quad (3.10)$$

Tabela 3.1 - Dependências radiais da solução analítica do modelo.

γ	ρ	v	c_s
5/3	$r^{-3/2}$	$r^{-1/2}$	$r^{-1/2}$
1.2	$r^{-3/2}$	$r^{-1/2}$	$r^{-0.1}$

Com alguma álgebra, podemos então escrever as dependências das variáveis que desejamos em função de r , supondo queda livre ($v^2 \sim 2GM/r = v_{gl}$) As soluções analíticas aproximadas são apresentadas na tabela 3.1.

Por fim, como ultimo parâmetro importante da simulação, descreveremos o *raio de Bondi*. Este raio delimita a região em que a influência da gravidade do objeto central deixa de ser importante, ou seja, que a energia potencial gravitacional se iguala à energia interna. Para obtermos o raio da região, basta igualarmos a velocidade de escape, dada por $\sqrt{2GM/r}$, com a velocidade de propagação de informação, dada por $c_s^2 = \partial P / \partial \rho$:

$$c_s = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (3.11)$$

ou seja,

$$R_B = \frac{2GM}{c_s^2} \quad (3.12)$$

onde c_s é a velocidade do som no meio e R_B é o raio de Bondi. É importante conhecer este limite pois definimos as distâncias em função desse parâmetro.

3.3 Solução numérica do modelo analítico

Partindo da equação 3.2 e usando a relação:

$$\frac{dP}{dr} = \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{dr} = c_s^2 \frac{d\rho}{dr} \quad (3.13)$$

podemos obter a seguinte:

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{c_s^2}{v^2} \right) \frac{d}{dr} (v^2) = -\frac{GM}{r^2} \left[1 - \left(\frac{2c_s^2 r}{GM} \right) \right] \quad (3.14)$$

que é integrável numericamente. Essa equação diferencial possui uma série de soluções possíveis, que dependem da relação entre c_s e v . As curvas da solução numérica são apresentadas na figura 3.1. Do gráfico é possível notar 6 famílias de soluções para este problema:

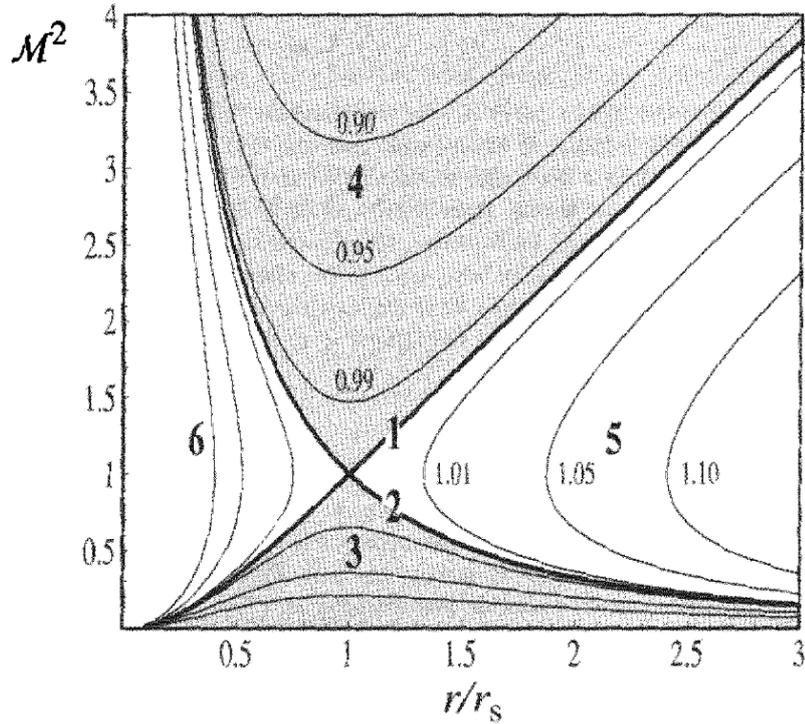


Figura 3.1: Família de soluções do modelo de Bondi. Como indicado no gráfico, há 6 famílias de soluções, que são explicadas em mais detalhe no texto, e r_s , chamado de raio sônico, é onde a velocidade do fluido é igual à sua velocidade do som. A equação foi resolvida utilizando $GM = c_s = 1$. Imagem retirada de Frank et al. (2002).

- 1: $v^2(r_s) = c_s^2(r_s)$, mas com $v^2 \rightarrow 0$ quando $r \rightarrow \infty$.
- 2: $v^2(r_s) = c_s^2(r_s)$, mas com $v^2 \rightarrow \infty$ quando $r \rightarrow \infty$.
- 3: $v^2(r_s) < c_s^2(r_s)$ todo o tempo, com $\frac{d}{dr}(v^2) = 0$.
- 4: $v^2(r_s) < c_s^2(r_s)$ todo o tempo, com $\frac{d}{dr}(v^2) = 0$.
- 5: $\frac{d}{dr}(v^2) = \infty$ em $v^2 = c_s^2(r_s)$, sempre com $r > r_s$.
- 6: $\frac{d}{dr}(v^2) = \infty$ em $v^2 = c_s^2(r_s)$, sempre com $r < r_s$.

É importante notar que v representa a velocidade do fluido e não a velocidade de uma partícula se movendo neste fluido. Portanto, quando temos $v^2 > c_s^2$, não há propagação de informação hidrodinâmica na direção oposta ao movimento do fluido.

3.4 Setup da simulação hidrodinâmica

Nosso propósito agora é obter a solução numérica do modelo de Bondi através de uma simulação hidrodinâmica usando o código Pluto. Descreveremos nesta seção as condições de contorno e iniciais de nosso problema, assim como as unidades utilizadas.

Condições de contorno: Dois possíveis tipos de condições de contorno nos limites da simulação são de *outflow* e periódicas. A condição periódica produz uma borda que repete os valores das variáveis relevantes periodicamente, a exemplo das coordenadas ϕ e θ , onde foi utilizada. A condição de *outflow* tem como propriedade forçar que os gradientes se anulem. Isso faz com que todo gás que atravesse essa borda seja desconsiderado na simulação a partir dali. Utilizamos este último tipo nas bordas da coordenada r .

Condições Iniciais: Tendo em vista as condições de contorno aplicadas, desejamos que no infinito $v \sim 0$ e $\rho \sim cte$. Portanto, é razoável iniciar a simulação com um fluido parado com densidade constante. Como também temos a liberdade para decidir os valores das constantes relacionadas à gravidade G e M , escolhemos valores tais que $GM = R_B = 1$. Assim temos como condição inicial do sistema um fluido em repouso com $v_0 = 0$, $\rho_0 = 1$ e $c_s(\infty) = 1$. Para evitar que sinais espúrios provenientes da borda externa da caixa computacional afetem a região de interesse, a nossa grade se estende até raios grandes ($\sim 100R_B$).

3.5 Resultados da simulação hidrodinâmica

Em nosso trabalho, realizamos quatro simulações inspiradas no artigo Ruffert (1994), seguindo a mesma nomenclatura do artigo, dividindo os modelos simulados na categoria B1 e G3. Os modelos diferem nas configurações da condição inicial, tempo de simulação tamanho da grade e raio interno, apresentados na tabela 3.2. Como comentado na seção anterior, utilizamos como valor para o raio externo da simulação $R_{ext} = 100R_B$ e, devido a isso, a dinâmica de parte da simulação não é fortemente influenciada pelo potencial gravitacional, ou seja, para $r \gg R_B$, esperamos obter $\rho \sim c_s \sim 1$ e $v_r \sim 0$.

Durante a análise dos dados, constatamos que não há diferenças significativas nas coordenadas angulares entre os modelos 2D e 3D, como era esperado para um sistema esféricamente simétrico. Como não é possível diferenciá-las nos gráficos que apresentaremos, serão utilizados apenas os dados provenientes das simulações 2D.

Tabela 3.2 - Modelos baseados em Ruffert (1994) que foram simulados neste trabalho. Os modelos escolhidos possuem quatro diferenças: o valor da constante politrópica γ , a resolução da grade de simulação, o tempo final da simulação (medida em unidade de R_B/c_s) e o valor da borda interna da simulação r_{in} . Os valores apresentados na coluna *Grade* são a quantidade de elementos de resolução em cada direção.

Modelo	γ	Grade (r x θ x ϕ)	t final	R_{in}
B1	5/3	400x64	1.53	0.01
B1 3D	5/3	150x32x32	1.53	0.01
G3	4/3	400x64	6.70	0.1
G3 3D	4/3	150x32x32	6.70	0.1

3.5.1 B1

Apresentamos nas figuras 3.2 diferentes snapshots mostrando os campos de densidade e de velocidades em diferentes instantes para o modelo B1. Podemos verificar alguns fatos

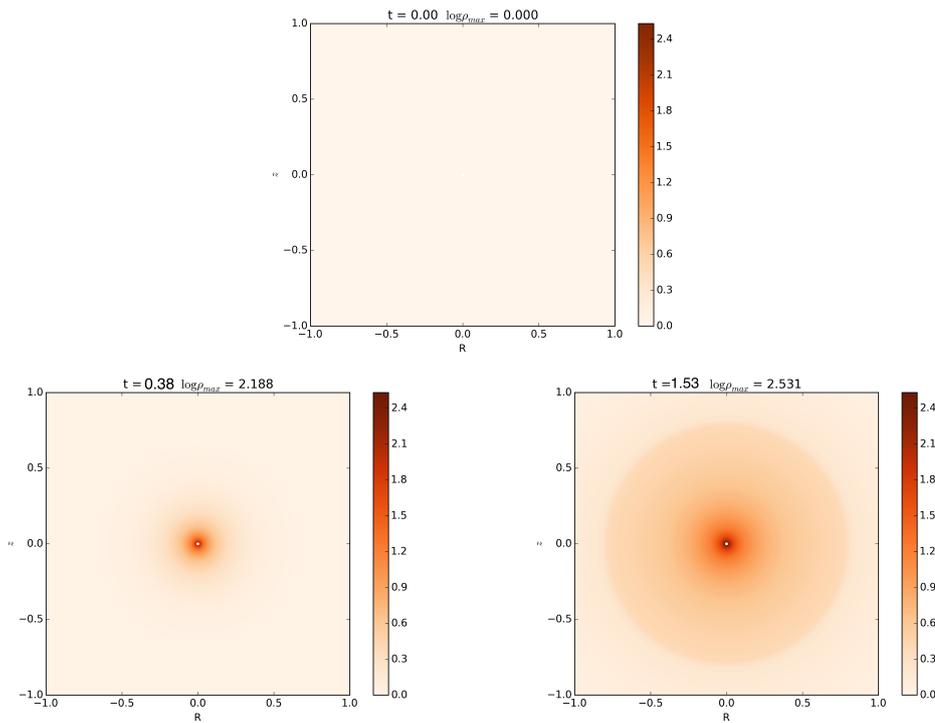


Figura 3.2: Snapshots retiradas da simulação B1 para t igual a 0, 0.38 e 1.53, respectivamente, realizada com o programa PLUTO, graficadas usando o pluto-tools. O instante de cada snapshot está em sua respectiva legenda contabilizando, respectivamente, 0%, 25% e 100% da duração da simulação. Outro ponto importante é de que, como nossa simulação se inicia com o fluido parado, há um transiente que não obedecerá as dependências derivadas na seção anterior.

com relação aos três gráficos. Primeiro, com uma breve inspeção visual é possível ver que não há nenhuma variação significativa na simetria esférica tanto na densidade quanto na velocidade. Os gráficos 3.3 e 3.4, que contém o perfil radial da densidade, velocidade do

som e do fluido assim como a taxa de acreção, confirmarão numericamente esta afirmação.

Apresentaremos na figura 3.3 os perfis de densidade, número de Mach, taxa de acreção e velocidade do som do fluido em função do raio. Foram utilizados todos os dados disponíveis na simulação, sobrepondo os pontos no gráfico. Apesar disso não observamos nenhuma variação significativa na simetria radial, que se mostra pela ausência de oscilações ou defasagens na linha vermelha. É necessário comentar que, como retiramos os dados de

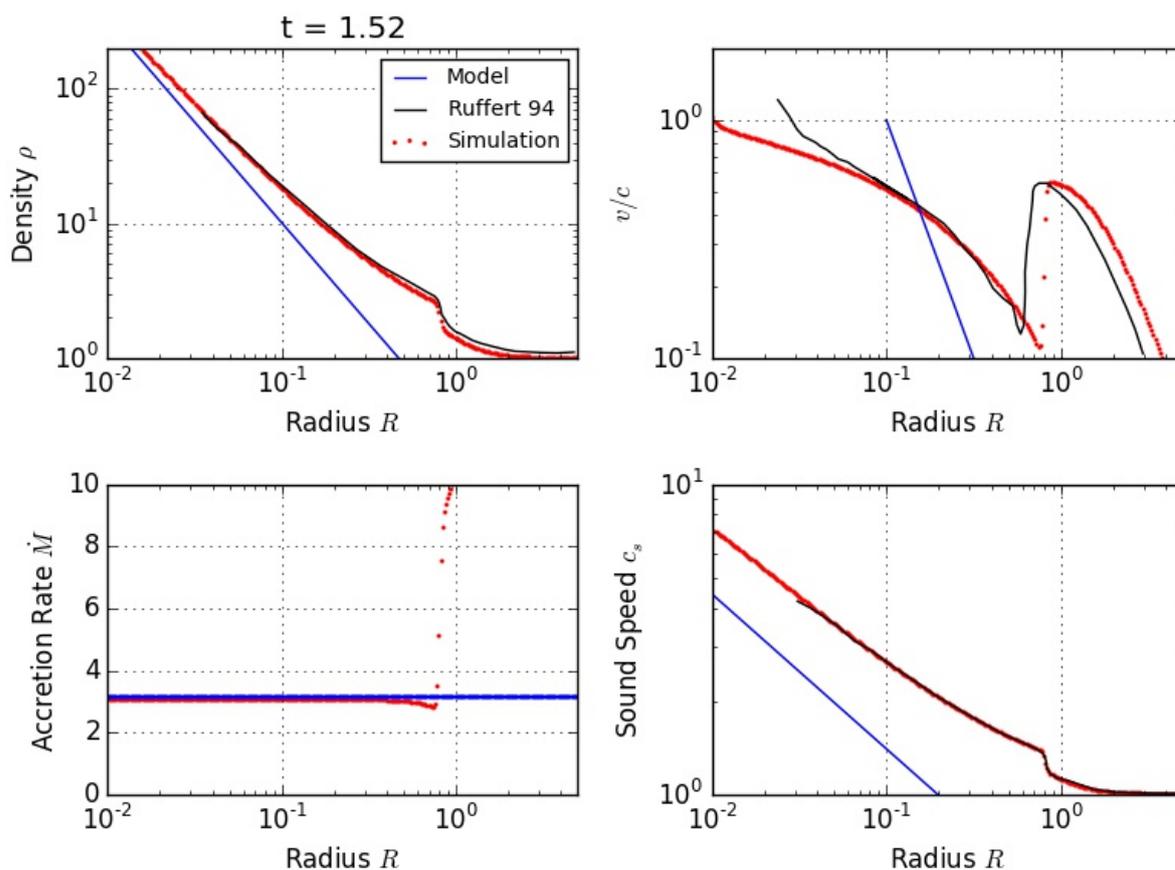


Figura 3.3: Plots da densidade, número de Mach (v/c_s), \dot{M} e c_s em função do raio para a simulação B1. Comparamos nosso resultado com os dados apresentados por Ruffert (1994) (retirados diretamente do artigo) e também com o modelo analítico.

Ruffert (1994) diretamente do artigo original, não foi possível obtê-los na região mais interna, pois estes não foram disponibilizados. Isso no entanto não compromete nossa análise.

Iniciaremos descrevendo o painel da densidade do gráfico 3.3. Podemos observar que o ambas as simulações, apesar da discrepância nos raios maiores, se assemelham em raios menores. A dependência radial da densidade presente em nossa simulação se aproxima do modelo analítico para os raios mais internos. Para os raios externos, a diferença, mais

evidente no modelo G3, se deve a erros numéricos (vide seção 3.5.2).

No caso do segundo painel, para o número de Mach, podemos ver mais claramente o efeito do transiente. Em um raio $r \sim 0.8$ podemos ver uma descontinuidade, efeito da propagação de uma onda de som no fluido. Essa onda transmite a informação da presença da massa pontual e espera-se que o gás a grandes raios represente a condição inicial, o que é de fato observado.

Em seguida, graficamos a taxa de acreção em função do tempo. O artigo apenas possui o valor da taxa de acreção para a borda interna e para a última snapshot e portanto os valores no gráfico correspondem somente ao modelo analítico e ao nosso resultado. Calculamos a taxa de acreção da forma da equação 3.1. O nosso resultado e o apresentado pelo artigo são compatíveis com o modelo analítico ($\dot{M} \sim \pi$).

Finalmente, apresentamos no quarto painel a velocidade do som em função do raio. Vemos a compatibilidade dos resultados das duas simulações e da inclinação de ambas com o modelo analítico. Novamente vemos que, para raios grandes, $c_s(\infty) \sim c_{s0}(\infty) \sim 1$.

3.5.2 G3

Os resultados do modelo G3 por Ruffert (1994) e nossa simulação são semelhantes. Em geral, o comportamento das dependências radiais é o mesmo do observado em B1, onde temos a tendência de não obedecer-las para raios mais externos, principalmente após a passagem da onda de som.

Como já comentado na seção 2.2, o método utilizado em nossa simulação para resolução de equações produz menos erros e é conservativo. Em Hou e LeFloch (1994) os autores mostram que utilizar um método diferencial (e conseqüentemente não conservativo) para resolver uma equação hiperbólica gera um resultado que aparenta ser razoável porém não é correto. Isso se deve ao fato de ocorrer maior dissipação numérica, gerando instabilidades na solução. Conseqüentemente, quanto mais tempo, em unidades de código, a simulação for evoluída, maior será a discrepância entre a solução obtida pelos métodos. Para maiores informações vide LeFloch (2002) ou Hou e LeFloch (1994). Ao analisar as discrepâncias entre os resultados, vemos que a onda de som, em nossa simulação, se propagou para raios maiores, o que concorda com a hipótese que há dissipação no caso de Ruffert (1994). Também, como a simulação G3 rodou por mais tempo, em unidades de código, a discrepância das simulações tende a ser maior.

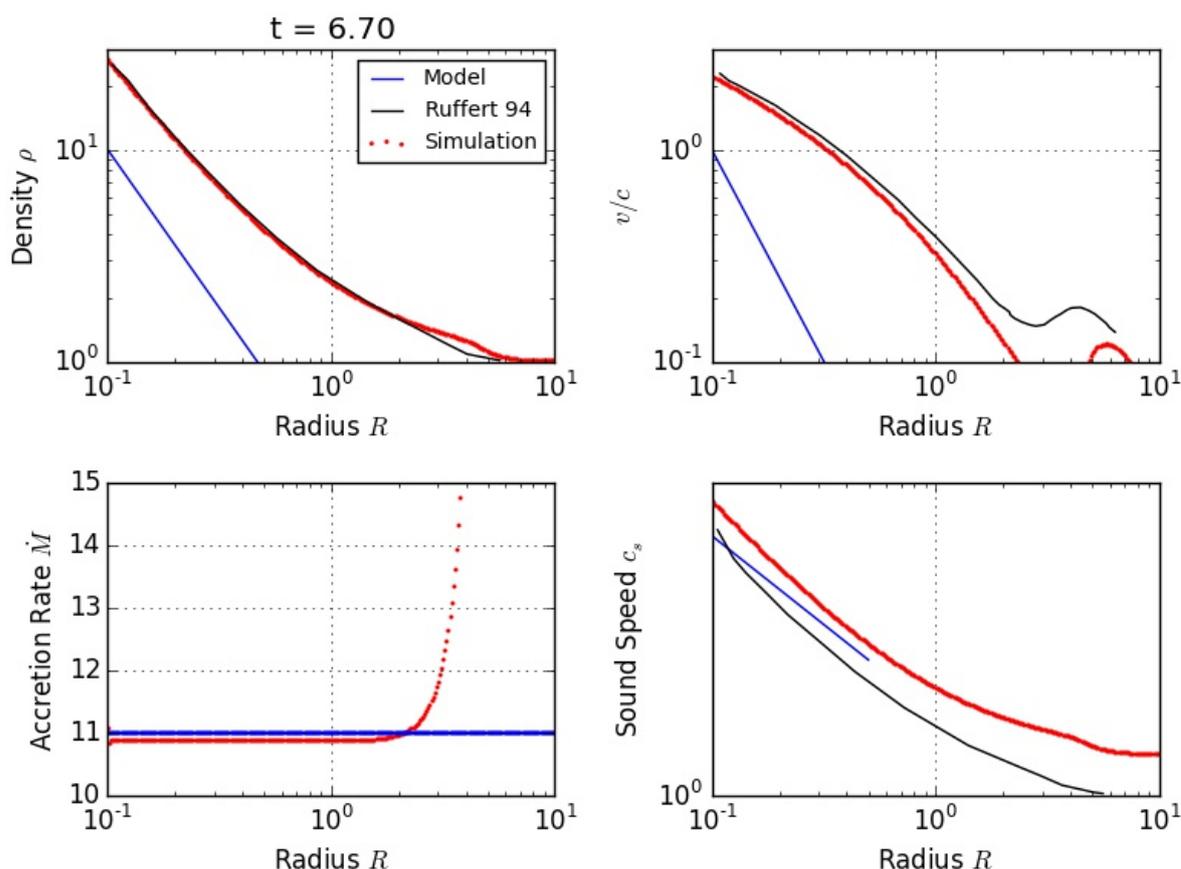


Figura 3.4: Plots da densidade, número de Mach (v/c_s), \dot{M} e c_s em função do raio para a simulação G3. Comparamos os valores obtidos na simulação com o obtido por Ruffert (1994) e também com o modelo analítico.

3.6 Considerações finais

Apresentamos neste capítulo duas simulações, ambas inspiradas pelo trabalho de (Ruffert, 1994), e comparamos os resultados obtidos com o modelo analítico do problema de Bondi e com os apresentados por Ruffert. Tivemos como objetivo utilizar esse sistema físico para testar o software PLUTO e, dado que possuíamos uma solução analítica, conseguir compreender os diversos aspectos inerentes à simulação.

Apesar dos resultados de nossas simulações serem semelhantes, as diferenças são fruto, como comentado na seção 3.5, da diferença dos métodos numéricos utilizados. Ruffert 1994 utiliza o método de diferenças finitas que, por ser não conservativo, gera dissipações numéricas que implicam em soluções imprecisas (Hou e LeFloch, 1994). É importante comentar que a presença e origem da onda de choque subsônica que foi observada no estágios iniciais de ambas simulações B1 e G3 ainda deve ser melhor compreendida.

ADAF

Temos como objetivo simular a evolução temporal de um disco quente de acreção, também conhecido como *Advection Dominated Accretion Flow* (ADAF), cujo modelo teórico foi descrito na seção 1.4. As condições iniciais de nossa simulação são descritas pelas equações desenvolvidas por Papaloizou e Pringle (1984) que descrevem um toro em equilíbrio dinâmico, que é frequentemente encontrado na literatura (e.g. Hawley 2000; Igumenshchev e Abramowicz 1999; Yuan et al. 2012 para citar alguns exemplos em HD). Realizamos simulações simplificadas – puramente hidrodinâmicas – de um ADAF onde as condições iniciais foram inspiradas no trabalho de Stone et al. (1999), usando o código PLUTO.

4.1 O toro estacionário de Papaloizou & Pringle

Desenvolveremos nesta seção o modelo de Papaloizou e Pringle (1984). O modelo desenvolvido deu insight sobre a instabilidade em discos de acreção quentes, e é utilizado até hoje como condição inicial em simulações numéricas de acreção (e.g. Stone et al. 1999; Yuan et al. 2012; Yuan e Narayan 2014; Sadowski et al. 2013). O modelo de Papaloizou e Pringle (1984) é definido como um gás em equilíbrio hidrodinâmico, com movimento orbital e constante na coordenada angular ϕ .

Iniciamos definindo matematicamente as propriedades do modelo, que são:

$$v_R = 0, \quad v_\phi = R\Omega, \quad v_z = 0 \quad (4.1)$$

onde Ω é a velocidade angular, R e z são as coordenadas cilíndricas. As equações hidrodinâmicas relevantes para o problema (Landau, 1959) são:

$$\frac{1}{\rho} \partial_R P = -\partial_R \Phi + \Omega^2 \quad (4.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \partial_z P = -\partial_z \Phi \quad (4.3)$$

onde P é a a pressão e Φ o potencial gravitacional. Aqui consideraremos que a massa total do toro (M_t) é muito menor do que a massa central (M). Essa aproximação é necessária para podemos considerar que o fluido sofre apenas forças centrífugas, e não de auto gravidade. Dessa forma, podemos escrever vetorialmente as equações 4.2 e 4.3, resultando em:

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \Phi + \Omega^2 \mathbf{R} = \mathbf{g}_{\text{eff}} \quad (4.4)$$

onde \mathbf{g}_{eff} é definido na figura 4.1. Desconsiderada a autogravidade do gás, o potencial

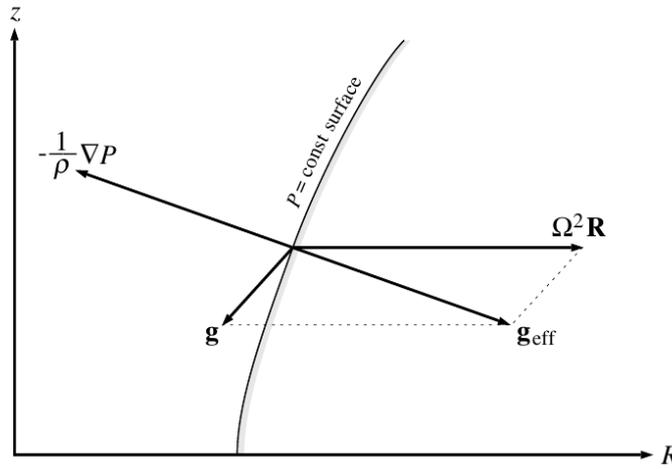


Figura 4.1: Desenho das forças atuantes numa superfície de P constante no toro. \mathbf{g}_{eff} é a força resultante entre a gravidade e a força centrífuga, e deve se igualar à pressão para a estabilidade do toro. Figura retirada de Frank et al. (2002)

gravitacional Φ é descrito somente por $-GM/r$. No entanto, devemos ter que $\partial_z \Omega = 0$ (Tassoul, 1978) para que possamos escrever:

$$\partial_r \Phi_{\text{rot}} = -\Omega^2 r \quad (4.5)$$

onde r é a coordenada esférica. Combinando os três potenciais, podemos escrever:

$$\nabla \left(\Phi_{\text{rot}} + \Phi + (n+1)A \frac{P}{\rho} \right) = 0 \quad (4.6)$$

onde utilizamos que $P = A\rho^{1+1/n}$, a relação politrópica. Finalmente, integrando obtemos o resultado final, dado por:

$$(n+1)A \frac{P}{\rho} + \frac{GM}{r} + \Phi_{\text{rot}} = B = \text{cte} \quad (4.7)$$

onde deixamos o potencial a se definir. Esse resultado nos permite definir um toro dinamicamente estável que servirá de condição inicial para nosso problema. Na figura 4.2, plotamos uma variedade de soluções da equação 4.7. A solução apresentada em 4.2 será

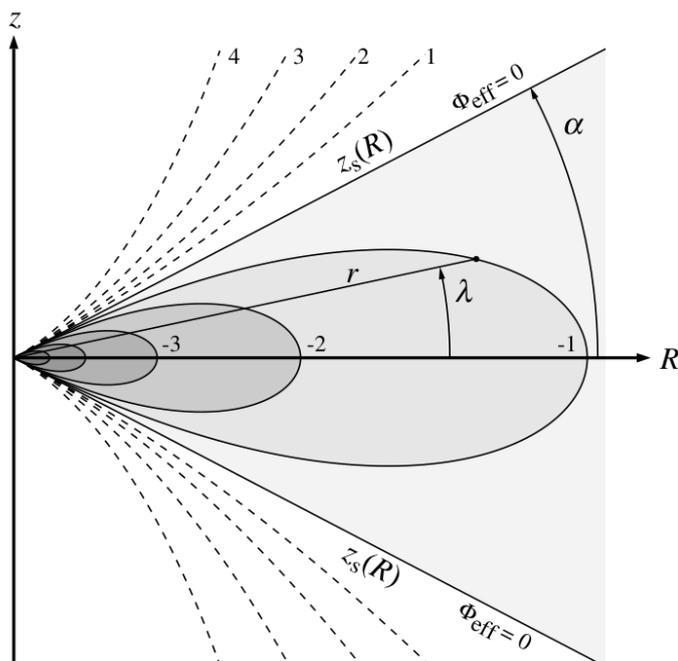


Figura 4.2: Gráfico de algumas soluções da equação 4.7. Nesta figura, fixou-se o raio de início do toro, representado pela constante B , e raio de máxima densidade, representado pela constante A (vide seção 4.2). Figura retirada de Frank et al. (2002).

utilizada como condição inicial, mas ainda resta definir as constantes de integração em função dos parâmetros computacionais, que será feito à seguir.

4.2 Condição Inicial

Para construir a condição inicial do problema, partiremos da equação 4.7 obtida na seção anterior. O nosso objetivo nessa seção é obter as duas constantes A e B em função de parâmetros da simulação:

$$(1+n)A\rho^{1/n} - \frac{GM}{r} - \frac{\Omega_0 R_0}{2(a-1)} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{2(a-1)} = B \quad (4.8)$$

onde a e Ω_0 vêm do momento angular $L = \Omega_0 R^{2-a}$ sendo $a = 0$ o momento angular kepleriano, n é dado por $n = 1/(\gamma - 1)$, r é a coordenada radial esférica e R é a coordenada radial cilíndrica.

Para obtermos a primeira constante escolhemos inicialmente o ponto no equador inicial do toro (i.e. o raio inicial do toro), onde temos por construção $\rho = 0$. Com isso o primeiro termo desaparece e chamando esse ponto de R_1 temos:

$$B = -\frac{GM}{R_1} - \frac{\Omega_0 R_0}{2(a-1)} \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{2(a-1)} \quad (4.9)$$

De forma semelhante para A , escolhemos o ponto de maior densidade (dado por $R = r = R_0$ e $\rho = \rho_0$):

$$(1+n)A\rho_0^{1/n} - \frac{GM}{r} - \frac{\Omega_0 R_0}{2(a-1)} \left(\frac{R_0}{R_0}\right)^{2(a-1)} = B \quad (4.10)$$

onde escrevemos:

$$(1+n)A\rho_0^{1/n} = B + \frac{GM}{r} + \frac{\Omega_0 R_0}{2(a-1)} \left(\frac{R_0}{R_0}\right)^{2(a-1)} \quad (4.11)$$

e finalmente obtemos A em função de R_0 :

$$A = \frac{\rho_0^{-1/n}}{1+n} \left[B + \frac{GM}{R_0} + \frac{\Omega_0 R_0}{2(a-1)} \right] \quad (4.12)$$

A princípio, já temos o que é necessário para inicializarmos a simulação. No entanto, como desejamos inicializar de forma semelhante à Stone et al. (1999), necessitamos obter a relação entre o raio inicial e o parâmetro d , que é definido como:

$$A = \frac{1}{(n+1)\rho_0^n} \left(\frac{d-1}{2d}\right) \quad (4.13)$$

onde d é o parâmetro de entrada equivalente ao R_1 . Com alguma álgebra, conseguimos obter a equação:

$$\frac{1}{2R_1^2} - \frac{1}{R_1} - \frac{1}{(n+1)} \left(\frac{d-1}{2d}\right) = 0 \quad (4.14)$$

e chamando $1/R_1 = u$ e $\frac{1}{(n+1)} \left(\frac{d-1}{2d}\right) = D$ e utilizando a Bhaskara:

$$R_1 = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + 2D}} \quad (4.15)$$

Obtemos então, para $d = 1.125$, $R_1 \cong 0.75$ que será utilizado em nossa simulação. É importante destacar que utilizamos uma atmosfera, a exemplo de Stone et al. (1999), que tem com o intuito evitar vácuo numérico. Essa atmosfera está em equilíbrio hidrostático, e possui densidade constante. Sua densidade e pressão são dadas por $\rho_0 = 10^{-4}$ e $P = \rho_0/r$.

Apresentamos a condição inicial na figura 4.3. O acréscimo de viscosidade naturalmente resultará em acreção na simulação.

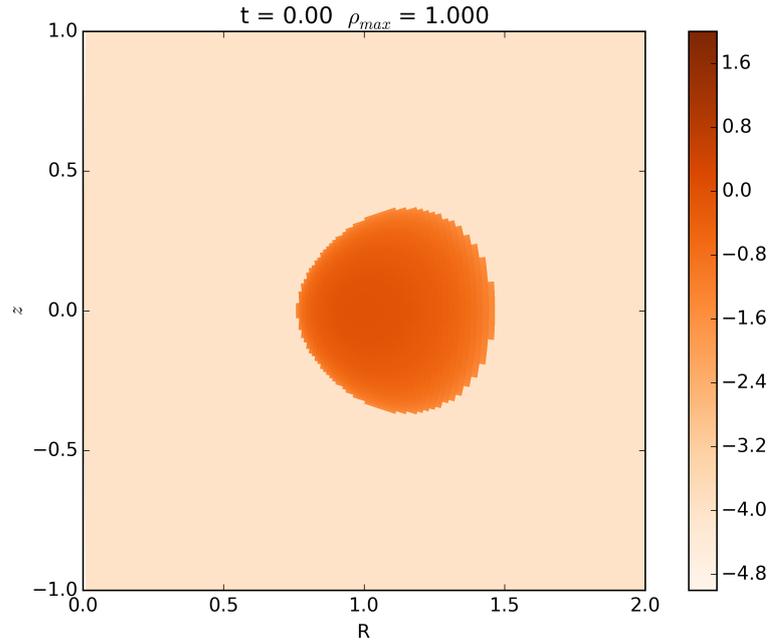


Figura 4.3: Campo de densidades logarítmico para a condição inicial. O resultado obtido é inicializado ponto a ponto usando a solução de Papaloizou e Pringle (1984). Para evitar vácuo numérico, inserimos uma atmosfera de densidade constante e em repouso, com densidade e pressão $\rho_0 = 10^{-4}$ e $P = \rho_0/r$ respectivamente.

4.2.1 Viscosidade

Stone et al. (1999) realizou modificações para o cálculo do tensor de inércia (eqs. 2.17 - 2.18), baseado em simulações anteriores feitas em MHD. A justificativa para σ_{rr} é o efeito da MRI no fluido. Igumenshchev e Abramowicz (1999), que utiliza todos os termos, observa convecção na direção R, z . Escrevendo as componentes utilizadas:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\phi r} &= \nu_1 \partial_r \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \\
 \sigma_{\theta\phi} &= \frac{\nu_1 \sin \theta}{r} \left(\frac{v_\phi}{\sin \theta} \right) \\
 \sigma_{ij} &= 0 \quad \text{para outros } i \text{ e } j
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Em comparação com 2.18, em 4.16 foi desprezado o termo σ_{rr} e essa diferença foi implementada no software PLUTO. Para uma formulação ligeiramente de σ , ver Igumenshchev e Abramowicz 1999.

4.3 Resultados

O tempo de simulação se estendeu por aproximadamente dois dias no cluster Alpha Crucis por um tempo de 14.28 em unidades de código. Para comparar os nossos resultados com Stone et al. (1999), utilizamos como unidade o tempo necessário para o gás completar uma órbita no ponto de maior densidade ($R = 1$). Em unidades de código, a distância a ser percorrida para $R = 1$ é 2π e, como a velocidade inicial do toro neste ponto é $v_\phi = 1$, concluímos que o fator de conversão para as unidades de Stone et al. (1999) é $1/2\pi$. Nossa simulação foi construída de tal forma que a cada 0.01 em tempo de máquina ela salvasse o atual estado da simulação, que chamamos de snapshot. Conseqüentemente, o número total de snapshots foi 1428. A resolução numérica utilizada foi de 400 e 200 para R e θ respectivamente. Os detalhes do esquema numérico de resolução e interpolação são listados no apêndice B.1

Após obtermos os dados, a primeira averiguação a ser feita é a visual. Esperamos que haja um escoamento da matéria para o centro do potencial assim como um início da acreção de matéria, ambos devidos à viscosidade aplicada. Apresentamos três snapshots na figura 4.4.

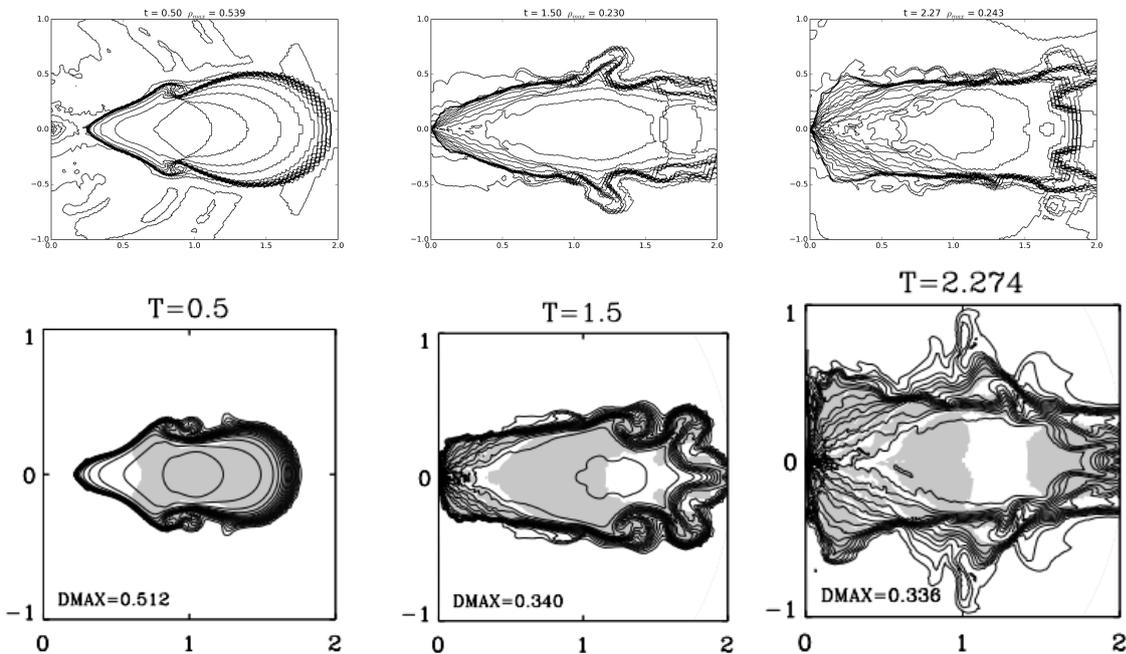


Figura 4.4: Gráficos de contornos da densidade para nossa simulação e os obtidos em Stone et al. (1999). Em ambos os casos, foram utilizados 20 contornos logarítmicos da densidade máxima até 10^{-4} em densidade. É possível observar a formação de rodaminhos na direção poloidal, que são gerados devido uma instabilidade que deve ser identificada.

Comparando as figuras 4.4 e 4.3, vemos que há movimentação do fluido em direção ao objeto central devido a transferência de momento angular para as partes mais externas. A locomoção do gás é como prevista por Pringle (1981): o gás perde momento angular e cai para o centro onde é acretado. Nas partes mais externas do disco, vemos uma ejeção de fluido na direção contrária do objeto compacto, prioritariamente na região do equador. Isto ocorre devido também à transferência de momento angular. Quando parte do fluido o perde e é acretado, a outra parte tem seu momento angular aumentado e conseqüentemente é ejetada. Por fim, vê-se instabilidades que se propagam da parte interna para a parte externa do fluido. Não foi possível identificar se estas eram instabilidades de Kelvin-Helmholtz, Rayleigh-Taylor ou uma combinação das duas. Apesar da ultima opção ser a mais provável, deve-se analisar seu comprimento de onda e seu tempo de evolução para identifica-las.

Apresentamos na figura 4.5 um zoom na região das instabilidades presentes em nosso trabalho. No que diz respeito à aparente convecção, os testes convectivos para a verificação

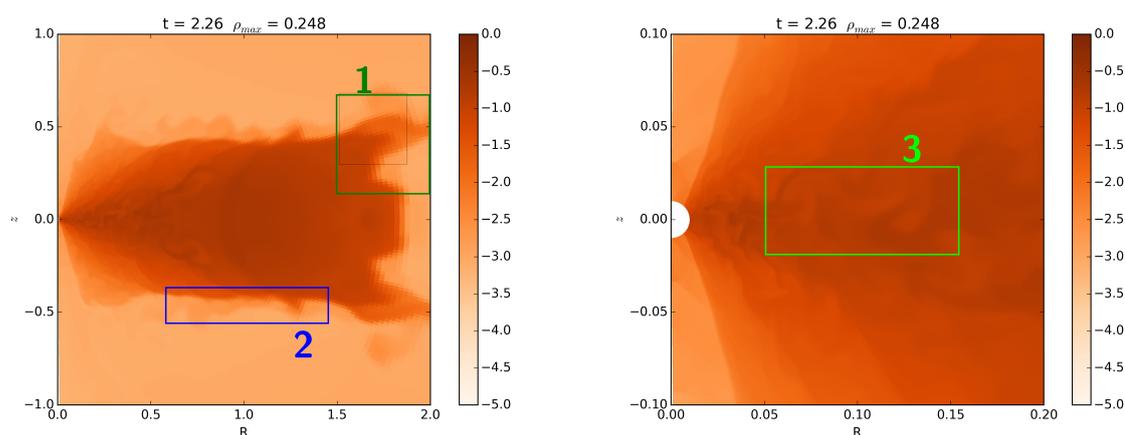


Figura 4.5: Gráficos de densidades onde destacamos as instabilidades presentes na simulação. Para o gráfico da esquerda, o quadrado verde (superior,1) mostra a propagação da instabilidades que se originam nas partes internas do disco. O quadrado azul (inferior,2) também mostra a mesma instabilidade, mas agora mais evoluída. No gráfico à direita, o quadrado verde (central,3) mostra uma das regiões onde há indícios de convecção.

desse efeito serão realizados futuramente.

Calculamos também a taxa de acreção na borda interna em função do tempo, que é apresentada na figura 4.6. Para calculá-la, utilizamos uma forma discretizada da equação:

$$\dot{M} = 2\pi R^2 \int \rho(R, \theta) v_r(R, \theta) \sin(\theta) d\theta \quad (4.17)$$

onde v_r é a velocidade radial. A equação 4.17 é uma forma explícita da 3.4 e corresponde ao fluxo de matéria através de cascas esféricas. Para produzir o gráfico 4.6, rodamos

a simulação até $t = 4.3$ órbitas, usando a equação 4.17 na borda interna da simulação ($R = 0.01$). O gráfico 4.6 apresenta alguns resultados interessantes. Vemos três tendências

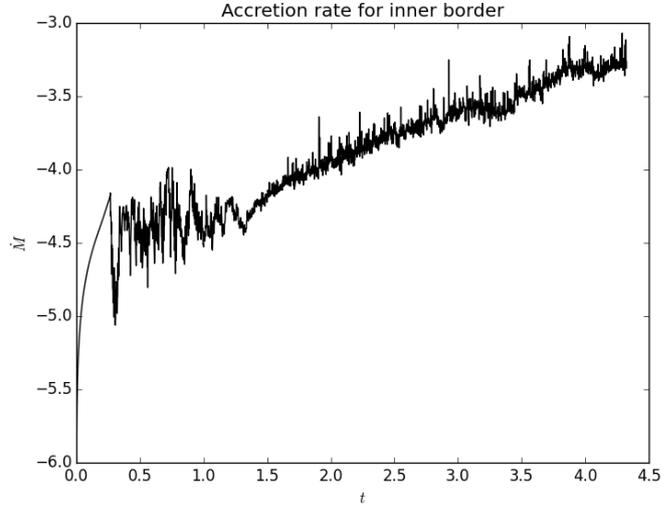


Figura 4.6: Taxa de acreção para a borda interna da simulação ($R = 0.01$) em função do tempo.

claras. A primeira, até $t \sim 0.3$ mostra um comportamento crescente. Este primeiro comportamento se deve ao acúmulo de gás na borda interna da simulação. Segundo, entre $t \sim 0.3$ a $t \sim 1.25$ há variações de alta frequência. Isso deve-se ao fato de parte do gás do toro ter perdido a estabilidade e iniciar a sua queda ao objeto compacto e, devido à pressão exercida pelo fluido, acaba por gerar um movimento turbulento na região mais interna. Terceiro, após $t \sim 1.25$ vemos um crescimento linear, apesar de ainda haverem oscilações. Isso se deve ao contato do toro com a borda interna e, conseqüentemente, o início da acreção desta parte mais densa do gás.

Para testar a consistência desse resultado e obter uma estimativa de um possível valor de saturação, é possível calcular de maneira bem aproximada a taxa de acreção que se esperaria se houvesse queda livre de um fluido simplesmente utilizando a equação 4.17. Para obtermos uma estimativa, fizemos uma média entre as snapshots 1420 a 1428 e observamos que o valor médio para a região de acreção foi $\rho = 10^{-2}$. Usando uma inspeção visual, vimos que a acreção ocorre em um intervalo de ângulo com relação ao equador de $\Delta\theta = \pi/5$, que foi utilizado para fazer esse cálculo. Finalmente utilizamos $v_r = v_{ff} = \sqrt{GM/r^3}$ a velocidade de queda livre de um fluido. Então podemos calcular:

$$\dot{M} = 2\pi R_b^2 \rho v_{ff} \Delta\theta \approx 4.10^{-3} \quad (4.18)$$

Este valor é compatível com o qual a simulação apresentada em Stone et al. (1999) estabiliza, ou seja, esperamos que a taxa de acreção sature para um valor da ordem de $\sim 10^{-3}$.

Para melhor compreender o comportamento da taxa de acreção, graficamos a taxa de acreção em função do raio e seu respectivo campo de densidades, analisando sua evolução temporal em seguida. As figuras são apresentadas em 4.7. Primeiramente vemos que, em

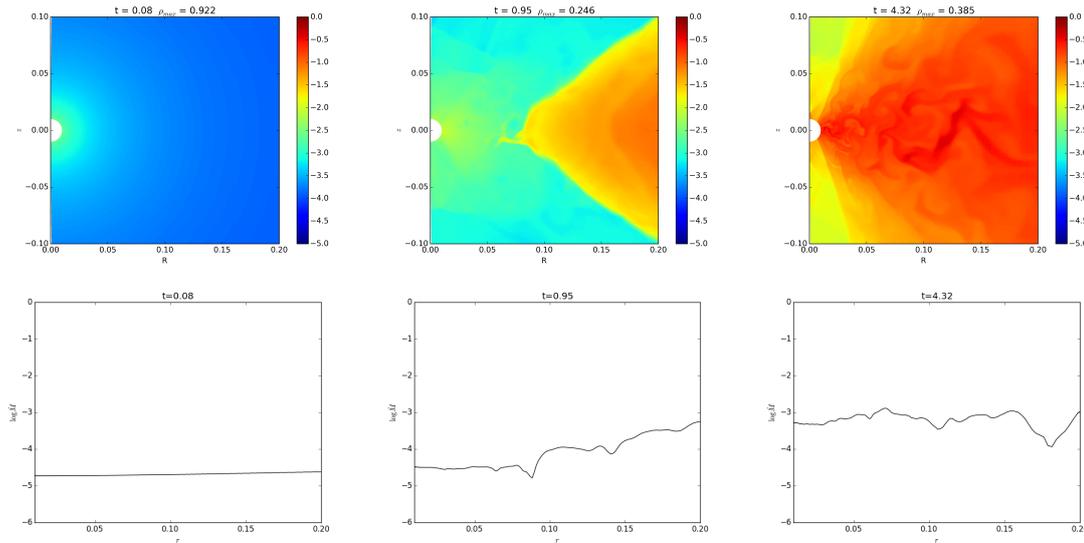


Figura 4.7: Mapa de densidades (acima) e taxa de acreção em função de R (abaixo) para 3 snapshots da simulação, para cada uma dos regimes apresentados na figura 4.6. As abscissas de todos os gráficos são iguais. Como a taxa de acreção é uma média na coordenada θ , é esperado que as flutuações devidas ao movimento turbulento do gás desapareçam.

termos gerais, os valores de acreção vão crescendo conforme a simulação vai evoluindo, como era esperado. Segundo, devido à média feita quando utilizamos a equação 4.17, o gráfico é mais suave.

No entanto, as variações que aparecem no gráfico podem ser interpretadas como fruto da soma da acreção com o outflow que existe nas bordas do toro em queda. Isso pode ser visto, por exemplo, em $R \sim 0.1$ no painel do meio da figura 4.7, onde há uma queda pouco antes da posição mais densa do toro.

4.4 Considerações Finais

Neste capítulo, realizamos uma simulação de um disco de acreção quente, utilizando como condição inicial o toro de Papaloizou e Pringle (1984). Implementamos uma modificação no cálculo da viscosidade, modificando o termo σ_{rr} como feito por Stone et al. 1999.

Inicialmente, realizamos uma averiguação visual, graficando os contornos de densidade e comparando com os apresentados no artigo de Stone et al. (1999). O gás perde momento angular e inicia um movimento em direção aos raios mais internos da simulação, como esperado.

Discutimos também as instabilidades encontradas. Primeiramente, vemos a formação de rodaminhos na região interna do toro, que se propagam para a parte mais externa. Deve-se ainda descobrir qual instabilidade gera esse rodaminho, a de Kelvin-Helmholtz, Raleygh-Taylor ou ambas. Também existem, na parte central do toro, indícios de que há convecção mas, da mesma forma que o rodaminho, testes de convecção/instabilidade deverão ser realizados futuramente.

Analisamos também a taxa de acreção de matéria na borda interna da simulação. Observamos três comportamentos, onde cada um deles representa uma fase da acreção. As duas primeiras representam um transiente, onde há um acúmulo de matéria na borda interna e, após o toro perder estabilidade e iniciar a queda em direção radial, ao movimento turbulento do gás na região. A taxa de acreção não chegou a um valor de saturação, como ocorreu em Stone et al. (1999), e o motivo deverá ser averiguado.

Por fim, destacaremos alguns dos passos seguintes a serem realizados. Primeiramente deve-se concluir as análises, como comentado nos parágrafos anteriores, de instabilidade e convecção. Devemos compreender melhor a interferência da condição de contorno interna na solução numérica que obtivemos. Deve-se ampliar o intervalo dinâmico (*dynamical range*), para que seja possível realizar comparações mais verossímeis com as observações. E por fim, para não haver necessidade da parametrização α , devemos implementar campos magnéticos, para que a viscosidade apareça naturalmente na simulação devido à instabilidade MRI.

Conclusões

Neste trabalho, tivemos como objetivo realizar uma simulação de ADAF utilizando o software PLUTO. Para isso, iniciamos com o estudo das equações da hidrodinâmica, a física de acreção de matéria e os métodos computacionais para resolução de equações parciais. Para testar a precisão do código e dar os primeiros passos com o software, simulamos a acreção esfericamente simétrica de gás a um objeto compacto. Comparamos quatro parâmetros desta simulação (densidade, número de Mach, taxa de acreção e velocidade do som) com o trabalho de Ruffert (1994) e com o modelo analítico deste sistema, obtido pela primeira vez por Bondi (1952). Realizamos duas simulações, que foram baseadas em Ruffert (1994), e obtivemos concordância nas comparações nas regiões mais internas, e uma certa discordância nas externas. Esta discrepância observada se deve à diferença de métodos numéricos utilizados entre os dois trabalhos (vide seção 3.5).

Em seguida, simulamos a acreção quente, com a condição inicial dada por Papaloizou e Pringle (1984). Para gerar acreção, inserimos viscosidade por meio da prescrição α (Shakura e Sunyaev, 1973). Obtivemos algumas discrepâncias em relação ao trabalho com o qual comparamos (Stone et al., 1999), onde nossa simulação mostrou ter uma taxa de acreção mais irregular. Observamos também a presença de instabilidade na interface entre o o toro e a atmosfera e convecção no interior do disco, que devem ser investigados em mais detalhes.

No futuro, desejamos quantificar as instabilidades, convecções e eventuais outflows resultantes da acreção de matéria da simulação. Desejamos também, implementar campos magnéticos, que dispensará a utilização da prescrição α , gerando acreção naturalmente dentro da simulação. Por fim, desejamos também aumentar o intervalo dinâmico do sistema, como feito por Yuan et al. (2012).

Referências Bibliográficas

- Allen S. W., Dunn R., Fabian A., Taylor G., Reynolds C., The relation between accretion rate and jet power in X-ray luminous elliptical galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2006, vol. 372, p. 21
- Armitage P. J., Turbulence and angular momentum transport in a global accretion disk simulation, *The Astrophysical Journal Letters*, 1998, vol. 501, p. L189
- Baganoff F. K., Maeda Y., Morris M., Bautz M., Brandt W., Cui W., Doty J., Feigelson E., Garmire G., Pravdo S., et al., Chandra X-ray spectroscopic imaging of Sagittarius A* and the central parsec of the galaxy, *The Astrophysical Journal*, 2003, vol. 591, p. 891
- Balbus S. A., Hawley J. F., A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I-Linear analysis. II-Nonlinear evolution, *The Astrophysical Journal*, 1991, vol. 376, p. 214
- Balbus S. A., Hawley J. F., Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks, *Reviews of modern physics*, 1998, vol. 70, p. 1
- Barth A. J., Ho L. C., Rutledge R. E., Sargent W. L., POX 52: A Dwarf Seyfert 1 galaxy with an intermediate-mass black hole, *The Astrophysical Journal*, 2004, vol. 607, p. 90
- Begelman M. C., Radiatively inefficient accretion: breezes, winds and hyperaccretion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 420, p. 2912
- Blandford R. D., Begelman M. C., On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 303, p. L1

- Bondi H., On spherically symmetrical accretion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1952, vol. 112, p. 195
- Bondi H., Hoyle F., On the mechanism of accretion by stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1944, vol. 104, p. 273
- De Villiers J.-P., Hawley J. F., Krolik J. H., Magnetically driven accretion flows in the Kerr metric. I. Models and overall structure, *The Astrophysical Journal*, 2003, vol. 599, p. 1238
- Droste J., On the field of a single centre in Einstein's theory of gravitation, *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences*, 1917, vol. 17, p. 998
- Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R., Advection-dominated accretion and the spectral states of black hole X-ray binaries: application to Nova Muscae 1991, *The Astrophysical Journal*, 1997, vol. 489, p. 865
- Ferrarese L., Merritt D., A fundamental relation between supermassive black holes and their host galaxies, *The Astrophysical Journal Letters*, 2000, vol. 539, p. L9
- Filippenko A. V., Ho L. C., A low-mass central black hole in the bulgeless Seyfert 1 galaxy NGC 4395, *The Astrophysical Journal Letters*, 2003, vol. 588, p. L13
- Frank J., King A., Raine D., *Accretion power in astrophysics*. Cambridge university press, 2002
- Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., et al., A relationship between nuclear black hole mass and galaxy velocity dispersion, *The Astrophysical Journal Letters*, 2000, vol. 539, p. L13
- Godunov S. K., A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics, *Matematicheskii Sbornik*, 1959, vol. 89, p. 271
- Halpern J., Steiner J., Low-ionization active galactic nuclei-X-ray or shock heated?, *The Astrophysical Journal*, 1983, vol. 269, p. L37

-
- Hawley J. F., Global magnetohydrodynamical simulations of accretion tori, *The Astrophysical Journal*, 2000, vol. 528, p. 462
- Hawley J. F., Krolik J. H., Magnetically driven jets in the Kerr metric, *The Astrophysical Journal*, 2006, vol. 641, p. 103
- Ho L. C., Nuclear Activity in Nearby Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2008, vol. 46, p. 475
- Hou T. Y., LeFloch P. G., Why nonconservative schemes converge to wrong solutions: error analysis, *Mathematics of computation*, 1994, vol. 62, p. 497
- Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., Rotating accretion flows around black holes: convection and variability, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 303, p. 309
- Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., Two-dimensional models of hydrodynamical accretion flows into black holes, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2000, vol. 130, p. 463
- Igumenshchev I. V., Chen X., Abramowicz M. A., Accretion discs around black holes: two-dimensional, advection-cooled flows, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1996, vol. 278, p. 236
- Kazanas D., Fukumura K., Behar E., Contopoulos I., Shrader C., Toward a Unified AGN Structure, *The Astronomical Review*, 2012, vol. 7, p. 92
- Kellermann K., Sramek R., Schmidt M., Shaffer D., Green R., VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey, *The Astronomical Journal*, 1989, vol. 98, p. 1195
- Koide S., Relativistic outflow magnetically driven by black hole rotation, *The Astrophysical Journal Letters*, 2004, vol. 606, p. L45
- Landau L., *EM Lifshitz Fluid mechanics*. vol. 6, 1959
- LeFloch P. G., *Hyperbolic Systems of Conservation Laws: The theory of classical and nonclassical shock waves*. Springer Science & Business Media, 2002

- Machida M., Matsumoto R., Mineshige S., Convection-dominated, magnetized accretion flows into black holes, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2001, vol. 53, p. L1
- Machida M. N., Tomisaka K., Matsumoto T., First MHD simulation of collapse and fragmentation of magnetized molecular cloud cores, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2004, vol. 348, p. L1
- McKinney J. C., Gammie C. F., A measurement of the electromagnetic luminosity of a Kerr black hole, *The Astrophysical Journal*, 2004, vol. 611, p. 977
- Martini P., Why does low-luminosity AGN fueling remain an unsolved problem?, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 2004, vol. 2004, p. 235
- Mignone A., Bodo G., Massaglia S., Matsakos T., Tesileanu O., Zanni C., Ferrari A., PLUTO: a numerical code for computational astrophysics, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2007, vol. 170, p. 228
- Mignone A., Zanni C., Tzeferacos P., van Straalen B., Colella P., Bodo G., The PLUTO code for adaptive mesh computations in astrophysical fluid dynamics, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2011, vol. 198, p. 7
- Narayan R., Advection-dominated Models of Luminous Accreting Black Holes, *The Astrophysical Journal*, 1996, vol. 462, p. 136
- Narayan R., McClintock J. E., Advection-dominated accretion and the black hole event horizon, *New Astronomy Reviews*, 2008, vol. 51, p. 733
- Narayan R., Sadowski A., Penna R. F., Kulkarni A. K., GRMHD simulations of magnetized advection-dominated accretion on a non-spinning black hole: role of outflows, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 426, p. 3241
- Narayan R., Yi I., Advection-dominated accretion: A self-similar solution. In *The Astrophysical Journal*, 1994
- Narayan R., Yi I., Mahadevan R., Explaining the spectrum of Sagittarius A* with a model of an accreting black hole, *Nature*, 1995, vol. 374, p. 623

- Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Spectral models for low-luminosity active galactic nuclei in LINERs: the role of advection-dominated accretion and jets, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2014, vol. 438, p. 2804
- Nemmen R. S., Tchekhovskoy A., On the efficiency of jet production in radio galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015, vol. 449, p. 316
- Papaloizou J., Pringle J., The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1984, vol. 208, p. 721
- Pringle J., Accretion discs in astrophysics, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 1981, vol. 19, p. 137
- Ruffert M., Three-dimensional hydrodynamic Bondi-Hoyle accretion. 1: code validation and stationary accretors, *The Astrophysical Journal*, 1994, vol. 427, p. 342
- Russell H., McNamara B., Edge A., Hogan M., Main R., Vantyghem A., Radiative efficiency, variability and Bondi accretion on to massive black holes: the transition from radio AGN to quasars in brightest cluster galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 432, p. 530
- Sadowski A., Narayan R., Penna R., Zhu Y., Energy, momentum and mass outflows and feedback from thick accretion discs around rotating black holes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 436, p. 3856
- Schneider P., *Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction*. Springer, 2014
- Schwarzschild K., Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie (The gravitational field of a point mass according to Einstein's theory). *Sitz. Acad. Wiss., Physik-Math Kl.* 1, 189, 1916
- Shakura N. I., Sunyaev R., Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astronomy and Astrophysics*, 1973, vol. 24, p. 337
- Stone J. M., Pringle J. E., Begelman M. C., Hydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 310, p. 1002

- Tassoul J.-L., Theory of Rotating Stars.(PSA-1). vol. 1, Princeton University Press, 1978
- Thorne K., Book Review: Black holes and time warps: Einstein's outrageous legacy/Norton, 1994, Physics Today, 1994, vol. 47, p. 85
- Thorne K. S., Disk-accretion onto a black hole. II. Evolution of the hole, The Astrophysical Journal, 1974, vol. 191, p. 507
- Toro E. F., Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction. Springer Science & Business Media, 2013
- Urry C., AGN Unification: An Update. In AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey , vol. 311, 2004, p. 49
- Yuan F., Gan Z., Narayan R., Sadowski A., Bu D., Bai X.-N., Numerical Simulation of Hot Accretion Flows. III. Revisiting Wind Properties Using the Trajectory Approach, The Astrophysical Journal, 2015, vol. 804, p. 101
- Yuan F., Narayan R., Hot accretion flows around black holes, arXiv preprint arXiv:1401.0586, 2014
- Yuan F., Wu M., Bu D., Numerical Simulation of Hot Accretion Flows. I. A Large Radial Dynamical Range and the Density Profile of Accretion Flow, The Astrophysical Journal, 2012, vol. 761, p. 129

Apêndice

Apêndice A

Software e dados

A.1 pluto-tools

Desenvolvemos o `pluto-tools`, programa descrito na seção 2.5.2. Disponibilizamos o pacote no link bitbucket.org/nemmen/pluto-tools.

A.2 Dados da Simulação

Os dados brutos de nossas simulações podem ser obtidos via *figshare* no link [goo.gl/jzSqs_i](https://www.figshare.com/articles/dataset/jzSqs_i). Os dados foram publicados em formato binário *dbl* e possuem um `readme` detalhado para correta utilização.

Apêndice B

Setups das Simulações

Neste apêndice apresentamos os parâmetros utilizados para construir nossas simulações para que, com informações aqui presentes, seja possível reproduzi-las.

B.1 Acreção Esfericamente Simétrica

	Modelo B1	Modelo G3
Dimensão	2	2
Componentes	2	2
Geometria	SPHERICAL	SPHERICAL
Força	POTENTIAL	POTENTIAL
Tipo de Reconstrução	LINEAR	LINEAR
Método de Passo Temporal	RK2	RK2
Eq. de Estado	IDEAL	IDEAL
Viscosidade	NO	NO
CFL	0.4	0.4
Tempo de Parada	1.53	6.3
Primeiro valor de dt	1.e-6	1.e-6
Riemman Solver	tvdf	tvdf
γ	1.66666	1.2

B.2 Disco de Acreção Quente

Tabela B.1 - Toro

	Parâmetro Utilizado
Dimensão	2
Componentes	3
Geometria	CYLINDRICAL
Força	POTENTIAL
Tipo de Reconstrução	PARABOLIC
Método de Passo Temporal	RK3
Eq. de Estado	IDEAL
Viscosidade	EXPLICIT
CFL	0.4
Tempo de Parada	15.278
Primeiro valor de dt	1.e-4
Riemman Solver	hl
γ	1.66
α	0.01