

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

Pamela de Paula Piovezan

**O papel da reconexão magnética em  
sistemas astrofísicos com discos de acreção:  
dos AGNs aos YSOs**

São Paulo

2008

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Pamela de Paula Piovezan

**O papel da reconexão magnética em  
sistemas astrofísicos com discos de acreção:  
dos AGNs aos YSOs**

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia  
do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos  
para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientadora: Profa. Dra. Elisabete M. de Gouveia Dal Pino

São Paulo

2008



*Às noites mal dormidas.*

*Ao meu paciente amor.*

*À ciência brasileira.*

*Cheers!*



# Agradecimentos

À minha família, que sempre me apóia;

Ao Thiago, que me ajudou bastante;

À minha orientadora Profa. Dra. Elisabete M. de Gouveia Dal Pino;

À Profa. Dra. Cláudia Lúcia Mendes de Oliveira;

Aos colegas de departamento, pelos momentos de *relax*;

À FAPESP, pelo apoio financeiro, sob o projeto n<sup>o</sup>: 06/51110-7;

Ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP.





*“Eu amarei a luz porque ela me mostra o caminho.  
Contudo, eu suportarei a escuridão pois ela me mostra as estrelas.”*

Og Mandino



# Resumo

Jatos e ventos supersônicos emergem de uma grande variedade de objetos astrofísicos. Eles são observados nos objetos estelares jovens (YSOs, do inglês *Young Stellar Objects*), nas nebulosas proto-planetárias, em objetos compactos (tais como microquasares e sistemas binários), e nos núcleos ativos de galáxias (AGNs, do inglês *Active Galaxies Nuclei*). Apesar das diferenças nas escalas físicas (no tamanho, na velocidade e na quantidade de energia transportada), eles têm fortes similaridades morfológicas que sugerem a existência de um mecanismo universal de aceleração e colimação que opere em todas as classes de fontes. O modelo atualmente mais aceito para a produção dos jatos é baseado na aceleração magneto-centrífuga a partir de um disco de acreção magnetizado. Todavia, dentro deste cenário, existem questões que ainda não são inteiramente compreendidas, como a origem dos campos magnéticos que permeiam o disco, o(s) mecanismo(s) de transporte de momento angular que permite(m) a acreção do gás pelo objeto central e os fenômenos quase-periódicos de ejeção de matéria que frequentemente são associados a estas fontes.

Neste contexto, foi recentemente proposto (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005) que as ejeções quase-periódicas de *plasmons*, ou partículas relativísticas, em grande escala, observadas nos microquasares, podem ser produzidas por episódios violentos de reconexão entre as linhas de campo magnético da região interna do disco, que são estabelecidas por um dínamo turbulento, e aquelas ancoradas na ergosfera do buraco negro toda vez que a razão  $\beta$  entre a pressão efetiva do disco e a pressão magnética decresce para valores menores ou iguais que 1 e a taxa de acreção se aproxima do valor crítico (de Eddington). Uma parte da energia magnética liberada pela reconexão aquece o gás coronal e o gás superficial do disco (por condução térmica da região de reconexão para o disco, ao longo das linhas de campo magnético). O restante acelera partículas a velocidades relativísticas

através de um processo do tipo Fermi de primeira ordem dentro da zona de reconexão.

Neste trabalho, reavaliamos esse modelo e discutimos a possibilidade de esse ser o mecanismo responsável pela transição entre os estados espectrais *'hard' steep power-law state* e *'soft' steep power-law state* (e, em última instância, o *thermal state*), frequentemente observados nos sistemas binários de raio-x que produzem grandes ejeções em rádio. Além disso, mostramos que o mecanismo acima pode ser aplicado a outras classes de fontes astrofísicas com discos de acreção, isto é, aos AGNs e aos YSOs. No caso dos microquasares, a reconexão magnética violenta na coroa acima da região interna do disco causa o aquecimento do gás coronal ( $T_c \sim 10^9$  K) e é capaz de produzir um espectro térmico em raio-x mole (cuja origem é o disco) com luminosidade consistente com as observações ( $L_X \lesssim 10^{39}$  erg/s), enquanto que o mecanismo de aceleração do tipo Fermi de primeira ordem resulta numa distribuição eletrônica de lei de potência  $N(E) \propto E^{-\alpha_E}$ , com  $\alpha_E = 5/2$ , e um espectro sincrotrônico em rádio cujo índice espectral é compatível com os observados durante os *flares* ( $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ ), tal como havia sido encontrado por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005). O raio-x duro, o qual é normalmente atribuído à emissão Compton inverso dos fótons de raio-x mole do disco espalhados por elétrons relativísticos na coroa, sofre um queda nessa fase. A mesma poderia ser explicada pela expulsão dos elétrons relativísticos com o jato que se forma. Para os AGNs, encontramos uma lei de escala que indica que mecanismos similares devem ocorrer nessas fontes. Tanto para os AGNs, quanto para os microquasares, foram construídos diagramas mostrando o espaço de parâmetros de ocorrência desse mecanismo. Finalmente, no caso dos YSOs, os episódios de reconexão magnética violentos podem ocorrer quando a taxa de acreção de massa aumenta cerca de 10 a 1000 vezes em relação aos valores médios (dependendo da idade da fonte). É interessante notar que tais valores são inferidos das observações pelo menos em episódios do tipo FU Ori. A quantidade de energia magnética que pode ser extraída da região interna do disco pela reconexão magnética pode aquecer o gás coronal a temperaturas da ordem de  $10^8$  K e poderia explicar a emissão observada em *flares* em raio-x. Sugerimos que este processo é um bom candidato ao aquecimento do gás na base dos ventos e jatos, conforme exigem as recentes observações no infravermelho. Embora possa ser esperado, estes processos violentos de reconexão magnética nos YSOs provavelmente não são capazes de gerar fluxos de partículas relativísticas suficientemente intensos para serem observáveis na Terra.

# Abstract

Highly collimated supersonic jets and less collimated outflows are observed to emerge from a wide variety of astrophysical objects. They are seen emerging from young stellar objects (YSOs), proto-planetary nebulae, compact objects (such as galactic black holes or microquasars, and x-ray binary stars), and from the nuclei of active galaxies (AGNs). Despite their different physical scales (in size, velocity, and amount of energy transported), they have strong morphological similarities which suggest an universal mechanism of acceleration and collimation that operates in all classes of sources. The currently most accepted model for jet production is based on the magneto-centrifugal acceleration out off a magnetized accretion disk that surrounds the central source. Nonetheless, within this scenario, there is a number of questions that are still not fully understood, such as the origin of the magnetic fields that must permeate the accretion disk, the mechanism of angular momentum transport that allows the accretion to occur, and the quasi-periodic ejections that are often associated to these sources.

In this regard, it has been recently proposed (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005) that the large-scale superluminal ejections observed in microquasars can be produced by violent reconnection episodes between the magnetic field lines of the inner disk region (which are established by a turbulent dynamo) and those that are anchored into the black hole whenever the ratio between the effective disk pressure and the magnetic pressure decreases to values below 1 and the accretion rate approaches the critical value (the Eddington rate). Part of the magnetic energy released by reconnection heats the coronal and the disk gas (this later by thermal conduction from the reconnection region to the disk surface through the magnetic field lines) and the remaining goes to accelerate the particles to relativistic velocities through a first-order Fermi-like process within the reconnection site.

Here we revisit this model and we argue that it could be responsible for the transition from the ‘hard’ steep power-law state to the ‘soft’ steep power-law state (or even to the thermal state), that are frequently observed in x-ray binaries containing a black hole that produces large scale radio ejections. Furthermore, we show that the same mechanism above can be applied to other classes of astrophysical objects, namely, YSOs and AGNs. In the case of the microquasars, we find that the magnetic reconnection events above and below the inner disk region cause the heating of the coronal gas ( $T_c \sim 10^9$  K) and is able to produce a thermal soft x-ray spectrum (in the disk) with luminosity  $L_X \lesssim 10^{39}$  erg/s (which is consistent with the observations), while the Fermi-like acceleration process within the reconnection site results in a power-law electron distribution  $N(E) \propto E^{-\alpha_E}$ , with  $\alpha_E = 5/2$ , and a corresponding synchrotron radio power-law spectrum with a spectral index that is compatible with that observed during the flares ( $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ ), as previously found by de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005). The hard x-rays, which are commonly attributed to inverse Compton emission of soft x-ray disk photons scattered by relativistic electrons from the corona, suffer a decay during this phase. This could be explained by the ejection of the relativistic electrons with the evolving jet. For AGNs, we find a scaling law that indicates that a similar mechanism may be occurring in these sources. We built a diagram that shows the parameter space of occurrence of this mechanism for both microquasars and AGNs. Finally, in the case of the YSOs, violent magnetic reconnection episodes can occur when the mass accretion rate reaches values  $\sim 10 - 1000$  times the average expected value (depending of the source age). These values are inferred from observations at least in FU Ori episodes. The amount of magnetic energy that can be extracted from the inner disk region by magnetic reconnection can heat the coronal gas to temperatures of the order of  $10^8$  K and could explain the observed x-ray flaring emission in some sources. We suggest that this process is a good candidate to heat the gas at the base of winds and jets, as required by recent infrared observations. Though we could expect the production of relativistic particles during the violent episodes of magnetic reconnection also in these sources, the generated flux is probably too faint to be observed in the Earth.

## Lista de Figuras

- 1.1 À direita, foto obtida pelo HST do disco central da galáxia NGC4261. A foto da esquerda combina observações de telescópios ópticos (região central) e radiotelescópios (jatos). Créditos: Holland Ford, Johns Hopkins; Walter Jaffe, Leiden Observatory; STScI/NASA. . . . . 26
- 1.2 Imagens obtidas pelo HST do objeto HH30. A faixa escura é interpretada como um disco de poeira visto de lado. A emissão óptica acima e abaixo dessa faixa escura pode ser interpretada como o espalhamento da radiação do disco pela poeira de sua atmosfera. Também foram detectados jatos propagando-se para fora do disco em ambos os lados. Crédito: C. Burrows, ST ScI, NASA. . . . . 27
- 2.1 Exemplo dos três estados ativos da binária GRO J1655–40. Nos painéis, o espectro de energia modelado com uma componente térmica (linha contínua), uma lei de potência (linha tracejada) e a linha de Fe K-alpha alargada relativisticamente (linha pontilhada). Acima de cada painel, a identificação do estado espectral: *thermal*, *hard* e *steep power-law states* (veja o texto para mais detalhes). Adaptado de Remillard & McClintock, 2006. . . . . 40
- 2.2 Par de jatos em rádio movendo-se relativisticamente para longe da fonte GRS 1915+105. Estes mapas do VLBA foram feitos em 3,5 cm para as datas marcadas na figura, em 1994. A posição estacionária da fonte central é marcada pela reta horizontal. Adaptado de Mirabel e Rodriguez (1994). 43



2.3 À esquerda, observações em raio-x e rádio do protótipo galáctico GRS1915+105.

No diagrama superior, a emissão de raio-x mole (triângulos) e de raio-x duro (círculos) em função do tempo. No painel do meio, a emissão rádio (em Jansky) em 13 e 3.6 cm (círculos e triângulos, respectivamente). No painel inferior, o índice espectral da emissão não-térmica em rádio. As linhas horizontais correspondem aos índices esperados para a emissão associada à aceleração de partículas por mecanismo de Fermi de primeira ordem nas ondas de choque ( $\Gamma = 0,5$ ) e nas zonas de reconexão ( $\Gamma = 0,75$ ). Os estados *plateau* e *flare* estão bem representados, respectivamente, à direita e à esquerda da linha vertical preta. À direita, imagens em rádio (VLBA) da fonte GRS 1915+105 em Outubro de 1997, correspondendo às épocas A e C indicadas na figura à esquerda: (A) Imagem, durante o estado *plateau*, no comprimento de onda 2 cm e 7,5 UA de resolução, mostrando o “jato” nuclear seis dias antes do *flare* em rádio; (C) Imagem em 3.6 cm e 80 UA de resolução, 53  $\pm$  2 horas depois do início estimado do *flare*, revelando um jato em larga escala. O asterisco marca a posição astrométrica do núcleo. Adaptado de Dhawan et al. (2000). . . . . 44

2.4 No painel superior esquerdo, a curva de luz em raio-x do XTE J1859+226 durante o *outburst* de 1999. No painel inferior esquerdo, a divisão da curva de luz segundo as classes espectrais em raio-x: TS ( $\times$  vermelhos), HS (quadrados azuis) e SPLS (triângulos verdes). Os círculos pretos correspondem a estados intermediários (retirado de Remillard e McClintock (2006)). À direita, a curva de luz em rádio (1,66 GHz) associada ao grande *flare* em raio-x. As retas tracejadas marcam o início da subida e o pico do *flare* em rádio (adaptada de Brocksopp et al. (2002)). . . . . 45

2.5	No painel superior esquerdo, a curva de luz em raio-x do XTE J1550-564 no período entre 1998 e 2002. No painel inferior esquerdo, a divisão da curva de luz segundo as classes espectrais em raio-x: TS ( $\times$ vermelhos), HS (quadrados azuis) e SPLS (triângulos verdes). Os círculos pretos correspondem a estados intermediários (retirado de Remillard e McClintock (2006)). No painel superior direito, as curvas de luz em rádio associadas ao grande <i>flare</i> em raio-x de 1998: 843 MHz (círculos), 4,8 GHz (losangos) e 8,6 GHz (quadrados). A reta tracejada marca o pico do <i>flare</i> em rádio para 4,8 e 8,6 GHz. No painel inferior direito, o índice espectral obtido dos dados em 843 MHz – 4,8 GHz (triângulos vazios) e em 4,8 – 8,6 GHz (triângulos preenchidos). Adaptado de Hannikainen et al. (2001). . . . .	46
2.6	Esquema da configuração do fluido em acreção e da geometria do campo magnético na região interna do sistema disco+coroa+buraco negro. Adaptado de de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005). . . . .	50
2.7	À esquerda, esquema da zona de reconexão segundo o modelo de Sweet-Parker. No centro, segundo o modelo de Petscheck. À direita, segundo o modelo de Lazarian & Vishniac. Adaptado de Lazarian (2005). . . . .	52
2.8	Esquema da zona da reconexão magnética. . . . .	60
2.9	Gráfico da potência liberada na reconexão magnética em função do tamanho do <i>loop</i> magnético (em unidades de $R_X$ ) para diferentes valores de $\beta$ e $M$ : $\beta = 0,6$ e $M = 18M_\odot$ (reta cinza) e $\beta = 1$ e $M = 10M_\odot$ (reta preta). Os demais parâmetros foram fixados em $\alpha_{0,5}$ e $R_{X,7}$ . As linhas inferior e superior correspondem às potências observadas em rádio e no IV, respectivamente. . . . .	63
2.10	$\dot{W}_B$ em função da massa do buraco negro (retas verticais pretas - veja a explicação no texto). As estrelas verdes representam as luminosidades em raio-x observadas para as fontes GRS1915+105 (a), XTE J1859+226 (b) e XTE J1550-564 (c). As estrelas azuis correspondem às estimativas da luminosidade da radiação síncrotron em rádio e as vermelhas, às luminosidades síncrotron no infra-vermelho. As barras de erro horizontais indicam a incerteza na massa de cada fonte. . . . .	74

3.1	Representação esquemática de um modelo unificado para os AGNs. Crédito da figura: NASA. . . . .	81
3.2	Representação esquemática da semelhança morfológica entre os microquasares e os AGNs. Retirado de Mirabel e Rodríguez (1998). . . . .	83
3.3	Plano de atividades dos buracos negros, onde $M$ é a massa do buraco negro central e $L_R$ e $L_X$ são as luminosidades em rádio e raio-x do sistema, respectivamente. Retirado de Merloni et al. (2003). . . . .	84
3.4	Taxa de liberação de energia magnética em função da massa do buraco negro central, tanto para os AGNs quanto para os microquasares. As estrelas amarelas correspondem às luminosidades rádio para os três microquasares apresentados no capítulo 2. As estrelas verdes representam 8 jatos de AGNs cujas luminosidades em rádio (supondo emissão isotrópica) na escala de parsecs foram retiradas de Kellermann et al. (1998). A barra de erros representa uma redução de um fator 100 na luminosidade se o <i>relativistic beaming</i> é considerado. . . . .	91
3.5	Painéis esquerdo e central: corte do plano central da distribuição de temperatura de simulações hidrodinâmicas 3D adiabáticas de dois jatos. No painel esquerdo, simulação de um jato contínuo precessante sujeito a instabilidades helicoidais. No painel central, simulação de um jato precessante com velocidade de injeção sinusoidal. No painel direito, observação em rádio do jato relativístico do microquasar GRS1915+105 (Mirabel e Rodríguez, 1998). O domínio computacional tem $4 \times 10^{18} \times 4 \times 10^{18} \times 8 \times 10^{18} \text{ cm}^3$ . O período e o ângulo de precessão em ambas as simulações foram considerados iguais ( $3,15 \times 10^8 \text{ s}$ e $8 \text{ graus}$ ). A velocidade de injeção no painel esquerdo e a velocidade média de injeção no painel central são também iguais e correspondem a $5 \times 10^9 \text{ cm/s}$ . No painel central, o período de injeção da velocidade foi assumido igual a $1,6 \times 10^{12} \text{ s}$ e a amplitude igual a uma fração de 0,2 da velocidade média. As densidades iniciais dos jatos em ambos os casos são 10 vezes menores que a densidade do meio. . . . .	92

4.1	Representação esquemática da evolução temporal da taxa de acreção de massa para YSOs de baixa massa. A linha pontilhada corresponde à taxa de acreção segundo um dos primeiros cenários de formação estelar (Shu, 1977). A linha tracejada representa aproximadamente os resultados das simulações numéricas mais realísticas de formação de estrelas. A linha contínua mostra algumas características adicionais observadas, como os <i>outbursts</i> do tipo FU Ori e as estrelas TTauri clássicas. Adaptado de Schulz (2005). . . . .	98
4.2	Representação esquemática da acreção magnetosférica nos YSOs. A região interna do disco é truncada pela magnetosfera estelar e o material do disco é conduzido ao longo das linhas do campo até a superfície da estrela. Retirado de Bouvier et al. (2007). . . . .	100
4.3	Exemplo de um intenso <i>flare</i> em raio-x observado pelo <i>Chandra</i> na fonte COUP 1343. Retirado de Favata et al. (2005). . . . .	101
4.4	Representação esquemática dos vários tipos de <i>outflow</i> observados em YSOs de baixa massa. A velocidade e a colimação do <i>outflow</i> são indicados pela escala de cinza tal que quanto mais escuro, maiores são essas grandezas. Adaptado de Schulz (2005). . . . .	104
4.5	$\dot{W}_B$ em função de $\dot{M}$ para os diversos valores de $(\mu B_*)$ indicados no gráfico. Para comparação, a luminosidade de duas fontes COUP (veja tabela 4.1), com raios similares, foram graficadas como linhas tracejadas. Os círculos vermelhos indicam os menores valores plausíveis para $(\mu B_*)$ e $\dot{M}$ na fase de <i>flare</i> para as duas fontes observadas, segundo o modelo proposto. A reta vertical tracejada corresponde à taxa máxima de acreção nos <i>outbursts</i> do tipo FU Ori ( $10^{-4}M_{\odot}/\text{ano}$ ). . . . .	110

4.6	<p>Comparação entre a previsão teórica e as observações dos <i>flares</i> em raio-x para as fontes COUP da tabela 4.1. As observações são representadas pelas estrelas amarelas. Os parâmetros <math>M_*</math>, <math>R_*</math>, <math>n_c</math> e <math>T_c</math> foram obtidos da tabela 4.1, individualmente para cada fonte. Cada conjunto de pontos verticais para uma certa massa corresponde às variações do campo magnético entre <math>1 \text{ kG} \leq \mu B_* \leq (\mu B_*)_{max}</math> e da taxa de acreção entre <math>0,5\dot{M}_{max} \leq \dot{M} \leq \dot{M}_{max}</math>, de forma que o ponto associado à energia mais baixa corresponde a <math>\mu B_* = 1 \text{ kG}</math> e <math>\dot{M} = 0,5\dot{M}_{max}</math> (equação (4.7)), enquanto que para o ponto associado à energia mais alta, <math>\mu B_* = (\mu B_*)_{max}</math> e <math>\dot{M} = 1 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}</math> (para os quadrados azuis – 10 objetos) e <math>5 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}</math> (para os quadrados verdes – 5 objetos – e círculos vermelhos – 5 objetos). Veja o texto para uma explicação mais detalhada. . . . .</p>	111
B.1	<p>Duas massas em órbita conectadas por uma mola fraca. A mola exerce uma força de tensão restauradora resultando em um transporte de momento angular da massa interna <math>m_i</math> para a massa externa <math>m_o</math>. Retirado de Balbus e Hawley (1998). . . . .</p>	148
C.1	<p>Divisão do sistema disco+coroa baseada no domínio das forças magnéticas. Retirado de Spruit, 1996. . . . .</p>	158
C.2	<p>À direita, esquema ilustrando a aceleração centrífuga. À esquerda, a estrutura espiral do campo magnético após a superfície Alfvén. Retirado de Spruit, 1996. . . . .</p>	158

## Lista de Tabelas

2.1	Vinte BHBs e vinte BHCs. . . . .	36
2.2	Luminosidades estimadas para os microquasares. . . . .	73
3.1	Luminosidades estimadas para os microquasares. . . . .	90
4.1	<i>Flares</i> nos YSOs . . . . .	102
D.1	Abreviações . . . . .	161
D.2	Constantes da natureza . . . . .	162
D.3	Símbolos . . . . .	162



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	25
2. <i>Reconexão magnética em microquasares</i> . . . . .	33
2.1 Buracos negros Galácticos . . . . .	34
2.1.1 Observações em raio-x dos BHBs . . . . .	38
2.2 Microquasares: evolução temporal . . . . .	42
2.2.1 GRS 1915+105 . . . . .	42
2.2.2 XTE J1859+226 . . . . .	43
2.2.3 XTE J1550-564 . . . . .	45
2.3 Nosso cenário . . . . .	47
2.3.1 A magnetosfera do buraco negro . . . . .	47
2.3.2 O disco de acreção e sua coroa magnetizada . . . . .	48
2.3.3 Reconexão magnética na região interna do sistema . . . . .	50
2.4 Modelo para as ejeções superluminais de matéria . . . . .	53
2.4.1 Disco de acreção . . . . .	54
2.4.2 Coroa do disco . . . . .	57
2.4.3 Energia magnética liberada por reconexão . . . . .	59
2.4.4 O mecanismo de aceleração . . . . .	65
2.5 No cenário geral dos BHBs . . . . .	69
2.6 Análise do espaço de parâmetros . . . . .	72
2.7 Quanto aos jatos extensos superluminais . . . . .	73
2.8 Conclusões . . . . .	76



3. <i>Reconexão magnética em Núcleos Ativos de Galáxias</i> . . . . .	79
3.1 As classes de AGNs e os modelos unificados . . . . .	80
3.2 Jatos extragalácticos e a conexão com os jatos galácticos relativísticos . . . . .	82
3.3 Produção dos <i>nós</i> relativísticos . . . . .	85
3.3.1 O disco de acreção . . . . .	85
3.3.2 A coroa do disco . . . . .	87
3.3.3 Reconexão magnética . . . . .	88
3.4 Discussões . . . . .	89
4. <i>Reconexão magnética em objetos estelares jovens</i> . . . . .	95
4.1 Principais características dos YSOs . . . . .	96
4.1.1 Taxas de acreção . . . . .	97
4.1.2 Atividade magnética . . . . .	99
4.2 Jatos e ventos dos YSOs . . . . .	103
4.3 O papel de reconexão magnética nos YSOs . . . . .	105
4.3.1 Taxa de energia liberada . . . . .	106
4.3.2 Análise das condições necessárias . . . . .	108
4.4 Conclusões . . . . .	111
5. <i>Conclusões e perspectivas</i> . . . . .	113
<i>Referências</i> . . . . .	121
<i>Apêndice</i> . . . . .	137
A. <i>Princípios da Magnetohidrodinâmica</i> . . . . .	139
A.1 MHD não ideal: equações principais . . . . .	139
A.2 MHD ideal . . . . .	141
B. <i>Os discos de acreção</i> . . . . .	145
B.1 Luminosidade dos discos . . . . .	145
B.2 A instabilidade magneto-rotacional . . . . .	147
B.3 Discos Keplerianos estacionários . . . . .	149

B.3.1 A prescrição $\alpha$ . . . . .	155
C. O cenário magnetocentrífugo . . . . .	157
D. Abreviações, constantes da natureza e símbolos utilizados . . . . .	161



## Introdução

*“Há mais coisas entre o céu e a terra  
do sonha nossa vã filosofia.”*

William Shakespeare

Para a Astrofísica, “acréção” refere-se ao acúmulo de matéria em torno de um objeto massivo central. Na natureza podem ser encontradas diversas formas de capturar-se matéria. Em geral, invoca-se um disco de acreção para os sistemas que apresentam momento angular. Nos casos em que o objeto central possui um campo magnético suficientemente forte, pode ocorrer um truncamento do disco de acreção e a captura de partículas carregadas pelas linhas de campo, formando as chamadas colunas de acreção. Acredita-se que estas últimas sejam comum em sistemas envolvendo objetos compactos, como buracos negros e estrelas de nêutrons, e objetos estelares jovens (YSOs, do inglês *Young Stellar Objects*).

O moderno interesse em discos de acreção teve início com o artigo de Kuiper (1941) sobre sistemas binários em contato<sup>1</sup>. Kuiper estudou as propriedades da transmissão de gás, de uma estrela para outra, induzida por forças de maré. Em particular, ele notou que anéis de matéria formavam-se ao redor da estrela acretora. Tais anéis correspondem às primeiras pistas do que hoje se entende como discos de acreção. Assim como as estrelas de nêutrons e os buracos negros, os discos de acreção tiveram sua existência prevista teoricamente.

Muitos artigos importantes da década de 50 apresentaram explicações para os resultados de Kuiper e recorreram a estes como suporte à acreção de matéria via discos (e.g., Balbus e Hawley, 1998). Na década de 60, quando fontes compactas de raio-x foram detectadas

---

<sup>1</sup> Duas estrelas envolvidas por um envelope comum de gás.

e identificadas como estrelas binárias, a consideração de que o disco deveria formar-se durante o processo de transferência de massa exigiu uma nova compreensão (Prendergast e Burbidge, 1968). Contudo, o estudo detalhado da física da acreção só iniciou-se de fato com o trabalho de Lynden-Bell (1969), no qual um modelo disco – buraco negro foi empregado como a fonte central de energia dos quasares. Isto serviu como base para os artigos seminais sobre o “modelo padrão” dos discos de acreção: Shakura e Sunyaev (1973); Lynden-Bell e Pringle (1974).

Nas duas últimas décadas, o advento de instrumentos astronômicos de alta resolução tornou possível o imageamento direto dos discos. No contexto extragaláctico, as imagens e os espectros obtidos com o *Hubble Space Telescope (HST)* forneceram evidências diretas para um disco gasoso em rotação ao redor do núcleo de M87 (e.g., Harms et al., 1994). A existência dos discos de acreção também foi inferida a partir da radiação característica dos núcleos ativos de galáxias (AGNs, do inglês *Active Galaxy Nuclei*). Os excessos observados no azul e no contínuo UV, por exemplo, podem ser interpretados como radiação emergindo dos discos dos AGNs (e.g., Lin e Papaloizou, 1996). A existência de uma estrutura em forma de disco, ou ainda, um toro escuro, foi inferida através da polarização espectral (e.g., Miller et al., 1991) e o movimento de rotação Kepleriano foi confirmado por observações interferométricas em rádio (e.g., Nakai et al., 1993) e do VLBI (e.g., Greenhill et al., 1995). Porém, a evidência mais definitiva dos discos de acreção veio com o descobrimento dos *masers*, quando Moran et al. (1995) estimaram que estes localizam-se no toro molecular de NGC 4258, ao redor de um buraco negro massivo de  $3.5 \times 10^7$  massas solares.

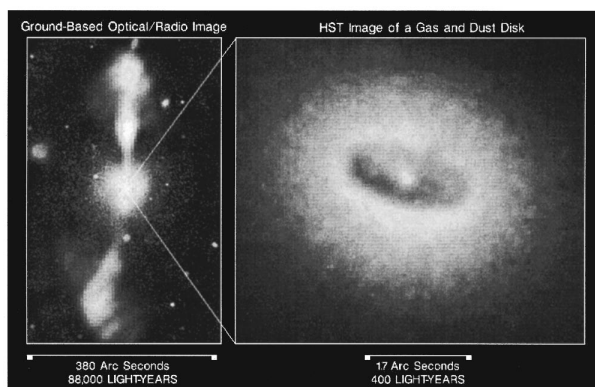


Figura 1.1: À direita, foto obtida pelo HST do disco central da galáxia NGC4261. A foto da esquerda combina observações de telescópios ópticos (região central) e radiotelescópios (jatos). Créditos: Holland Ford, Johns Hopkins; Walter Jaffe, Leiden Observatory; STScI/NASA.

Embora os discos de AGNs sejam diretamente imageados pelo *Hubble* (figura 1.1), são os discos dos sistemas binários os mais conhecidos. Existem várias razões para isso. Primeiro, há um grande número destes sistemas dentro de uma distância de 100 pc nós. Tal proximidade permite uma análise mais detalhada das características espectrais mais fracas e a exploração de técnicas mais sofisticadas de observação. Em segundo lugar, a estrela primária nas binárias, ao eclipsar porções do disco em tempos diferentes, permite que propriedades do disco sejam mapeadas (e.g., Frank et al., 1992). Finalmente, os discos de acreção em sistemas binários eruptivos frequentemente são transitórios e a reconstituição do disco ocorre em uma escala de tempo conveniente para o monitoramento observacional (e.g., Balbus e Hawley, 1998).

De fato, a primeira identificação de um disco gasoso de acreção geralmente aceita pela comunidade astrofísica foi entre as variáveis cataclísmicas (Warner, 1995). Imagens dos discos de acreção em sistemas binários têm sido construídas usando análises de mapeamento por eclipses (Rutten et al., 1993). Evidências de rotação Kepleriana são encontradas nos perfis com pico duplo das linhas de emissão de Balmer (e.g., Frank et al., 1992).

A imagem coronográfica de  $\beta$ -Pic fornece uma das evidências mais diretas de que partículas de poeira existem ao redor de estrelas da sequência principal. Os progenitores desses discos de partículas provavelmente são os discos gasosos em torno dos objetos estelares jovens (e.g., Lin e Papaloizou, 1996). Nas imagens do *Hubble* da nebulosa de Órion, foi detectada uma estrutura escura em forma de disco, vista como uma silhueta contra o brilhante fundo da nebulosa (O'Dell et al., 1993; O'Dell e Wen, 1994; McCaughrean e O'Dell, 1996).

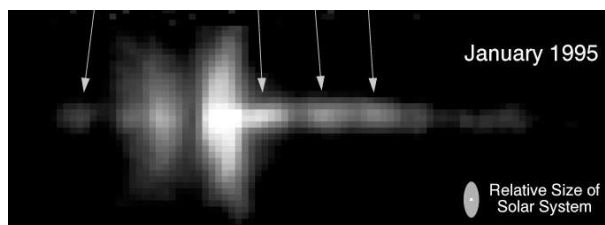


Figura 1.2: Imagens obtidas pelo HST do objeto HH30. A faixa escura é interpretada como um disco de poeira visto de lado. A emissão óptica acima e abaixo dessa faixa escura pode ser interpretada como o espalhamento da radiação do disco pela poeira de sua atmosfera. Também foram detectados jatos propagando-se para fora do disco em ambos os lados. Crédito: C. Burrows, ST ScI, NASA.

A presença dos discos protoestelares também é claramente vista nas imagens do *Hubble*

de HH 30 (figura 1.2). A estrela central é embebida em um disco de poeira visto de lado, sendo a emissão óptica interpretada como o espalhamento da radiação do disco pela poeira da atmosfera acima deste (Burrows et al., 1996). As observações destas estruturas são feitas no submilimétrico, no milimétrico, no óptico e em rádio. Uma busca baseada nas imagens do *Hubble* indicou que entre 25 e 75% dos YSOs na nebulosa de Órion apresentam discos (Prosser et al., 1994; McCaughrean e Stauffer, 1994).

Atualmente sabe-se que a matéria nos discos é mantida ao redor do objeto central, pois está presa ao campo gravitacional do mesmo. A perda desta energia gravitacional de ligação é tanto uma necessidade dinâmica para a realização da acreção, quanto uma poderosa fonte de luminosidade (e.g, Frank et al., 1992). Entretanto, em sistemas em rotação, como os discos de acreção, a contração gravitacional é severamente limitada por uma barreira centrífuga. Logo, para vencer esta barreira e possibilitar a acreção, torna-se necessário um mecanismo que remova momento angular do disco (e.g., Shakura e Sunyaev, 1973; Papaloizou e Lin, 1995; Lin e Papaloizou, 1996; Balbus e Hawley, 1998; Balbus, 2003).

Nos últimos 40 anos, o problema central da teoria dos discos tem sido compreender como ocorre a acreção. Em princípio, a presença de uma viscosidade de cisalhamento permite a transferência de momento angular de um elemento do fluido para outro. Entretanto, esta idéia falha quando números reais são considerados: em quase todos os casos, as taxas de acreção necessárias são ordens de magnitude maiores do que aquelas que as viscosidades moleculares poderiam sustentar. Se, por outro lado, o disco for turbulento, a viscosidade efetiva poderia facilmente ser grande o suficiente para sustentar as taxas de acreção necessárias (e.g., Frank et al., 1992).

Isto levanta outra questão: qual seria a causa física dessa turbulência? A partir dos experimentos de Reynolds com fluidos (1883), soube-se que a transição de um regime laminar para um turbulento se dá através da manifestação de instabilidades, quando o número de Reynolds<sup>2</sup> é grande o bastante. Como em Astrofísica temos naturalmente

---

<sup>2</sup> O número de Reynolds corresponde à razão entre os termos de advecção e de difusão da equação de vorticidade do fluido (quantidade de circulação ou rotação de um fluido):  $Re \approx Lv/\nu$ , onde  $L$  é a escala de comprimento característico do fluido,  $\nu$  é o coeficiente de viscosidade cinemática (que pode ser definido como o produto entre a escala de tamanho e a velocidade dos vórtices ou turbilhões) e  $v$  é a velocidade característica do fluido.

grandes números de Reynolds (devido às grandes escalas típicas dos sistemas), grande parte dos pesquisadores acredita que os discos são de fato turbulentos e que a origem desta turbulência está associada à rotação diferencial do sistema.

Um ponto chave ainda não considerado é que discos de acreção são, em geral, magnetizados. Mesmo fracos campos magnéticos podem alterar completamente o comportamento estável dos plasmas astrofísicos, tanto rotacionalmente quanto termicamente (e.g, Balbus, 2001). Se a velocidade angular de um fluido fracamente magnetizado decrescer no sentido de aumento do raio, esse perfil de rotação é linearmente instável (Balbus e Hawley, 1991) e conduz o fluido a uma turbulência bem desenvolvida (e.g., Hawley et al., 1995; Armitage, 1998; Hawley, 2000). Esta instabilidade, conhecida como magneto-rotacional, parece ser a única instabilidade capaz de produzir e sustentar o *stress* necessário à acreção em escalas de tempo viáveis para discos não auto-gravitantes (Balbus, 2003). Porém, sendo os discos de acreção sistemas complexos, um estudo MHD completo destes pode revelar diversas instabilidades ainda não estudadas que, em princípio, também poderiam atuar nos discos gerando turbulência e aumentando a viscosidade efetiva (e.g, Keppens et al., 2002).

Uma outra possibilidade é o transporte de momento angular verticalmente para fora do sistema através de ventos e jatos. De fato, esses fenômenos de ejeção de matéria frequentemente são observados em sistemas que contêm discos de acreção. Por isso, acredita-se que a ejeção de matéria e o processo de acreção estejam fortemente conectados. O estudo da origem, estrutura e evolução desses *outflows* é fundamental para a compreensão da natureza das fontes compactas que os produzem (normalmente, não *observáveis* diretamente), já que os mesmos carregam para fora das fontes – além de momento angular – massa, energia e campo magnético.

Os jatos, em particular, são fluxos supersônicos colimados bastante comuns no Universo e apresentam uma grande variedade de luminosidades e graus de colimação. Nas figuras 1.1 e 1.2, temos exemplos de jatos extremos: os extragalácticos, mais potentes, produzidos por buracos negros *supermassivos* nos AGNs, e os protoestelares, menos potentes, emergentes das regiões de formação de estrelas da nossa própria Galáxia. Em escalas intermediárias entre os dois extremos, encontram-se evidências de fluxos relativísticos colimados associados, dentre outras fontes, aos microquasares. Estes são sistemas estelares binários com emissão transiente em raio-x, contendo um buraco negro de massa estelar (ou uma estrela



de nêutrons) e uma estrela normal como companheira. Receberam esse nome graças à similaridade com os quasares (Mirabel e Rodriguez, 1994).

À parte as diferenças nas escalas físicas (comprimento típico do jato, natureza, massa e luminosidade da fonte progenitora), essas três classes de jatos são morfologicamente bastante similares (de Gouveia Dal Pino, 2005). Todos os jatos:

- (i) propagam-se por distâncias significativas, proporcionalmente às suas fontes, mantendo-se altamente colimados e comumente são bipolares, isto é, emergem em duas direções diametralmente opostas da fonte;
- (ii) originam-se em objetos compactos com evidências de presença de discos de acreção;
- (iii) apresentam, ao longo de sua extensão, uma cadeia de *nós* brilhantes com espaçamento relativamente regular entre si, os quais movem-se para longe da fonte central (com velocidades relativísticas nos microquasares e AGNs e com velocidades não relativísticas nos YSOs);
- (iv) frequentemente terminam em *lóbulos* de emissão (não-térmica sincrotrônica nos microquasares e AGNs e com linhas de emissão nos YSOs) onde os jatos chocam-se com o gás do meio ambiente;
- (v) são associados com campos magnéticos cujas direções projetadas podem ser inferidas a partir de medidas de polarização.

A busca de mecanismos que expliquem satisfatoriamente essas características morfológicas, as quais parecem atuar de forma independente das escalas dimensionais e energéticas envolvidas, tem sido intensa nas últimas décadas. A maior proximidade dos microquasares, bem como as menores escalas de distância e a maior rapidez com que se processam os fenômenos a eles associados (em escalas de minutos a meses apenas) tornam a sua investigação particularmente atraente e vantajosa em relação aos AGNs na busca da compreensão dos jatos relativísticos e do fenômeno de acreção ao redor de buracos negros em geral.

Quanto aos jatos térmicos, com os recentes avanços tecnológicos, as observações no infra-vermelho dos jatos e ventos dos YSOs permitem determinar as propriedades físicas da região de lançamento destes (e.g., Ray et al., 2007). Como tais propriedades permitem restringir os modelos, acredita-se que estes sistemas fornecerão as respostas sobre

a produção desses *outflows* primeiro.

Em todas as classes de fontes, acredita-se que um disco de acreção ao redor do objeto central fornece o material gasoso que espirala para seu centro e, à medida que é acelerado para essa direção, aquece-se e emite radiação (raio-x nos microquasares, óptico/UV nos AGNs e óptico nos YSOs). Parte desse gás escapa do disco seguindo as linhas de campo magnético na coroa acima do mesmo e carregando o excesso de momento angular. Nas coroas magnetizadas, plasmóides, isto é, pequenas quantidades de plasma, são ejetados produzindo grandes quantidades de emissão radiativa em *flares* não muito distintos dos *flares* solares.

Em um estudo recente (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005), propôs-se um modelo para explicar a origem dos plasmóides superluminais<sup>3</sup> e dos *flares* em rádio associados aos microquasares. Nesse modelo, as linhas de campo magnético que levantam do disco e preenchem a sua coroa encontram-se com as linhas da magnetosfera do buraco negro e reconectam. Em episódios de acreção próximo à supercrítica (isto é, com taxas de acreção próximas à taxa de Eddington; veja adiante), a reconexão torna-se violenta e libera grandes quantidades de energia magnética em pouco tempo. Parte dessa energia aquece o gás coronal e o do disco e parte acelera as partículas a velocidades relativísticas por processo do tipo Fermi de primeira ordem (pela primeira vez investigado em zonas de reconexão), produzindo um espectro sincrotrônico de lei de potência com índice espectral comparável ao observado.

O principal objetivo do presente trabalho foi revisar o modelo acima e estendê-lo para os AGNs e YSOs. No capítulo 2, o modelo é apresentado no contexto dos microquasares e inserido no cenário observacional dessas fontes. No capítulo 3, ele é aplicado aos AGNs e seu espaço de parâmetros é também examinado. No capítulo 4, o papel da reconexão magnética violenta nos YSOs é estudado analisando-se as condições sob as quais tais fenômenos podem manifestar-se. Finalmente, no capítulo 5, as conclusões desta dissertação são apresentadas.

---

<sup>3</sup> Isto é, plasmóides formados por elétrons relativísticos com velocidades aparentes maiores que a velocidade da luz.



## Reconexão magnética em microquasares

*“Nenhuma mente que se abre para  
uma nova idéia voltará a ter  
o tamanho original.”*

Albert Einstein

Os microquasares são uma sub-classe das chamadas binárias de raio-x que apresentam ejeções relativísticas em larga escala (e.g., Mirabel e Rodríguez, 1999). Eles são constituídos por uma estrela normal orbitando ao redor de um objeto compacto, que pode ser tanto um buraco negro de massa estelar quanto uma estrela de nêutrons. Nestes sistemas, o objeto compacto captura matéria da atmosfera da estrela companheira através de um disco de acreção. Como o próprio nome sugere, essa classe de objetos imita, em escalas de tempo bem menores, algumas propriedades dos quasares. Na verdade, a palavra “microquasar” sugere que a analogia com os quasares é mais que morfológica, conforme veremos no capítulo 3.

Note que os microquasares combinam dois aspectos relevantes da Astrofísica relativística (Mirabel e Rodríguez, 1998): jatos relativísticos de partículas, que são entendidos em termos da relatividade especial e observados através de suas emissões sincrotônicas em rádio e no infravermelho, e buracos negros de origem estelar, que são preditos pela teoria da relatividade geral e são indiretamente detectados pela emissão em raio-x dos discos que os circundam. Dessa forma, é fácil compreender porque a detecção dos microquasares acompanhou o desenvolvimento dos telescópios espaciais de altas energias: inicialmente, o termo “microquasar” foi proposto para galáxias Seyfert e LINERs pouco brilhantes (Netzer, 1990) e, somente a partir da década de 90, esse termo foi designado aos sistemas

binários galácticos que apresentam jatos superluminais<sup>1</sup> (Mirabel et al., 1992).

Atualmente, são conhecidas mais de 280 binárias de raio-x na nossa Galáxia (Liu et al., 2001, 2000). Embora o modelo que discutiremos a seguir também possa ser aplicado aos sistemas contendo estrelas de nêutrons, iremos trabalhar apenas com os sistemas binários contendo buracos negros, já que a maioria dos microquasares é composta por estes: há apenas dois sistemas contendo estrelas de nêutrons (Sco X-1 e Cir X-1) que emitem jatos com velocidades relativísticas (entre 10 e 50 por cento da velocidade da luz). Das  $\sim 280$  binárias de raio-x da nossa Galáxia, há um total de 20 sistemas binários com buracos negros confirmados e outros 20 com candidatos (Remillard e McClintock, 2006). Veremos, na seção 2.1, as características observacionais comuns a estes sistemas.

Na seção 2.2, apresentaremos algumas observações de microquasares individuais, relacionando a emissão em rádio com as atividades em raio-x. Depois, focalizaremos na produção das ejeções superluminais de matéria, sob a luz do modelo proposto por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) (seções 2.3 à 2.6). Na seção 2.7, será discutido, com base neste modelo, porque alguns sistemas exibem jatos e outros não. Na seção 2.8 finalizaremos com as principais conclusões obtidas.

## 2.1 Buracos negros Galácticos

Oppenheimer e Snyder (1939) fizeram o primeiro cálculo matemático descrevendo a formação de um buraco negro de origem estelar. Porém, a primeira forte evidência da existência de tais objetos na natureza só aconteceu na década de 70, através de observações no óptico e em raio-x da fonte Cygnus X-1 (Bolton, 1972; Webster e Murdin, 1972).

Hoje, existem cerca de vinte sistemas binários que contêm o que se acredita ser *massivo* demais para uma estrela de nêutrons ou uma estrela degenerada de qualquer outra espécie. Segundo a relatividade geral,  $3M_{\odot}$  é o limite superior para a massa de uma estrela de nêutrons cujo raio típico é  $\sim 10$  km (e.g., Kalogera e Baym, 1996). Acredita-se que os sistemas acima apresentam objetos primários com massas superiores a esse limite, sendo portanto buracos negros de massa estelar. Por isso, estes sistemas são chamados, em inglês, de *black hole binaries* (BHBs). Estes vinte buracos negros dinâmicos são os sistemas observáveis dentre os  $10^8 - 10^9$  buracos negros de massa estelar que provavelmente existem

<sup>1</sup> Isto é, jatos com velocidades aparentes maiores que a da luz.

em nossa Galáxia (Brown e Bethe, 1994; Timmes et al., 1996).

Notavelmente, dezessete destes vinte BHBs são transientes, isto é, apresentam fases de emissão intensa em raio-x seguidas por períodos de baixa emissão (e.g., Remillard e McClintock, 2006). Destes dezessete, dois apresentam comportamentos anormais: GRS 1915+105 teve sua primeira erupção observada em Agosto de 1992 permanecendo brilhante até hoje e GX 339–4 apresenta frequentes *outbursts* seguidos de emissões bastante fracas, mas nunca foi observado na quiescência (Hynes et al., 2003). Quanto aos três BHBs restantes entre os vinte mencionados, Cygnus X–1, LMC X–1 e LMC X–3, são fontes persistentemente brilhantes em raio-x.

Os vinte BHBs conhecidos estão organizados na primeira metade da tabela 2.1. Para os sistemas transientes, a segunda coluna fornece o ano do descobrimento e o número de *outbursts* que foram observados, sendo que a letra Q indica as fontes quase-persistentes. Observações ópticas das estrelas secundárias possibilitaram a determinação das propriedades dinâmicas reunidas nas últimas três colunas: o período orbital, a função de massa e a massa do objeto primário. Os sistemas marcados com “\*” apresentam evidências (diretas ou indiretas) de ejeções superluminais de matéria em grande escala. Informações adicionais podem ser encontradas em McClintock e Remillard (2006).

Um observável de especial interesse é a chamada função de massa (derivada das leis de Kepler), que corresponde à massa mínima do objeto compacto:

$$f(M) \equiv \frac{P_{orb} K_2^3}{2\pi G} = \frac{M_1 \sin^3 i}{(1+q)^2}.$$

Os observáveis do lado esquerdo desta equação são o período orbital ( $P_{orb}$ ) e a amplitude da curva de velocidades da estrela secundária ( $K_2$ ). À direita, a quantidade de maior interesse é  $M_1$ , a massa do objeto primário (o buraco negro). Os demais parâmetros são o ângulo de inclinação orbital  $i$  em relação à linha de visada e a razão entre as massas  $q \equiv M_2/M_1$ , sendo  $M_2$  a massa da estrela secundária. O valor de  $f(M)$  pode ser determinado simplesmente medindo-se o período orbital e a curva de velocidades da estrela secundária.

Da tabela 2.1, pode-se perceber que quinze das vinte fontes listadas têm valores para  $f(M)$  que requerem objetos compactos com massas superiores a três massas solares. Para os cinco sistemas restantes, alguma informação adicional é necessária para concluir que o objeto compacto é um buraco negro (Charles e Coe, 2006). Historicamente, a melhor evidência para a existência de buracos negros é dinâmica e, no caso dos BHBs listados na

tabela, tais evidências são bastante fortes (Remillard e McClintock, 2006).

A segunda metade da tabela 2.1 lista vinte sistemas binários sem informações sobre a velocidade radial da secundária. Na verdade, muitos nem revelam emissão no óptico, o que dificulta a identificação da estrela companheira. Apenas três sistemas destes vinte têm o período orbital conhecido. Apesar disso, eles são considerados candidatos a buracos negros (BHCs, do inglês *Black Hole Candidates*) devido à semelhança no comportamento temporal e espectral em raio-x destes com os BHBs (Remillard e McClintock, 2006).

Tabela 2.1 - Características das 20 binárias com buracos negros confirmados na nossa Galáxia e das 20 binárias com candidatos a buracos negros (Remillard e McClintock, 2006).

Nome	Ano/ <i>outbursts</i>	$P_{\text{orb}}$ (h)	$f(M)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_1$ ( $M_{\odot}$ )
GRO J0422+32	1992/1	5.1	$1.19 \pm 0.02$	3.7–5.0
LMC X–30	–	40.9	$2.3 \pm 0.3$	5.9–9.2
LMC X–1	–	93.8	$0.13 \pm 0.05$	4.0–10.0
A0620–003	1975/1	7.8	$2.72 \pm 0.06$	8.7–12.9
GRS 1009–45	1993/1	6.8	$3.17 \pm 0.12$	3.6–4.7
XTE J1118+480 *	2000/2	4.1	$6.1 \pm 0.3$	6.5–7.2
Nova Mus 91	1991/1	10.4	$3.01 \pm 0.15$	6.5–8.2
GS 1354–64	1987/2	61.1	$5.75 \pm 0.30$	–
4U1543–475	1971/4	26.8	$0.25 \pm 0.01$	8.4–10.4
XTE J1550–564 *	1998/5	37.0	$6.86 \pm 0.71$	8.4–10.8
XTE J1650–500	2001/1	7.7	$2.73 \pm 0.56$	–
GRO J1655–40 *	1994/3	62.9	$2.73 \pm 0.09$	6.0–6.6
GX 339–4 *	1972/10	42.1	$5.8 \pm 0.5$	–
Nova Oph 77	1977/1	12.5	$4.86 \pm 0.13$	5.6–8.3
V4641 Sgr *	1999/4	67.6	$3.13 \pm 0.13$	6.8–7.4
XTE J1859+226 *	1999/1	9.2	$7.4 \pm 1.1$	7.6–12.0
GRS 1915+105 *	1992/Q	804.0	$9.5 \pm 3.0$	10.0–18.0
Cyg X–1 *	–	134.4	$0.244 \pm 0.005$	6.8–13.3
GS 2000+251	1988/1	8.3	$5.01 \pm 0.12$	7.1–7.8
V404 Cyg	1989/1	155.3	$6.08 \pm 0.06$	10.1–13.4

Tabela 2.1 - Continuação

Nome	Ano/outburts	$P_{\text{orb}}$ (h)	$f(M)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_1$ ( $M_{\odot}$ )
A1524–617	1974/2	–	–	–
4u 1630–472	1971/15	–	–	–
SAX J1711.6–3808	2001/1	–	–	–
GRS 1716–249	1993/1	14.9	–	–
XTE J1720–318	2002/1	–	–	–
KS 1730–312	1994/1	–	–	–
GRS 1737–31	1997/1	–	–	–
GRS 1739–278	1996/1	–	–	–
1E 1740.7–2942 *	–	–	–	–
H1743–322 *	1977/4	–	–	–
A1742–289	1975/1	–	–	–
SLX 1746–331	1990/2	–	–	–
XTE J1748–288 *	1998/1	–	–	–
XTE J1755–324	1997/1	–	–	–
4U 1755–338	1971/Q	4.5	–	–
GRS 1758–258 *	1990/Q	–	–	–
EXO 1846–031	1985/1	–	–	–
XTE J1908+094	2002/1	–	–	–
4U 1957+115	–	9.3	–	–
XTE J2012+381	1998/1	–	–	–

Algumas características em raio-x e rádio dos BHCs são fornecidas em McClintock e Remillard (2006). Segundo esses autores, os sete BHCs com maior probabilidade de conter um buraco negro primário são A 1524–617, 4U 1630–47, GRS 1739–278, 1E 1740.7–2942, H 1743–322, XTE J1748–288 e GRS 1758–258. Se confirmados como buracos negros, estes vinte objetos poderão ser somados à população dos BHBs conhecidos totalizando 40 buracos negros galácticos.



Existem mais dois objetos que são classificados como microquasares pois apresentam evidências de jatos relativísticos em larga escala. São eles: LS 5039 e LS I +61 303. Estes correspondem a dois dos três sistemas estelares conhecidos que emitem raio- $\gamma$  (Aharonian et. al, 2005). Entretanto, a natureza do objeto compacto destas fontes permanece bastante incerta e, por esse motivo, eles não foram considerados na tabela 2.1.

Embora os sistemas individuais sejam complexos e particulares nos detalhes, existem características comuns a todos os BHBs (e.g, Remillard e McClintock, 2006). Como os microquasares são uma sub-classe dessas binárias, a seguir veremos as características observacionais gerais dos BHBs, principalmente quanto à emissão em raio-x.

### 2.1.1 Observações em raio-x dos BHBs

O espectro de energia dos BHBs frequentemente é composto por uma componente térmica e uma não-térmica (figura 2.1). Além disso, BHBs exibem transições nas quais uma das componentes pode dominar a luminosidade em raio-x. A componente térmica é bem modelada por um corpo negro com temperatura característica próxima a 1 keV. Tal emissão provavelmente origina-se na região interna do disco de acreção. A componente não-térmica é, em geral, modelada como uma lei de potência caracterizada pelo índice  $\Gamma$ , sendo o espectro de fótons do tipo  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ . A lei de potência geralmente apresenta fótons mais energéticos que a componente térmica e pode sofrer uma quebra ou um corte exponencial nas altas energias. A possível origem dessa componente não-térmica será discutida adiante.

O espectro em raio-x pode apresentar também a linha de emissão Fe  $K\alpha$  alargada relativisticamente. Em alguns BHBs, em especial naqueles cuja inclinação permite ver o disco frontalmente, o modelo espectral requer também uma componente de reflexão (Done e Nayakshin, 2001). Nesse caso, a lei de potência em raio-x é refletida pelo disco de acreção produzindo uma saliência no espectro entre 10 e 30 keV (*spectral bump*, em inglês).

Os BHBs, segundo a emissão na banda 2–20 keV, exibem basicamente dois grandes estados: *quiescent* e *outburst*. O primeiro, é caracterizado por baixas luminosidades ( $L_x = 10^{30,5} - 10^{33,5}$  erg/s) e por um espectro em raio-x claramente não-térmico e duro (caracterizado por  $\Gamma = 1,5 - 2,1$ ). Em geral, os BHBs transientes permanecem grandes intervalos de tempo neste estado, o que permite obter os parâmetros dinâmicos do sis-

tema, já que o espectro da estrela secundária torna-se proeminente. O estado de *outburst*, por outro lado, corresponde a atividade e emissão intensas e pode ser subclassificado em três estados ativos principais e diversos estados intermediários (que corresponderiam às transições entre estes três principais).

O conceito de estados de emissão de raio-x surgiu quando Tananbaum et al. (1972) observou uma mudança espectral global em Cyg X-1, na qual o fluxo de raio-x mole decaiu por um fator 4, o fluxo em raio-x duro cresceu por um fator 2 e foi detectada emissão rádio. Depois disso, um comportamento similar foi visto em A 0620-00 (Coe et al., 1976) e também em outras fontes.

O estado cuja emissão de raio-x mole era predominante, foi caracterizado como emissão térmica a 1 keV e era geralmente observado quando a fonte estava brilhante. Por isso, esse estado ficou conhecido como *high-soft state* (HSS). Já o estado cuja a emissão de raio-x duro predominava, apresentava um índice espectral típico  $\Gamma \sim 1,7$  e geralmente era detectado quando a fonte estava fraca. Assim, recebeu o nome de *low-hard state* (LHS). Nesse estado, o disco ou não era observado acima de 2 keV ou parecia muito mais frio e distante do buraco negro. Mais recentemente, observações em rádio fortaleceram a associação desse estado com a presença de um jato compacto e quase estacionário (e.g, Fender, 2006; McClintock e Remillard, 2006). Um terceiro estado dos BHBs foi identificado com o satélite *Ginga* (Miyamoto e Kitamoto, 1991; Miyamoto et al., 1993). Este é caracterizado pela presença de QPOs (do inglês, *Quasi Periodic Oscillations*) em diversas frequências, luminosidades relativamente altas (maiores que  $0,1L_{Edd}$  – Apêndice B) e um espectro composto tanto pela componente térmica quanto pela não-térmica, com  $\Gamma \sim 2,5$ . Este estado ficou conhecido como *very high state* (VHS).

Observações em raio- $\gamma$  de sete BHBs ajudaram a esclarecer as diferenças entre os dois tipos de lei de potência observados (Grove et al., 1998). Fontes no LHS ( $\Gamma \sim 1,7$ ) sofrem um corte exponencial próximo a 100 keV, enquanto que fontes no VHS ( $\Gamma \sim 2,5$ ) mantêm uma lei de potência forte e sem quebras ou cortes até os limites de sensibilidade dos detectores gamma ( $\sim 1$  MeV).

O rápido desenvolvimento observacional na era do *RXTE* levou a um questionamento na maneira como eram definidos os estados espectrais dos BHBs até então (Remillard e McClintock, 2006). Em particular, verificou-se que o espectro dos BHBs transientes

próximo à máxima luminosidade exibe uma lei de potência, ao invés de um espectro térmico como requerido para o HSS. Considerando a extensa base de dados do satélite *RXTE*, McClintock e Remillard (2006) redefiniram os estados espectrais em raio-x dos BHBs. A figura 2.1 ilustra as características de cada um dos três estados ativos principais. A diferença fundamental dessa nova definição em relação à antiga é que a luminosidade não é mais um critério que define o estado da fonte.

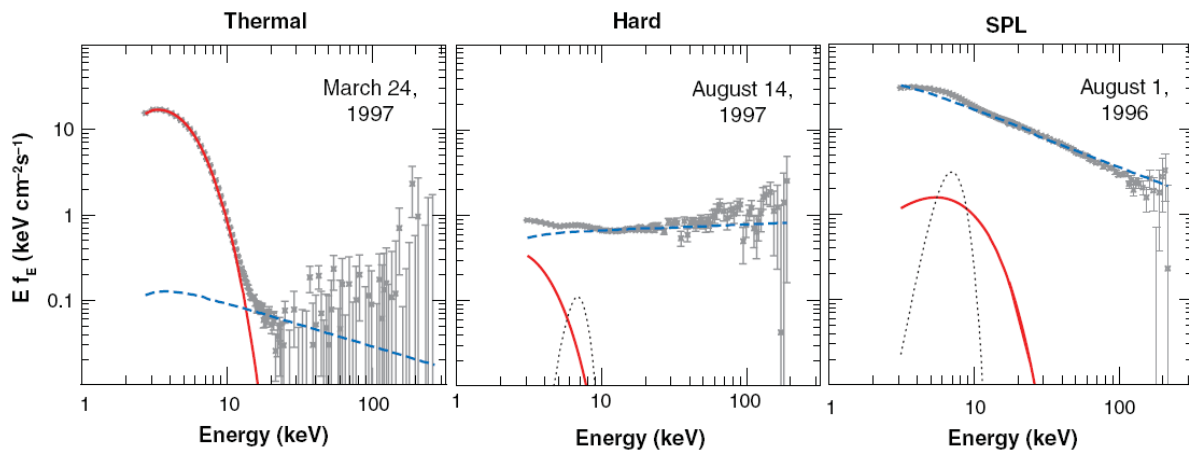


Figura 2.1: Exemplo dos três estados ativos da binária GRO J1655–40. Nos painéis, o espectro de energia modelado com uma componente térmica (linha contínua), uma lei de potência (linha tracejada) e a linha de Fe K-alpha alargada relativisticamente (linha pontilhada). Acima de cada painel, a identificação do estado espectral: *thermal*, *hard* e *steep power-law states* (veja o texto para mais detalhes). Adaptado de Remillard & McClintock, 2006.

Ao definir os estados, McClintock e Remillard (2006) adotaram a estratégia pragmática e genérica de utilizar um modelo espectral consistindo de um disco de acreção multi-temperatura (Makishima et al., 1986; Kubota e Makishima, 2004; Kubota et al., 2005) e uma componente em lei de potência (com uma possível quebra próximo a 15 keV ou um corte exponencial entre 30 e 100 keV). Quando necessário, a linha de emissão do ferro e uma componente de reflexão foram incluídas. Assim,

No ***Thermal State (TS)***, o fluxo na banda 2–20 keV é dominado pela radiação quente (térmica) da região interna do disco de acreção, mas pode existir uma segunda componente, não-térmica, cuja contribuição é limitada a  $< 25\%$  do fluxo na banda 2-20 keV.

No ***Hard State (HS)***, a componente do espectro modelada como uma lei de

potência ( $1,4 < \Gamma < 2,1$ ) contribui com  $> 80\%$  do fluxo na banda 2–20 keV. Além disso, o disco de acreção parece estar pouco brilhante e frio comparado ao TS e há evidências da presença de um jato em rádio quasi-estacionário e em pequena escala.

No *Steep Power Law State (SPLS)*, temos uma forte componente modelada em lei de potência com  $\Gamma > 2,4$ . Em algumas fontes, esta lei de potência foi detectada sem quebras até energias da ordem de 1 MeV. Além disso, uma componente térmica considerável está presente. Este estado tende a dominar à medida que a luminosidade aproxima-se da de Eddington.

Estados intermediários e de transição também são aspectos importantes no estudo dos BHBs. Os três estados definidos acima especificam condições espectrais e de variabilidade que são quasi-estáveis e que parecem ter origens físicas distintas. As brechas nos intervalos de parâmetros que definem os três estados principais estão associadas aos estados intermediários.

Esses diferentes estados espectrais geralmente são entendidos em termos de mudanças na estrutura do fluido em acreção. No TS, por exemplo, a emissão térmica em raio-x mole é atribuída à região interna do disco de acreção. Ela é produzida pelo aquecimento do gás à medida que este é acelerado para o buraco negro perdendo energia potencial gravitacional. Neste estado espectral, a disco de acreção encontra-se à temperaturas de  $\sim 10^7$  K e estende-se até as últimas órbitas estáveis, próximo ao buraco negro. Por outro lado, no HS, a fraca componente térmica observada sugere que o disco seja truncado a distâncias da ordem de centenas a milhares de raios gravitacionais a partir do buraco negro. A forte emissão em raio-x duro pode ser associada ao espalhamento Compton inverso dos fótons moles do disco externo pelo elétrons relativísticos da região interna do sistema, que pode assumir uma configuração de fluido quente e opticamente fino, como nos modelos de ADAF (Narayan et al., 1998). Os detalhes dos modelos físicos para todos os estados espectrais em raio-x não serão abordados aqui, pois desviam-se do objetivo deste capítulo. Revisões sobre esse assunto podem ser encontradas em Remillard e McClintock (2006) e Malzac (2007).

Vale ressaltar que, segundo McClintock e Remillard (2006), à parte a questão da luminosidade, os estados espectrais “clássicos”, HSS, LHS e VHS/IS, relacionam-se respectiva-

mente com os novos, TS, HS e SPLS.

No caso dos microquasares, a correlação entre as observações em rádio e raio-x sugerem que os processos de ejeção de matéria relativística acontecem quando a fonte encontra-se no SPLS (e.g, Fender et al., 2004). A seguir, veremos tais correlações entre raio-x e rádio para alguns microquasares e, nas seções seguintes, iremos concentrar-nos nas ejeções de matéria relativística.

## 2.2 Microquasares: evolução temporal

Os microquasares produzem grandes quantidades de emissão rádio sincrotrônica em “flares”, não muito distintos dos “flares” solares, quando plasmóides de elétrons relativísticos são ejetados com velocidades aparentes superluminais. Uma análise da evolução temporal dos microquasares sugere que esse processo ocorre quando o sistema está bastante ativo, na fase de *outburst* em raio-x. Esta evolução temporal pode ser acompanhada observacionalmente através das curvas de luz e da espectroscopia em raio-x. Por outro lado, a emissão opticamente fina em rádio serve como evidência da presença de matéria em movimento relativístico. Nesta seção, veremos a relação entre as curvas de luz, os estados espectrais e a emissão rádio para alguns microquasares.

### 2.2.1 GRS 1915+105

Um exemplo amplamente observado em comprimentos de onda do rádio ao raio-x é o microquasar GRS 1915+105. Localizado a uma distância de  $\sim 12,5$  kpc e com um buraco negro de no mínimo 10 massas solares, este foi o primeiro objeto galáctico a exibir evidências de jato com movimento aparente superluminal (Mirabel e Rodriguez, 1994; Mirabel e Rodríguez, 1998). A figura 2.2 mostra a evolução temporal de um par de jatos observados em rádio, movendo-se relativisticamente para longe da fonte central.

Segundo Dhawan et al. (2000), este microquasar apresenta basicamente dois estados em rádio, o *plateau* e o *flare*, que estão bem representados na figura 2.3. Durante o estado *plateau*, a emissão de raio-x mole é fraca enquanto que a emissão em raio-x duro apresenta grande variabilidade e é mais forte. O espectro em rádio dessa fase, atribuído à emissão pouco extensa vinda da região central (“jato” nuclear), é bastante achatado, sendo o índice espectral próximo de zero. Já no estado *flare*, a emissão de raio-x mole aumenta

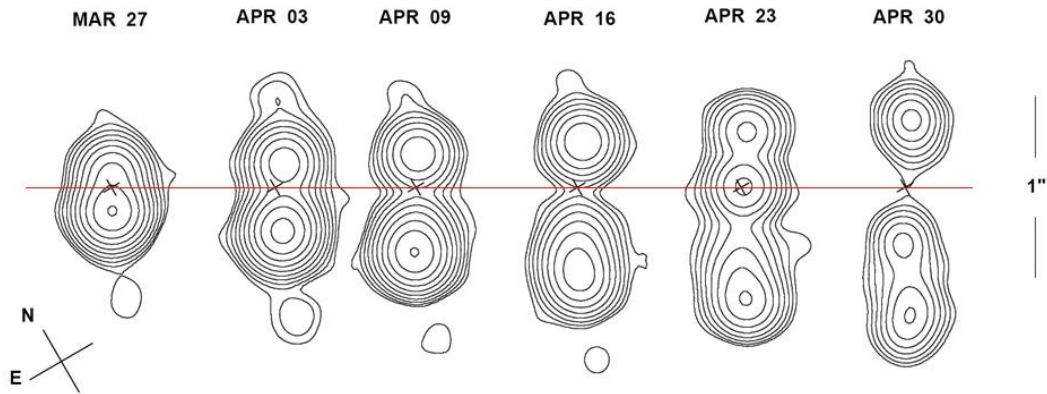


Figura 2.2: Par de jatos em rádio movendo-se relativisticamente para longe da fonte GRS 1915+105. Estes mapas do VLBA foram feitos em 3,5 cm para as datas marcadas na figura, em 1994. A posição estacionária da fonte central é marcada pela reta horizontal. Adaptado de Mirabel e Rodriguez (1994).

bastante apresentando uma variabilidade intensa, enquanto que a emissão em raio-x duro cai. Inicialmente, a emissão rádio aumenta  $\sim 6$  vezes em pouco mais de um dia. O espectro em rádio dessa fase, associado às ejeções superluminais de um jato em larga escala, tem seu índice espectral<sup>2</sup> alterado para valores entre 0,5 e 0,8.

Em termos dos estados espectrais em raio-x, diversos trabalhos verificaram que os *flares* em rádio dessa fonte ocorrem durante o SPLS ou, em termos da definição antiga dos estados espectrais, o VHS (Fender et al., 2004). De fato, as emissões em raio-x da figura 2.3 seriam manifestações diferentes desse mesmo estado espectral (e.g, Reig et al., 2003).

### 2.2.2 XTE J1859+226

O microquasar XTE J1859+226 está acerca de 5,6 kpc e tem um buraco negro cuja massa provavelmente está entre 8 e 12 massas solares. Ele foi descoberto em 1999 quando apresentou um *outburst* em raio-x acompanhado de ejeções relativísticas de matéria. Na figura 2.4, temos as curvas de luz em raio-x e rádio desse microquasar durante seu ciclo de atividade intensa.

Note que a emissão em rádio aumenta  $\sim 100$  vezes em menos de um dia(!). Como as observações em rádio cobriram detalhadamente o *flare*, podemos estimar a data do início da subida em MJD-501467,45 e a data do máximo em MJD-501467,89. Isso implica que o intervalo de tempo no qual o *flare* em rádio atinge o máximo é de cerca de 10h30min

<sup>2</sup> O espectro em lei de potência dos fótons rádio é do tipo  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , sendo  $\alpha$  o índice espectral.

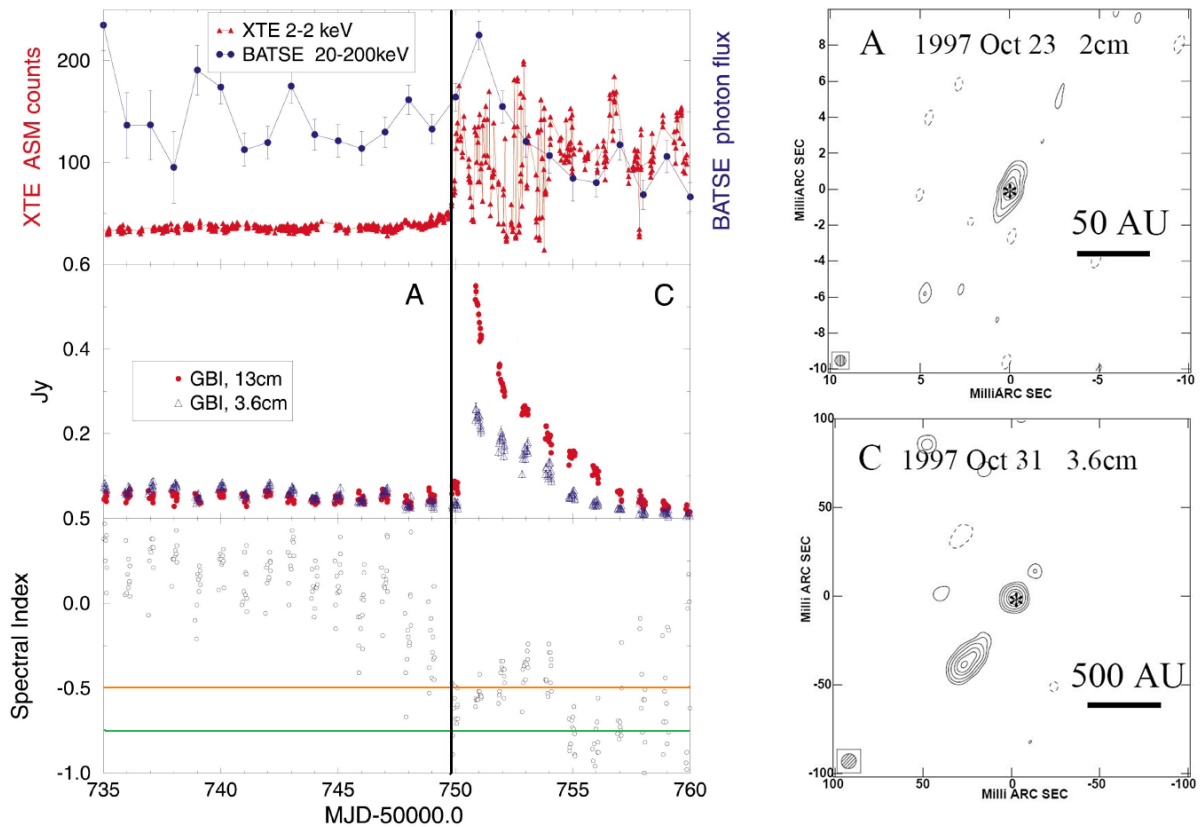


Figura 2.3: À esquerda, observações em raio-x e rádio do protótipo galáctico GRS1915+105. No diagrama superior, a emissão de raio-x mole (triângulos) e de raio-x duro (círculos) em função do tempo. No painel do meio, a emissão rádio (em Jansky) em 13 e 3.6 cm (círculos e triângulos, respectivamente). No painel inferior, o índice espectral da emissão não-térmica em rádio. As linhas horizontais correspondem aos índices esperados para a emissão associada à aceleração de partículas por mecanismo de Fermi de primeira ordem nas ondas de choque ( $\Gamma = 0,5$ ) e nas zonas de reconexão ( $\Gamma = 0,75$ ). Os estados *plateau* e *flare* estão bem representados, respectivamente, à direita e à esquerda da linha vertical preta. À direita, imagens em rádio (VLBA) da fonte GRS 1915+105 em Outubro de 1997, correspondendo às épocas A e C indicadas na figura à esquerda: (A) Imagem, durante o estado *plateau*, no comprimento de onda 2 cm e 7,5 UA de resolução, mostrando o “jato” nuclear seis dias antes do *flare* em rádio; (C) Imagem em 3.6 cm e 80 UA de resolução, 53  $\pm$  2 horas depois do início estimado do *flare*, revelando um jato em larga escala. O asterisco marca a posição astrométrica do núcleo. Adaptado de Dhawan et al. (2000).

( $\cong 0,44$  dias). O pico em raio-x aconteceu praticamente junto com o pico em rádio, quando a fonte encontrava-se no SPLS (Brocksopp et al., 2002; Corbel et al., 2004). O intervalo de tempo entre a quiescência e o pico em raio-x foi de aproximadamente 10 dias segundo o painel superior esquerdo da figura 2.4.

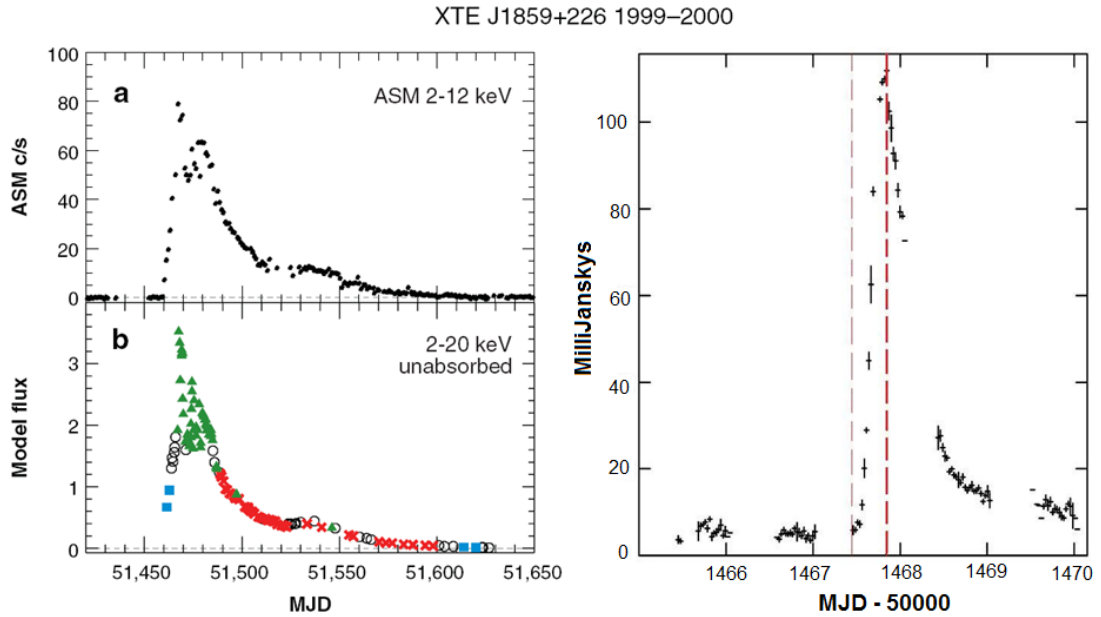


Figura 2.4: No painel superior esquerdo, a curva de luz em raio-x do XTE J1859+226 durante o *outburst* de 1999. No painel inferior esquerdo, a divisão da curva de luz segundo as classes espectrais em raio-x: TS ( $\times$  vermelhos), HS (quadrados azuis) e SPLS (triângulos verdes). Os círculos pretos correspondem a estados intermediários (retirado de Remillard e McClintock (2006)). À direita, a curva de luz em rádio (1,66 GHz) associada ao grande *flare* em raio-x. As retas tracejadas marcam o início da subida e o pico do *flare* em rádio (adaptada de Brocksopp et al. (2002)).

### 2.2.3 XTE J1550-564

O *flare* mais poderoso observado em um microquasar ocorreu no *outburst* de 1998 da fonte XTE J1550-564. A emissão em raio-x aumentou  $\sim 500$  vezes em menos de 20 dias (Remillard, 2005). Depois desse forte *flare* em raio-x, jatos superluminais ( $v > 2c$ ) em rádio foram observados (Hannikainen et al., 2001). Cerca de quatro anos depois, estes jatos relativísticos, então em larga escala, foram detectados tanto em rádio, quanto em raio-x (Corbel et al., 2002).

Na figura 2.5, temos as curvas de luz em raio-x do microquasar XTE 1550-564 no período de 1998 a 2002. A curva de luz em rádio nesta mesma figura é associada ao *outburst* mais intenso em raio-x. O pico em rádio (4.8 GHz) aconteceu em MJD – 51077,4 e é consistente com o pico em raio-x, com a fonte no SPLS. O intervalo de tempo entre a quiescência e o pico em raio-x foi de  $\sim 20$  dias (Remillard, 2005).

Além do *outburst* de 1998, a fonte apresentou pelo menos dois períodos de atividade



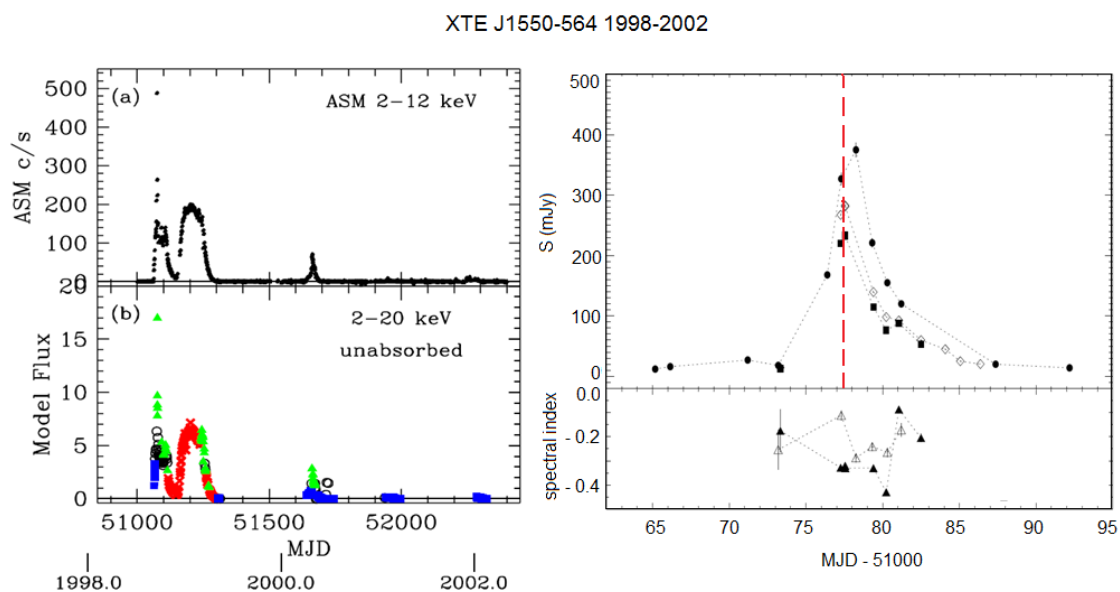


Figura 2.5: No painel superior esquerdo, a curva de luz em raio-x do XTE J1550-564 no período entre 1998 e 2002. No painel inferior esquerdo, a divisão da curva de luz segundo as classes espectrais em raio-x: TS ( $\times$  vermelhos), HS (quadrados azuis) e SPLS (triângulos verdes). Os círculos pretos correspondem a estados intermediários (retirado de Remillard e McClintock (2006)). No painel superior direito, as curvas de luz em rádio associadas ao grande *flare* em raio-x de 1998: 843 MHz (círculos), 4,8 GHz (losangos) e 8,6 GHz (quadrados). A reta tracejada marca o pico do *flare* em rádio para 4,8 e 8,6 GHz. No painel inferior direito, o índice espectral obtido dos dados em 843 MHz – 4,8 GHz (triângulos vazios) e em 4,8 – 8,6 GHz (triângulos preenchidos). Adaptado de Hannikainen et al. (2001).

(em 1999 e 2000). Em 1999, o sistema permaneceu grande parte do tempo no TS e não foram observadas ejeções de matéria. Note que a forma da curva de luz em 1999 é bastante diferente da curva de luz em 1998. Por outro lado, a curva de luz em 2000 parece uma miniatura da primeira, com intensidade muito mais fraca. Neste caso, também não foram detectados eventos de ejeção de matéria e, por isso, foi sugerido que este *outburst* “falhou” (Sturmer e Shrader, 2005).

Finalmente, pelo menos para os microquasares apresentados nesta seção, podemos concluir que quando ocorre um evento do tipo *flare* a emissão em rádio aumenta substancialmente no intervalo de algumas horas ( $\sim 10 - 24$  h) e a emissão em raio-x, partindo da quiescência até o máximo, aumenta no intervalo de poucas dezenas de dias ( $\sim 10 - 20$  dias). As observações indicam que as ejeções violentas de matéria ocorrem enquanto a fonte está no SPLS. É o que concluem também Fender et al. (2004). Segundo esses autores, a origem da emissão opticamente fina em rádio é devido às ondas de choque que se formam no jato

quando o sistema passa de um estado ‘*hard*’ SPLS para um ‘*soft*’ SPLS. Entretanto, o que gera essas ondas de choque ou o mecanismo responsável pelas ejeções de matéria não estão bem definidos, nem em Fender et al. (2004), nem na literatura de um modo geral. Seguiremos explorando esse ponto até o final deste capítulo.

## 2.3 Nosso cenário

Nesta seção, será apresentado em detalhes um possível cenário para a produção dos *flares* e das ejeções superluminais de matéria.

### 2.3.1 A magnetosfera do buraco negro

Discos de acreção magnetizados ao redor de buracos negros de Kerr frequentemente são invocados para explicar a radiação altamente energética e a produção dos jatos em AGNs e microquasares. As linhas de campo magnético, originalmente congeladas com o plasma do disco, são depositadas no horizonte de eventos do buraco negro à medida que o gás do disco é acretado, formando uma magnetosfera ao redor do horizonte do buraco negro (veja, e.g., Wang et al., 2002). Próximo ao horizonte, independentemente do quão caótico seja o campo congelado ao disco, este torna-se ordenado (MacDonald et al., 1986).

O acoplamento magnético entre um buraco negro em rotação e o disco ao seu redor tem sido investigado por diversos autores (veja, e.g., Blandford, 1999; Wang et al., 2003, e referências associadas). A presença de algumas linhas de campo magnético fechadas, conectando o buraco negro à região interna disco, pode levar à transferência de energia e momento angular entre as partes (em um processo variante ao de Blandford-Znajek, 1977) se estas girarem com velocidades angulares diferentes. Embora não seja uma condição necessária, vamos assumir, por simplicidade, que o buraco negro e a região mais interna do disco de acreção estão aproximadamente em co-rotação tal que não deve haver transferência significativa de momento angular entre eles.

A estrutura magnética próxima ao horizonte de eventos pode atingir uma configuração *force-free* (apêndice A), determinada pelo processo de acoplamento magnético, enquanto que a amplitude do campo magnético é determinada pelo passado do disco. O fluxo magnético líquido atual deve ser igual ao fluxo total que o disco depositou no horizonte de eventos durante toda sua história. Tais depósitos causam uma flutuação estocástica

no fluxo magnético líquido ancorado no horizonte do buraco negro. O campo flutuante pode crescer com o tempo até que ele se torne forte o bastante para empurrar o disco para fora, diminuindo a acreção. O campo resultante máximo seria aquele do equilíbrio entre a pressão dinâmica do gás e a pressão magnética nas partes mais internas do disco (Wang et al., 2003; MacDonald et al., 1986).

### 2.3.2 O disco de acreção e sua coroa magnetizada

Segundo o modelo padrão para os discos de acreção (apêndice B), a energia gravitacional associada ao buraco negro central é continuamente convertida em energia cinética, térmica e magnética através da ação conjunta da viscosidade e do esticamento e dissipação do campo magnético. Essa viscosidade pode ser turbulenta, magnética ou ambas (Shakura e Sunyaev, 1973).

No processo de transporte de momento angular nos discos, o cisalhamento é responsável por converter um campo magnético poloidal em uma componente toroidal. Provavelmente parte desse fluxo toroidal é utilizado para gerar novos campos poloidais através de um processo de dínamo. A maior parte da energia será dissipada ou dentro do disco, que então emitirá radiação termalizada, ou na coroa rarefeita acima e abaixo do disco, que emitirá radiação através de espalhamento Compton, ou ainda na forma de ventos e jatos, que emitirão radiação síncrotron. No último caso, é possível que quase toda a energia acumulada na região interna do disco seja utilizada para alimentar o jato (veja Blandford e Payne, 1982; Livio et al., 2003; de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005, e referências associadas).

Vamos assumir, como em trabalhos anteriores (e.g., Merloni, 2003; Livio et al., 2003; Tagger et al., 2004), que a região interna do disco de acreção alterna-se entre dois estados que são controlados por mudanças no campo magnético global. Grande parte do campo magnético gerado em um processo de dínamo no qual a turbulência é acionada, por exemplo, pela instabilidade magneto-rotacional (apêndice B), é pequeno e emaranhado dentro do disco. Segundo Livio et al. (2003), enquanto o campo permanecer nesta configuração, a dissipação ocorrerá localmente, dentro do disco, tornando este último radiativo e bastante luminoso. Entretanto, se um campo poloidal em larga escala é gerado, então é possível que um *outflow* seja acionado.

Simulações numéricas de dínamos em discos de acreção (e.g., Kudoh et al., 2002; Brandenburg e Subramanian, 2005) ainda são incapazes de calcular com precisão a geração de campos poloidais globais, de forma que, atualmente, só são possíveis algumas estimativas físicas acerca dos dínamos, ao invés de um modelamento completo (Livio et al., 2003). Tagger et al. (2004), por exemplo, sugeriram que o crescimento gradual do fluxo magnético nas regiões internas dos discos de acreção pode acontecer pela ação combinada de um dínamo turbulento (associado à instabilidade magneto-rotacional) seguido do transporte, até as regiões internas, do fluxo magnético pelo gás do disco. Já Livio (1997), assumindo um processo de dínamo turbulento somado à reconexão magnética dos *loops* acima e abaixo do disco, demonstrou que campos poloidais em larga escala podem ser gerados tal que a potência do jato associado seja da ordem da luminosidade do disco de acreção (veja também Livio et al., 2003; King et al., 2004).

Considerando a discussão anterior, vamos assumir aqui que no estado que antecede o *flare* em rádio (por exemplo, o estado *plateau* da figura 2.3), um campo magnético poloidal em larga escala é progressivamente construído no disco através de um processo de dínamo turbulento. Neste, as linhas de campo horizontais são progressivamente levantadas do disco através da instabilidade Parker-Rayleigh-Taylor<sup>3</sup>, formando grandes arcos na coroa quente e rarefeita do disco, tal como no Sol. Além disso, assumiremos que uma vez que o processo de dínamo forma o campo poloidal em uma região substancial do disco, este será capaz de sustentar o campo durante um certo intervalo de tempo. A escala de tempo que os microquasares permanecem neste estado é difícil de estimar sem um modelo físico completo.

O fluxo magnético vertical (associado ao campo poloidal) origina um vento que remove momento angular do disco aumentando, de maneira significativa, a taxa de acreção de massa ( $\dot{M}$ ). Como as linhas de campo magnético estão congeladas ao gás ionizado (apêndice A), quando a taxa de acreção de massa aumenta ocorre um acúmulo das linhas de campo vertical na região interna do sistema disco – coroa – buraco negro. O resultado é o aumento da pressão magnética e, em pouco tempo, a razão  $\beta$  entre a pressão do gás + radiação e a pressão magnética diminui. Sob estas condições, eventos de reconexão entre

---

<sup>3</sup> Instabilidade que se manifesta na interface entre dois fluidos com densidades diferentes na presença de um campo de aceleração e quando estes estão imersos em um campo magnético perpendicular ao campo de aceleração (e.g, Goedbloed e Poedts, 2004).

as linhas de campo magnético com polarização oposta são inevitáveis e, nas regiões mais internas do sistema, este processo pode tornar-se bastante violento quando houver uma quantidade de energia magnética suficiente armazenada na coroa do disco. Será mostrado na seção 2.4, que isso ocorre quando a taxa de acreção aproxima-se da taxa crítica de Eddington ( $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ) e  $\beta \lesssim 1$ . de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) sugeriram que estes eventos violentos de reconexão magnética são responsáveis pelos *flares* e ejeções relativísticas de matéria observadas na fonte GRS 1915+105.

### 2.3.3 Reconexão magnética na região interna do sistema

Considerando as hipóteses anteriores, a configuração do fluido em acreção e a geometria do campo magnético, instantes antes da reconexão violenta acontecer, estão esquematizadas na figura 2.6. Na região interna do disco (próximo ao raio  $R_X$ ), existe um lugar que pode ser apropriado para os eventos de reconexão magnética violenta. Superfícies de campo poloidal nulo agem como mediadores entre as linhas “abertas” do campo magnético ancoradas no horizonte de eventos do buraco negro, as linhas “abertas” do vento do disco e aquelas conectando o disco ao horizonte do buraco negro. Tais superfícies de campo magnético nulo são identificadas como *Zona neutra Y* na figura 2.6.

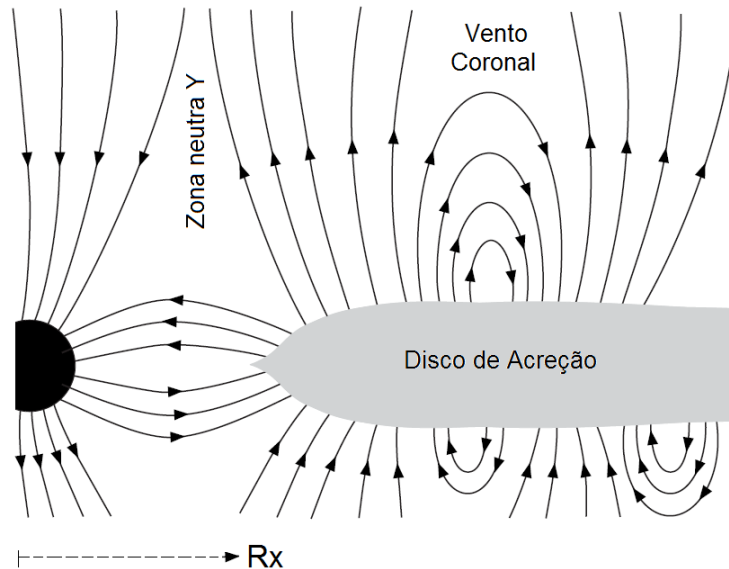


Figura 2.6: Esquema da configuração do fluido em acreção e da geometria do campo magnético na região interna do sistema disco+coroa+buraco negro. Adaptado de de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005).

Delimitando essa zona neutra, temos campos magnéticos poloidais que podem sofrer

rápidas mudanças de sentido. De acordo com a lei de Ampère, grandes correntes elétricas devem fluir para fora do plano mostrado na figura 2.6, ao longo das superfícies de campo nulo. Na presença de resistividade elétrica finita, a dissipação dessas correntes leva à reconexão entre linhas de campo com polarização oposta (e.g., Biskamp, 1996; Lazarian, 2005). A energia que estava armazenada no campo é então liberada e a topologia magnética é alterada.

Acredita-se que a liberação da energia magnética através da reconexão seja o mecanismo mais promissor para a produção dos *flares* solares. Evidências diretas e indiretas sugerem que a reconexão ocorre rapidamente e de forma bastante eficiente na coroa do Sol. Zonas neutras do tipo Y estão presentes, por exemplo, nas arcadas magnéticas eruptivas da coroa solar (e.g., Aschwanden et al., 2001). Uma possível interpretação para as observações é que um lençol de corrente forma-se entre um fluxo magnético emergente e um fluxo pré-existente com polarização oposta, tal que a reconexão magnética nesta zona resulte na formação de um plasmóide. Isto temporariamente inibe a reconexão e uma configuração magnética estável é estabelecida. Durante este estágio, energia magnética é continuamente armazenada devido ao movimento de convergência dos dois fluxos magnéticos. Eventualmente, uma erupção desenvolve-se: o plasmóide é então ejetado e uma grande quantidade de energia magnética é liberada.

O primeiro modelo robusto de reconexão magnética ficou conhecido como Sweet-Parker. Este considera inicialmente dois sistemas de fluxos magnéticos com polaridade oposta encontrando-se numa superfície (figura 2.7). O problema com esse modelo é que o processo de reconexão é pouco eficaz, ou ainda, a reconexão é dita lenta. Por outro lado, se considerarmos que a reconexão ocorre, não em uma superfície, mas em uma linha, o efeito das curvaturas das linhas de campo passa a ser considerado e teremos a chamada reconexão rápida. Em particular, o modelo de Petschek considera que a reconexão acontece em uma pequena parte do fluxo de linhas magnéticas. O resto do fluxo magnético forma um X (figura 2.7), o que permite um escape fácil do fluido e do fluxo magnético. Neste caso, a taxa máxima de reconexão magnética assume valores entre 0,005 e 0,01, que é um resultado ainda abaixo do esperado para se ter reconexão altamente eficiente. No Sol por exemplo, taxas de reconexão da ordem de  $\sim 0,3$  são inferidas a partir das observações (e.g., Aschwanden et al., 2001).

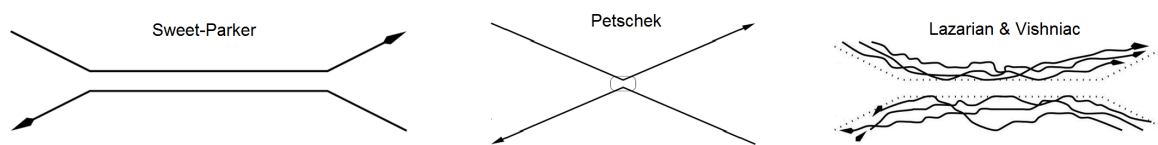


Figura 2.7: À esquerda, esquema da zona de reconexão segundo o modelo de Sweet-Parker. No centro, segundo o modelo de Petschek. À direita, segundo o modelo de Lazarian & Vishniac. Adaptado de Lazarian (2005).

Essa dificuldade teórica em produzir reconexão magnética rápida parece que encontrou uma luz na turbulência. Lazarian e Vishniac (1999) propuseram um mecanismo no qual os *flares* podem naturalmente emergir como resultado de uma instabilidade mediada pela turbulência. Segundo eles, perturbações no campo magnético, causadas pela turbulência, implicam que diversas reconexões aconteçam simultaneamente (ver figura 2.7). Como consequência, a eficiência global da reconexão aumenta. Fluxos de campos magnéticos não paralelos reconectam lentamente se as velocidades turbulentas são muito menores que a velocidade Alfvén. Entretanto, *outflows* causados pela reconexão aumentam o nível de turbulência e, conseqüentemente, a taxa de reconexão. Como resultado dessa resposta positiva, pode haver uma rápida liberação de energia magnética e um *flare* pode desenvolver-se.

Independentemente do mecanismo particular, espera-se que a energia liberada pela reconexão magnética resulte na ejeção violenta do plasma que circunda a zona de reconexão, produzindo grandes quantidades de raios cósmicos através da aceleração direta das partículas carregadas ao longo das linhas do campo ou através de processos de Fermi de primeira ordem em ondas de choque (e.g., Reames, 1996). de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2000, 2001) propuseram que a aceleração direta pode acelerar o plasma em zonas de reconexão magnética dos pulsares produzindo raios cósmicos ultra-energéticos.

Os vários estágios descritos anteriormente para a reconexão magnética e a produção dos *flares* solares podem também operar em sistemas do tipo disco de acreção – coroa – buraco negro. de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) argumentam que sempre que a razão entre a pressão efetiva do disco e a pressão magnética ( $\beta$ ) torna-se pequena o bastante e a taxa de acreção atinge valores próximos ao de Eddington (apêndice B) nas regiões internas do disco, linhas de campo com polarização oposta próximas à zona neutra Y serão pressionadas umas contra as outras suficientemente rápido tal que eventos violentos

de reconexão acontecerão. A energia armazenada no campo magnético é então liberada rapidamente, aquecendo o plasma e acelerando partículas carregadas. Segundo de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005), os elétrons térmicos da coroa permanecerão confinados na zona de reconexão e sofrerão um processo de aceleração do tipo Fermi de primeira ordem (este será explicado adiante) que levará essas partículas a escaparem para fora do sistema com velocidades relativísticas, originando as ejeções observadas (seção 2.2).

Vale ressaltar que eventos de reconexão entre as linhas de campo fechadas dos *loops* e entre as linhas abertas nas regiões mais externas do disco (figura 2.6) também podem ocorrer. Entretanto, a quantidade de energia magnética liberada nestas regiões não são suficientes para acelerar partículas de forma a produzir as luminosidades observadas nos grandes *flares* em rádio.

As observações do Sol indicam que a amplificação, dissipação e reconexão das linhas de campo magnético provavelmente ocorrem de forma esporádica, envolvendo *flares* violentos seguidos por lentas recuperações da configuração magnética anterior ao *flare*, sem uma periodicidade óbvia. Um comportamento similar, isto é, *flare* violento seguido por uma lenta recuperação do estado anterior ao *flare*, também é detectado nos microquasares, o que sugere que a reconexão magnética possa estar relacionada com a produção das ejeções relativísticas de matéria.

Após eventos violentos de reconexão, a destruição parcial do fluxo magnético na região interna do sistema disco-coroa faz com que  $\beta$  cresça (ou seja, a pressão magnética diminua relativamente à do disco) e o sistema retorne a uma condição menos magnetizada (como a do estado *plateau* da fonte GRS1915+105). Na seção seguinte, as idéias descritas aqui serão quantificadas.

## 2.4 Modelo para as ejeções superluminais de matéria

Conforme discutido na seção anterior, será adotada a seguinte configuração para os microquasares: um buraco negro central rodeado por uma magnetosfera e um disco de acreção com uma coroa quente e magnetizada acima e abaixo deste. A geometria do campo magnético momentos antes de um episódio de reconexão violenta está esquematizada na figura 2.6. Admitiremos que um processo de dínamo no interior do disco permitiu a geração do campo poloidal na coroa a partir do campo toroidal imerso no disco. A amplificação



desse campo levou ao crescimento do parâmetro  $\beta$  e o campo poloidal que se ergueu para a coroa carregou consigo momento angular do disco, aumentando a taxa de acreção.

Para calcular a quantidade de energia que pode ser liberada através da reconexão magnética na zona neutra Y, precisamos antes caracterizar o disco de acreção e sua coroa na situação acima.

#### 2.4.1 Disco de acreção

Para determinar as propriedades do disco de acreção instantes antes da reconexão magnética violenta, adotaremos um modelo que admita a presença do campo magnético poloidal normal ao disco. O modelo mais simples que é compatível com estas condições é o chamado modelo padrão (Shakura e Sunyaev, 1973). Seu formalismo matemático é discutido em detalhes no apêndice B.

Este modelo descreve um disco de acreção geometricamente fino ao redor de uma massa central pontual. Nestes sistemas, praticamente todo o gás do disco encontra-se confinado próximo ao plano orbital, descrevendo órbitas aproximadamente circulares em torno do centro de gravidade do objeto primário. Um *stress* viscoso entre os elementos do fluido do disco gera calor que, por sua vez, é eficientemente irradiado pelas faces do disco. Mesmo sem especificar a física do processo de viscosidade no disco, Shakura e Sunyaev (1973) propuseram que sua natureza possa ser turbulenta, magnética ou ambas, e introduziram o parâmetro  $\alpha$ , agora clássico, para a componente não nula do tensor de estresse viscoso:  $W_{r\phi} = \alpha c_s^2$ , onde  $c_s$  é a velocidade do som no disco. A idéia é que as componentes perturbadas da velocidade, cuja correlação determina  $W_{r\phi}$ , seriam limitadas pela velocidade local do som: velocidades em excesso a esta desenvolveriam choques onde rapidamente a energia cinética seria dissipada, diminuindo a velocidade para valores abaixo de  $c_s$ .

O conjunto de equações necessárias para descrever matematicamente um disco de acreção geometricamente fino, opticamente espesso, estacionário, com um perfil de velocidade Kepleriano e cuja a viscosidade é dada pela parametrização  $\alpha$  é<sup>4</sup>:

$$\rho_d = \Sigma/2H_d \quad (2.1)$$

$$H_d = \sqrt{2}c_s/\Omega_K \quad (2.2)$$

---

<sup>4</sup> Nota-se que como  $\vec{B}$  é assumido normal ao plano do disco, e portanto paralelo ao gradiente de pressão e à aceleração da gravidade, ele não exerce influência sobre o equilíbrio vertical do disco.

$$c_s^2 = P_d / \rho_d \quad (2.3)$$

$$P_d = \frac{k_B \rho_d T_d}{\mu m_p} + \frac{4\sigma T_d^4}{3c} \quad (2.4)$$

$$F(r) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (2.5)$$

$$Q = (3/4)\Sigma\Omega_K W_{r\phi} \quad (2.6)$$

$$\tau(\Sigma, \rho_d, T_d) = \bar{\kappa}(\rho_d, T_d)\Sigma \quad (2.7)$$

$$W_{r\phi} = \alpha c_s^2 \quad (2.8)$$

Após a especificação de uma relação para a opacidade  $\bar{\kappa}(\rho_d, T_d)$ , estas equações podem ser resolvidas para a densidade volumétrica do plano central do disco  $\rho_d$ , a densidade superficial  $\Sigma$ , a espessura do disco  $H_d$ , a pressão  $P_d$  e a temperatura no plano central  $T_d$  em função da taxa de acreção  $\dot{M}$ , da massa do objeto central  $M$ , do parâmetro  $\alpha$  e da coordenada radial  $r$  que determina a distância do centro do sistema à um ponto do disco.

Observações dos microquasares revelam que as regiões internas de seus discos de acreção estão a temperaturas de  $\sim 10^7$  K emitindo raio-x. A estas temperaturas, o Hidrogênio, provavelmente o principal constituinte do material do disco, está completamente ionizado. Nesse caso, a principal fonte de opacidade do disco é o espalhamento Thomson ( $\bar{\kappa} = \kappa_T$ ; Apêndice D). Além disso, para temperaturas tão altas, a pressão do gás é muito menor que a pressão de radiação, podendo ser desprezada. Com essas considerações, a solução do sistema de equações (2.1) – (2.8) é:

$$H_d = 1,59 \times 10^{-12} \dot{M} q^4 \text{ cm}; \quad (2.9)$$

$$\rho_d = 1,02 \times 10^{38} \alpha^{-1} \dot{M}^{-2} M^{-1/2} r^{3/2} q^{-8} \text{ g/cm}^{-3}; \quad (2.10)$$

$$T_d = 2,87 \times 10^5 \alpha^{-1/4} M^{1/8} r^{-3/8} \text{ K}; \quad (2.11)$$

$$P_d = 1,72 \times 10^7 \alpha^{-1} M^{1/2} r^{3/2} \text{ din/cm}^2, \quad (2.12)$$

com  $q = \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/4}$ . Lembrando que estamos considerando o disco opticamente espesso, podemos estimar a densidade de energia emitida por ele aproximando-o por um corpo negro:

$$U_d = \left( \frac{4\sigma}{c} \right) T_d^4 = 4,64 \times 10^7 \alpha^{-1} M^{1/2} r^{-3/2} \text{ erg/cm}^3. \quad (2.13)$$

Vamos considerar que o raio interno do disco de acreção corresponde aproximadamente ao raio da última órbita estável do disco em torno de um buraco negro (isto é, três vezes

o raio de Schwarzschild<sup>5</sup>,  $R_S$ ). Assim,

$$R_X \approx 3R_S = 3 \left( \frac{2GM}{c^2} \right). \quad (2.14)$$

Para um buraco negro de  $14M_\odot$  (isto é, a massa esperada para o buraco negro do microquasar GRS1915+105, por exemplo), temos que  $R_X \sim 10^7$  cm. A taxa de acreção de Eddington (apêndice B) neste raio será

$$\dot{M}_{Edd} = 7,22 \times 10^{-16} M \cong 2,02 \times 10^{19} \text{ g/s}. \quad (2.15)$$

Esta representa um limite superior para  $\dot{M}$ , já que se  $\dot{M} > \dot{M}_{Edd}$ , a acreção torna-se impossível pois o fluxo de momento radiativo torna-se maior que a densidade de força gravitacional fazendo com que as partículas não fiquem mais ligadas ao corpo central. Assim, devemos esperar que durante a maior parte do tempo  $\dot{M} < \dot{M}_{Edd}$ . Para determinar a taxa de acreção imediatamente antes de um evento de reconexão magnética violenta, podemos considerar o equilíbrio entre a pressão dinâmica do gás e a pressão magnética da magnetosfera ancorada no horizonte de eventos do buraco negro. Considerando-se acreção esférica, a velocidade radial de acreção pode ser aproximada pela velocidade de queda livre. Supondo também que o campo ancorado no horizonte do buraco negro é da ordem do campo magnético ancorado no disco, teremos que

$$\begin{aligned} \rho_d v_r^2 &\sim \frac{B^2}{8\pi}, \\ \frac{3\dot{M}}{4\pi R^3} \left( \frac{2GM}{R} \right)^{1/2} &\sim \frac{B_d^2}{8\pi}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Por outro lado, podemos estimar o campo magnético ancorado no disco a partir da seguinte relação:

$$\beta = \frac{P_d}{B^2/8\pi} \cong \frac{P_{rad}}{B_d^2/8\pi}.$$

Assim, substituindo a equação (2.12), obtemos:

$$B_d \cong 2,10 \times 10^4 \beta^{-1/2} \alpha^{-1/2} M^{1/4} r^{-3/4}. \quad (2.17)$$

E substituindo a equação (2.17) em (2.16), obtemos a seguinte relação para a taxa de acreção (em cgs):

$$\dot{M} \sim 4 \times 10^{11} \beta^{-1} \alpha^{-1} r \quad (2.18)$$

---

<sup>5</sup> As principais propriedades dos buracos negros estão reunidas em trabalhos como Shapiro e Teukolsky (1986) e Narayan (2005).

O campo magnético e a taxa de acreção em  $R_X$  podem então ser reescritos como

$$B_d \cong 7.54 \times 10^7 \beta_{0.8}^{-1/2} \alpha_{0.5}^{-1/2} M_{14}^{1/4} R_{X,7}^{-3/4} \text{ G}, \quad (2.19)$$

$$\dot{M} \sim 1 \times 10^{19} \beta_{0.8}^{-1} \alpha_{0.5}^{-1} R_{X,7} \text{ erg/s}, \quad (2.20)$$

onde assumimos  $\beta = 0.5\beta_{0.5}$ ,  $\alpha = 0.1\alpha_{0.1}$ ,  $M = 15M_{\odot}M_{15}$  e  $R_X = 10^7 R_{X,7}$ .

Conforme já discutido, por ocasião da formação da componente poloidal em larga escala, esperamos que o campo magnético atinja valores próximos ao da equipartição (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005), tal que  $\beta \lesssim 1$ . Assim, o campo poloidal será da ordem de  $\sim 10^8$  G (para a parametrização acima) e, imediatamente antes de evento violento de reconexão magnética, a taxa de acreção torna-se próxima à taxa crítica de Eddington (isto é,  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ). Essa situação permanece por um curto intervalo de tempo e é “aliviada” com a destruição do fluxo magnético poloidal em eventos de reconexão.

Finalmente, a partir das equações (2.9)–(2.15), as grandezas do disco em  $R_X$ , imediatamente antes de um evento violento de reconexão, são dadas por:

$$T_d \cong 1,64 \times 10^7 \alpha_{0.5}^{-1/4} M_{14}^{1/8} R_{X,7}^{-3/8} \text{ K} \quad (2.21)$$

$$n_d \cong 3,65 \times 10^{18} \alpha_{0.5}^{-1} M_{14}^{-1/2} \dot{M}_{19}^{-2} R_{X,7}^{3/2} q_{0.82}^{-8} \text{ cm}^{-3} \quad (2.22)$$

$$H_d/R_X \cong 0,57 \dot{M}_{19} R_{X,7}^{-1} q_{0.82}^4 \quad (2.23)$$

$$U_d \cong 4,91 \times 10^{14} \alpha_{0.5}^{-1} M_{14}^{1/2} R_{X,7}^{-3/2} \text{ erg/cm}^3 \quad (2.24)$$

onde  $\dot{M} = 10^{19} \dot{M}_{19}$  é a taxa de acreção de massa e  $q = [1 - (R_S/R_X)^{1/2}]^{1/4} = 0,82q_{0.82}$ . Estando o disco definido, a seguir discutiremos as propriedades de sua coroa.

### 2.4.2 Coroa do disco

A coroa que envolve um disco de acreção provavelmente é quente, rarefeita e local de intensa atividade magnética. Conforme já discutido, a coroa forma-se como resultado de um dínamo turbulento no disco (associado, por exemplo, à instabilidade magneto-rotacional). Se a dissipação magnética no interior do disco for muito lenta para parar a amplificação do campo, tubos de fluxos magnéticos com fortes campos podem ser formados. Como tais tubos contêm menos plasma que o ambiente ao redor, eles estão sujeitos à instabilidades convectivas que podem resultar na emergência desses tubos do disco, originando assim a coroa (provavelmente bastante inhomogênea).

Do ponto de vista físico, a coroa é a região onde pelo menos parte da energia da acreção é liberada. A existência de uma estrutura coronal opticamente fina e caracterizada por um forte acoplamento magnético com um disco opticamente espesso foi primeiramente sugerida por Galeev et al. (1979). Seguindo essa idéia e baseando-se também nas crescentes observações sobre a coroa solar, diversos modelos analíticos e numéricos de coroa foram propostos. Em particular, neste trabalho utilizaremos o modelo de Liu et al. (2002a), devido à sua simplicidade.

Considerando que o calor gerado pela reconexão magnética é irradiado por espalhamento Compton, teremos que

$$\frac{B_X^2}{4\pi} v_A \approx \frac{4k_B T_c}{m_e c^2} n_c \sigma_T c U$$

onde  $B_X$  é o módulo do campo que sofre reconexão,  $v_A$  é a velocidade Alfvén da coroa,  $T_c$  e  $n_c$  são respectivamente a temperatura e a densidade coronais,  $U$  é a potência da radiação a ser espalhada e os demais símbolos são as constantes da natureza (consulte o apêndice D).

Assumindo também que na base de um tubo de fluxo magnético ocorre o fenômeno da “evaporação” cromosférica, como na coroa solar, teremos

$$\frac{k_0 T_c^{7/2}}{l} \approx \frac{\gamma}{\gamma - 1} n_c k T_c \left( \frac{k T_c}{m_H} \right)^{1/2},$$

onde foi assumido para a condução térmica o coeficiente de Spitzer para um gás de Hidrogênio puro,  $k_0 = 10^{-6} \text{ erg cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ . Além disso,  $\gamma = 5/3$  para os gases ideais e  $l$  é o comprimento do *loop* magnético.

Das equações acima, obtemos para as quantidades da coroa:

$$T_c = 1,58 \times 10^6 U^{-1/4} B_X^{3/4} l^{1/8} \quad (2.25)$$

$$n_c = 8,07 \times 10^{17} U^{-1/2} B_X^{3/2} l^{-3/4} \quad (2.26)$$

Note que estas quantidades podem ser reescritas em termos das quantidades do disco se assumirmos que o campo magnético poloidal que sofre reconexão é da ordem do campo magnético  $B_d$  ancorado no disco em  $R_X$  (equação 2.19).

Assim, substituindo as equações (2.9)–(2.19) em (2.25) e (2.26) obtemos para a densidade e temperatura da coroa:

$$T_c \cong 4,10 \times 10^9 \alpha_{0.5}^{-1/8} \beta_{0.8}^{-3/8} M_{14}^{1/16} R_{X,7}^{-3/16} l_{100}^{1/8} \text{ K} \quad (2.27)$$

$$n_c \cong 5,36 \times 10^{15} \alpha_{0.5}^{-1/4} \beta_{0.8}^{-3/4} M_{15}^{1/8} R_{X,7}^{-3/8} l_{100}^{-3/4} \text{ cm}^{-3} \quad (2.28)$$

onde  $l \cong 100R_X l_{100}$  é o tamanho do *loop* magnético. Notamos que a parametrização obtida acima para  $T_c$  e  $n_c$  difere daquela do trabalho de Liu et al. (2002a), no qual encontramos uma imprecisão na substituição das equações do modelo de disco de Shakura e Sunyaev (1973).

Com as configurações do disco e da coroa definidas, podemos determinar a quantidade de energia magnética liberada num processo de reconexão magnética, como se segue.

### 2.4.3 Energia magnética liberada por reconexão

Como discutido anteriormente, vamos assumir que o campo magnético poloidal na coroa,  $B_X$ , imediatamente acima do raio mais interno do disco  $R_X$ , é da ordem do campo magnético do disco,  $B_d$ , dado pela equação (2.19). Além disso, como a magnetosfera ao redor do buraco negro é resultado do depósito do campo magnético congelado com o plasma do disco que, por sua vez, foi acretado pela fonte central, podemos considerar que a magnitude do campo ancorado no buraco negro é da mesma ordem que a do campo  $B_X$ . Quando estes campos tiverem polarizações opostas (figura 2.6), eventos de reconexão magnética podem acontecer na zona neutra Y. A figura 2.8 esquematiza essa região como a zona de reconexão magnética.

A quantidade de energia magnética liberada neste processo pode ser estimada através da relação abaixo:

$$\dot{W}_B \approx \frac{B_X^2}{8\pi} \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

onde  $B_X$  é o módulo do campo magnético poloidal a sofrer a reconexão,  $\Delta V$  é o volume da zona de reconexão e  $\Delta t$  é o tempo de reconexão. O volume da zona é dado por  $\Delta V = 4\pi R_X \Delta R_X L_X$ , enquanto que o tempo é  $\Delta t = \Delta R_X / v_{rec}$ , sendo  $\Delta R_X$  a espessura da zona de reconexão,  $L_X$  a altura da zona e  $v_{rec}$  a velocidade na qual as linhas de campo aproximam-se da zona (figura 2.8).

Como discutido na seção 2.3.3, os esquemas clássicos de reconexão fornecem taxas de reconexão muito baixas (com  $v_{rec} \ll v_A$ ). Entretanto, existem diversas evidências observacionais de que a reconexão acontece a altas taxas, comparáveis à velocidade Alfvén (veja, e.g., Dere, 1996). Observações dos *flares* solares indicam que a velocidade  $v_{rec}$  pode ser tão alta quanto alguns décimos da velocidade Alfvén (e.g., Aschwanden et al., 2001;

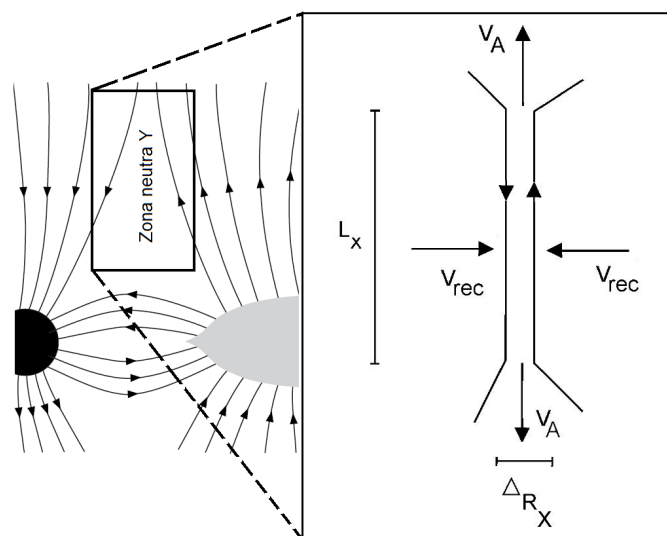


Figura 2.8: Esquema da zona da reconexão magnética.

Takasaki et al., 2004). Sendo assim, a velocidade de reconexão pode ser escrita como uma fração da velocidade Alfvén na coroa,  $v_{rec} = \xi v_A$ , onde  $\xi$  é o fator de eficiência da reconexão. Note que para as condições analisadas aqui,  $v_A$  é da ordem da velocidade da luz<sup>6</sup>, indicando que  $v_{rec}$  pode assumir valores bastante altos.

No estado estacionário teremos que (figura 2.8):

$$\frac{L_X}{v_A} \cong \frac{\Delta R_X}{v_{rec}},$$

ou ainda,

$$L_X \cong \Delta R_X / \xi. \quad (2.29)$$

Finalmente, a partir destas considerações, a quantidade de energia magnética liberada devido à reconexão das linhas de campo é

$$\dot{W}_B \approx \frac{B^2}{8\pi} v_A (4\pi R_X \Delta R_X) \quad (2.30)$$

Para estimar  $\Delta R_X$  (ou  $L_X$ ), é necessário modelar o processo de reconexão rápida. Como mencionado anteriormente, no modelo de reconexão turbulenta proposto por Lazarian e Vishniac (1999), perturbações no campo magnético resultam numa reconexão bastante eficiente. Por outro lado, um modelo alternativo (Biskamp et al. 1997; Shay et al. 2003) explica a reconexão rápida através de uma resistividade anômala (Parker 1979) do plasma.

<sup>6</sup> No limite relativístico,  $v_A = \gamma_A v_{A0}$ , onde  $\gamma_A = \left[1 + \left(\frac{v_{A0}}{c}\right)^2\right]^{-1/2}$  e  $v_{A0} = \frac{B^2}{\sqrt{4\pi\rho}}$  (isto é, a velocidade Alfvén no limite clássico).

Na verdade, estes modelos não são mutualmente excludentes: as altas taxas de reconexão do modelo turbulento podem fornecer um impulso inicial nos efeitos da resistividade anômala. Este impulso pode ser importante quando as velocidades turbulentas iniciais são muito menores que a velocidade Alfvén, isto é, nas regiões onde os campos magnéticos são fortes. De fato, na presente análise, nós centramos nossa atenção nas regiões em torno do buraco negro durante o processo de acreção quase crítica. Como para estas regiões o campo magnético é forte, a resistividade deve ser anômala e a reconexão rápida deve ocorrer (com  $v_{rec} = \xi v_A$  e  $\xi \lesssim 1$ )<sup>7</sup>.

Conforme apontado por Lazarian e Vishniac (1999), uma resistividade anômala estará presente na zona de reconexão quando o gradiente do campo magnético é tal que a velocidade de deriva dos elétrons ( $v_e$ ) é da ordem da velocidade térmica dos íons ( $v_t$ ). Sendo  $j$  a densidade de corrente, a condição para o surgimento da resistividade anômala é

$$j > j_{crit} = n_e e v_e \cong n_i Z e v_t$$

Se na largura  $\Delta R_X$  da zona de reconexão o campo magnético varia  $\Delta B$ , então da lei de Ampère teremos que

$$4\pi j \approx \frac{c\Delta B}{\Delta R_X}$$

Assim, para  $j \sim j_{crit}$ , a largura da zona de reconexão pode ser estimada pela relação

$$\Delta R_X \approx \frac{c\Delta B}{4\pi n_i Z e v_t}. \quad (2.31)$$

No nosso caso,  $\Delta B \approx 2B_X \approx 2B_d$  corresponde ao campo magnético na zona de reconexão (como argumentado no início desta seção) e  $n_i = n_c$  e  $v_t = v_{t,c}$  são a densidade numérica e a velocidade térmica dos íons de carga  $Ze$  na coroa, respectivamente. De acordo com a equação (2.27) para a temperatura coronal, a velocidade térmica dos íons na coroa será

$$v_{t,c} = \left( \frac{5kT_c}{3m_p} \right)^{1/2} \cong 7,52 \times 10^8 \alpha_{0.5}^{-1/16} \beta_{0.8}^{-3/16} M_{14}^{1/32} R_{X,7}^{-3/32} l_{100}^{1/16} \text{ cm/s}$$

<sup>7</sup> Até o presente, os valores máximos que  $\xi$  pode assumir não são bem determinados. Das observações das zonas de reconexão da coroa solar estima-se que  $\xi = 0,3$ . Valores similares são obtidos a partir de simulações numéricas 3D (Kowal, Lazarian e Vishniac, 2008; Kowal, Lazarian e de Gouveia Dal Pino, 2008)



e substituindo a densidade coronal definida pela equação (2.28) e a relação acima em (2.31), obtemos:

$$\left(\frac{\Delta R_X}{R_X}\right) \cong 1,86 \times 10^{-5} Z^{-1} \alpha_{0.5}^{-3/16} \beta_{0.8}^{7/16} M_{14}^{3/32} R_{X,7}^{-41/32} l_{100}^{11/16} \quad (2.32)$$

Finalmente, da equação (2.30) vem que:

$$\dot{W}_B \cong 1,6 \times 10^{35} \alpha_{0.5}^{-19/16} \beta_{0.8}^{-9/16} M_{14}^{19/32} R_{X,7}^{-25/32} l_{100}^{11/16} \text{ erg/s} \quad (2.33)$$

a qual fica independente do fator de eficiência da reconexão<sup>8</sup>. O tempo de reconexão correspondente é

$$t_{rec} \cong \frac{R_X}{\xi v_A} \cong 10^{-4} \xi^{-1} R_{X,7} \text{ s} \quad (2.34)$$

indicando que a energia magnética é liberada rapidamente de forma explosiva, como necessário à geração de *flares*.

A energia magnética liberada é bem menor que a luminosidade de acreção no disco para a taxa  $\dot{M}_{19}$ :

$$\dot{W}_{ac} \cong \frac{GM_{BN}\dot{M}}{R_X} \cong 1.87 \times 10^{39} M_{14} \dot{M}_{19} R_{X,7}^{-1} \text{ erg/s} \quad (2.35)$$

Na figura 2.9 temos a taxa de energia liberada,  $\dot{W}_B$ , em função do tamanho do *loop* magnético ( $l$ ) para diferentes valores de  $\beta$  e  $M$ . A reta cinza corresponde a  $\beta = 0,6$  e  $M = 18M_\odot$ , enquanto que a preta corresponde a  $\beta = 1$  e  $M = 10M_\odot$ . Esses valores de massa correspondem aos limites esperados para o buraco negro da fonte GRS1915+105 (tabela 2.1) e as retas cinza e preta delimitam os valores de  $\dot{W}_B$  esperados para essa fonte, segundo o cenário proposto. Note que à medida que o valor de  $\beta$  diminui, tendendo a valores menores que 1, ocorre um acúmulo maior de campo magnético poloidal na região interna do sistema e a energia que pode ser extraída através da reconexão aumenta.

A partir da figura 2.9, vemos também que se  $l$  aumenta, a energia magnética liberada em eventos violentos de reconexão aumenta. De fato, veremos na seção 2.6 que energias de até  $\sim 1\%$  da energia de acreção podem ser liberadas na reconexão. Este resultado já era esperado uma vez que o processo de acreção deve liberar pelo menos parte da

<sup>8</sup> Notamos que, embora as conclusões sejam essencialmente as mesmas do trabalho de de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005), o valor obtido aqui para  $\dot{W}_B$  é distinto, pois naquele trabalho a parametrização empregada para a coroa foi obtida a partir do trabalho de Liu et al. (2002a), o qual continha imprecisões, como observado anteriormente.

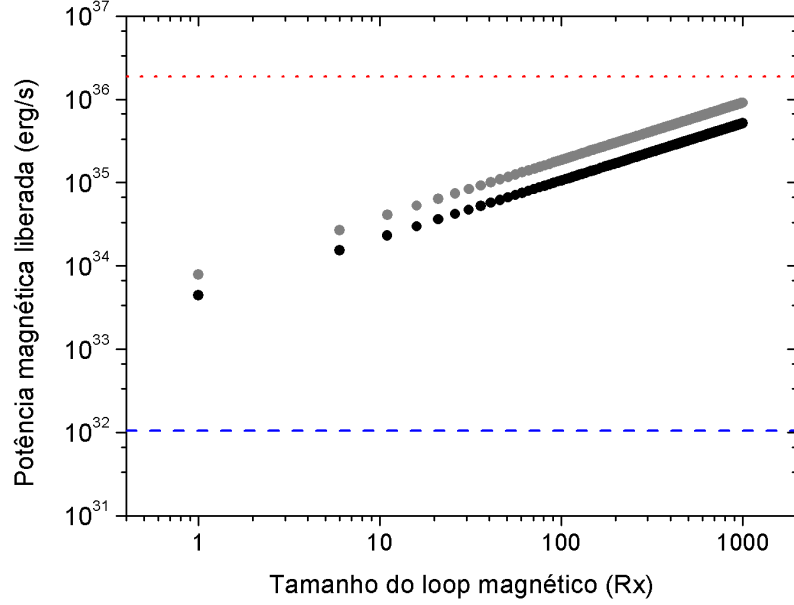


Figura 2.9: Gráfico da potência liberada na reconexão magnética em função do tamanho do *loop* magnético (em unidades de  $R_X$ ) para diferentes valores de  $\beta$  e  $M$ :  $\beta = 0,6$  e  $M = 18M_\odot$  (reta cinza) e  $\beta = 1$  e  $M = 10M_\odot$  (reta preta). Os demais parâmetros foram fixados em  $\alpha_{0,5}$  e  $R_{X,7}$ . As linhas inferior e superior correspondem às potências observadas em rádio e no IV, respectivamente.

energia potencial gravitacional que estava armazenada no sistema. A reconexão magnética permitirá, sob determinadas circunstâncias, a liberação rápida de uma pequena parte dessa energia sob forma violenta, como vimos acima, permitindo a geração de *flares*.

De acordo com a figura 2.9, a potência magnética liberada na reconexão violenta é  $\sim 10^{34} - 10^{36}$  erg/s para  $0,5 < \beta \leq 1$ ,  $\alpha = 0,5$  e  $1R_X \leq l \leq 1000R_X$ . Este intervalo de valores é mais do que suficiente para explicar a emissão síncrotron observada nos *flares* em rádio, a qual é da ordem<sup>9</sup> de  $10^{32}$  erg/s. Porém, notamos que o mesmo intervalo de valores só pode explicar a emissão sincrotrônica no IV (a qual é da ordem de  $10^{36}$  erg/s; Mirabel et al., 1998) se os *loops* tiverem dimensões bem maiores ( $> 1000R_X$ ), conforme indicado na figura 2.9. Entretanto, vale ressaltar que a emissão sincrotrônica no IV provavelmente seja resultado de uma reaceleração dos elétrons a distâncias maiores da fonte, fora da zona de reconexão, possivelmente por processo de Fermi de primeira ordem atrás de ondas de choque ao longo do jato (seção 2.4.4). Isso porque para a fonte GRS1915+105, a separação

<sup>9</sup> A luminosidade em uma certa faixa espectral  $L_\nu$  pode ser estimada a partir da relação entre o fluxo observado nesta faixa espectral  $F_\nu$  e a distância  $d$  da fonte:  $L_\nu = 4\pi d^2 F_\nu$ .

entre o jato no IV e a fonte central é de  $\sim 0,2$  segundos de arco, ou  $\sim 2500$  UA à 12,5 kpc. Além disso, os elétrons do jato emitindo no IV são  $(\nu_{IV}/\nu_{radio})^{1/2} \sim 100$  vezes mais energéticos que aqueles emitindo em rádio, sendo que a meia vida daqueles é  $\sim 100$  vezes menor que a destes (Sams et al., 1996).

Vimos acima que somente parte da taxa de energia magnética liberada na reconexão violenta seria utilizada para acelerar as partículas, sendo o restante empregado para aquecer o plasma coronal. A luminosidade em raio-x (mole e duro) observada nos *flares* do microquasar GRS1915+105 é da ordem de  $10^{38}$ – $10^{39}$  erg/s (e.g., Falcke e Biermann, 1999). Segundo o cenário aqui apresentado, a emissão em raio-x mole observada neste microquasar (figura 2.3) pode ser entendida se sua origem for principalmente do disco de acreção. Durante a fase *plateau*, a taxa de acreção é mais baixa e, conseqüentemente, a luminosidade em raio-x mole também, já que esta pode ser estimada pela relação  $L_x \cong \eta \dot{W}_{ac}$ , onde  $\eta$  é o fator de eficiência da conversão da taxa de energia gravitacional em radiação e  $\dot{W}_{ac}$  é definido pela equação (2.35) (e.g, Frank et al., 1992). Por outro lado, durante a fase de *flare*, a emissão *soft* aumenta de um fator  $\sim 3,5$  e apresenta grande variabilidade. Esse aumento pode ser entendido pelo aumento da taxa de acreção para valores próximos a  $\dot{M}_{Edd}$  (equação 2.20). Quanto à variabilidade observada, esta pode ser resultado de uma perturbação no disco associada à condução do calor liberado na reconexão para a base do tubo de fluxo magnético, conforme assumido na construção do modelo de coroa. Note que a escala de tempo de condução térmica (e.g, Goedbloed e Poedts, 2004), da zona de reconexão até a superfície do disco, para um *loop* magnético com altura igual a  $l = 100R_X$  é de

$$\tau_{cond} \cong \frac{3n_c k_B l^2}{k_0 T_c^{5/2}} \cong 2,1 n_{15} T_9^{-5/2} l_{100}^2 \text{ s},$$

onde  $T_c$  e  $n_c$  estão definidos pelas equações (2.27) e (2.28), respectivamente. Dessa forma, a condução é rápida o bastante para que a energia liberada no evento de reconexão violenta durante o *flare* seja transportada para a superfície do disco perturbando-o.

Quanto à emissão em raio-x duro (20 – 200 keV), a origem desta provavelmente é o espalhamento Compton inverso dos fótons de raio-x mole do disco ( $\sim 1$  keV) pelos elétrons relativísticos na coroa (e.g, Remillard e McClintock, 2006). Na fase *plateau*, segundo o cenário apresentado nesta dissertação, os elétrons relativísticos provavelmente são produzidos pela atividade magnética coronal que começa a se estabelecer nessa fase graças

à construção do campo magnético poloidal em larga escala. Já na fase *flare*, à medida que os elétrons acelerados na zona neutra Y escapam do sistema, o número de agentes espalhadores diminui e a emissão em raio-x duro cai, como observado na curva de luz da figura 2.3.

O cálculo exato da fração de energia magnética que vai para cada processo está além da capacidade do presente trabalho, já que isto depende de um modelamento detalhado das condições do disco e da coroa, além da determinação da eficiência de cada processo. Em vista dos resultados acima, considerando que uma fração de  $\dot{W}_B$  é utilizada no processo de aceleração de partículas, na seção seguinte, exploraremos o mecanismo de aceleração na zona de reconexão.

#### 2.4.4 O mecanismo de aceleração

Existem evidências de que partículas são aceleradas durante eventos de reconexão magnética, embora o mecanismo responsável por esta aceleração ainda não seja bem definido (e.g., Larosa et al., 1996; Litvinenko, 1996; de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2000, 2001). A quais energias as partículas podem ser aceleradas pela reconexão? Quantas podem ser aceleradas? Qual é o espectro resultante? Estas perguntas não foram completamente respondidas ainda, pois diversos tipos diferentes de reconexão podem ocorrer e os campos magnéticos nas zonas de reconexão podem ser bastante complexos (Priest e Forbes, 2000). Apesar dessas dificuldades teóricas, os raios cósmicos do Sol confirmam que o processo de aceleração é bastante eficiente: eles são caracterizados por uma distribuição de energia dos elétrons que obedece a uma lei de potência da forma  $E^{-\Gamma_e}$ , com  $\Gamma_e \approx 2.6$  para energias de até  $10^6$  GeV.

As partículas poderiam ser, em princípio, aceleradas diretamente pelo enorme campo elétrico induzido dentro da região de reconexão (e.g., Haswell et al., 1992; Litvinenko, 1996; de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2000, 2001; Priest e Forbes, 2000). Entretanto, este mecanismo de aceleração direta dificulta a explicação de um espectro sincrotrônico, pois a aceleração direta pelo campo elétrico da zona de reconexão produziria partículas aceleradas a uma única energia e não a uma distribuição de lei de potência (a qual explicaria a radiação síncrotron observada).

Diversos processos estocásticos de aceleração também seriam possíveis, pois a reconexão

magnética frequentemente produz turbulência, que por sua vez, gera flutuações nos campos elétricos e magnéticos. Um processo estocástico bastante estudado no contexto das ondas de choque MHD é o chamado mecanismo de Fermi de primeira ordem (Axford et al., 1977; Bell, 1978a,b; Blandford e Ostriker, 1978; Blandford e Eichler, 1987; Longair, 1992; Priest e Forbes, 2000).

Este baseia-se nos múltiplos espalhamentos das partículas por flutuações magnéticas (ondas Alfvén) antes e depois de um choque. Como o choque (com suas flutuações no pós-choque) está sempre aproximando-se das flutuações à frente do choque, uma partícula ao atravessá-lo em qualquer direção irá sempre encontrar uma flutuação magnética (onda Alfvén) aproximando-se dela de modo que uma aceleração eficiente, de primeira ordem, é atingida. Isto pode ser deduzido por vários “caminhos” matemáticos diferentes, mas todos eles baseiam-se na existência de ondas Alfvén à frente e atrás do choque e no espalhamento das partículas energéticas por estas ondas: cada interação sucessiva partícula – onda Alfvén muda ligeiramente a velocidade  $\vec{v}$  da partícula. Podemos expressar essa mudança em termos do ângulo de *pitch*  $\theta$ , isto é, o ângulo entre a velocidade da partícula e o campo magnético. Quando  $\theta = \pi/2$ , o movimento da partícula ao longo do campo inverte-se e a reflexão no espelho magnético leva a partícula de volta através da frente de choque. Estas reflexões múltiplas aumentam estocasticamente a energia das partículas.

Um resultado importante deste modelo é que, independentemente da natureza precisa da função de distribuição inicial das partículas, o processo de aceleração no choque produz uma distribuição de energia de lei de potência com  $\Gamma_e$  dependendo somente do crescimento em densidade<sup>10</sup>  $r_\rho$ . Para partículas relativísticas temos que  $\Gamma_e = \frac{r_\rho + 2}{r_\rho - 1}$ . Para choques fortes adiabáticos,  $r_\rho = 4$  e  $\Gamma_e = 2$ . Mesmo que não em exata concordância com as observações, o  $\Gamma_e$  é determinado independentemente de parâmetros locais e dos detalhes do mecanismo. Portanto, a aceleração estocástica atrás de ondas de choque é um candidato razoável para a produção de partículas relativísticas em Astrofísica.

Para explicar a aceleração de partículas durante o estado *flare*, de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) propõem um mecanismo semelhante ao Fermi de primeira ordem ocorrendo dentro da zona de reconexão. Conforme ilustrado na figura 2.8, as partes esquerda e direita do fluxo magnético se aproximam do lençol de corrente na zona de reconexão com

<sup>10</sup> Razão entre as densidades do material chocado e daquele antes da frente de choque (não chocado).

velocidade  $v_{rec}$ . Como resultado, as partículas carregadas da região esquerda “vêm” as partículas da região direita se aproximarem com velocidade  $2v_{rec}$ , e vice-versa. Nesse caso, um processo de aceleração análogo ao dos raios cósmicos em choques magnetizados pode ocorrer.

Note que o raio de Larmor de uma partícula carregada circulando ao redor do campo magnético na zona de reconexão é

$$r_B = \frac{\gamma m_e c^2}{ZeB_X} \cong 2,25 \times 10^{-5} \gamma_{8.7} B_{X,7} \text{ cm},$$

que é muito menor que a largura  $\Delta R_X$  da zona de reconexão para elétrons com o fator de Lorentz de  $\gamma = 8.7\gamma_{8.7}$ . Logo, as partículas que entram na zona de reconexão presas ao fluxo magnético permanecerão confinadas nesta tempo suficiente para serem estocasticamente aceleradas pelos processos acima.

Para partículas relativísticas,  $E = pc$ . Logo,

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta p}{p} = -\frac{\cos\theta(u_2 - u_1)}{c} = \frac{2v_{rec}}{c} \cos\theta$$

onde  $\theta$  é o ângulo de *pitch* e  $u_2 - u_1$  é a velocidade relativa de aproximação das linhas. Para uma distribuição de probabilidade das partículas  $p(\theta) = 2\sin\theta\cos\theta d\theta$  (e.g., Longair, 1992), o ganho médio de energia por cruzamento da zona de aceleração é

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle &= \frac{\int_0^{\pi/2} \left(\frac{1}{c} \cos\theta 2v_{rec}\right) p(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} p(\theta) d\theta} \\ \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle &= \frac{v_{rec}}{c} \int_0^{\pi/2} 2\cos^2\theta \sin\theta d\theta \\ \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle &= \frac{4}{3} \frac{v_{rec}}{c} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Uma viagem completa (ida e volta) das partículas entre os dois lados da zona de aceleração produz um incremento de energia  $2\Delta E$ :

$$2\Delta E = E - E_0 = \frac{8}{3} \frac{v_{rec}}{c} E_0$$

Logo, a razão entre a energia  $E$  da partícula depois de uma viagem completa e sua energia inicial  $E_0$  será

$$\delta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{8}{3} \frac{v_{rec}}{c}$$

Assumindo que a probabilidade de escape de uma partícula da zona de aceleração é similar àquela atrás de uma onda de choque (e.g., Bell, 1978a,b; Longair, 1992), teremos

$$P_{esc} \cong \frac{4v_{rec}}{c} \quad (2.37)$$

Considerando que  $N$  partículas são injetadas no lençol de corrente, em  $n$  tentativas de cruzá-lo, a fração

$$-\frac{dN}{N} = nP_{esc} = d(\ln N)$$

atravessa-o e é varrida fluxo abaixo. Quanto à mudança em energia,

$$d(\ln E) = d(\ln p) = 2n \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle$$

Então,

$$\frac{d(\ln N)}{d(\ln p)} = -\frac{nP_{esc}}{2n \langle \Delta E/E \rangle} \quad (2.38)$$

Substituindo as equações (2.36) e (2.37) em (2.38), obtemos para a inclinação do espectro de partículas (e.g., Bell, 1978a,b):

$$\Gamma_e = 1 - \frac{d(\ln N)}{d(\ln p)} = 1 - \frac{3}{2} = \frac{5}{2} \quad (2.39)$$

Assim, o espectro de elétrons obtidos é

$$N(E)dE \propto E^{-5/2}dE \quad (2.40)$$

Esta equação indica que o espectro de partículas produzido por um mecanismo do tipo Fermi de primeira ordem na zona de reconexão é mais íngreme do que aquele normalmente produzido em choques (no qual  $N(E)dE \propto E^{-2}$ ). Em outras palavras, este mecanismo é menos eficiente para acelerar partículas às mais altas energias do que a aceleração em choques e isto está associado à probabilidade de escape (que por sua vez está associada ao tempo de aceleração) que será menor no caso do choque (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005).

A presença de elétrons relativísticos é inferida a partir da radiação sincrotrônica emitida quando esses elétrons são acelerados em um campo magnético. A radiação síncrotron associada a elétrons com uma distribuição de lei de potência do tipo  $N(E)dE \propto E^{-\Gamma_e}$  apresenta um espectro típico em rádio dado por  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha_R}$  onde  $\alpha_R = (\Gamma_e - 1)/2$  (Rybicki e Lightman, 1986). Dessa forma, para  $\Gamma_e = 5/2$  (equação 2.40) obtemos que  $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ . Este valor

é compatível com o observado durante os flares em rádio do microquasar GRS1915+105 ( $\alpha_R \cong 0,6 - 0,8$ ), o que indica que o mecanismo de aceleração proposto na zona de reconexão é plausível.

Note que não podemos descartar a possibilidade de aceleração em ondas de choque no caso dos microquasares já que as ondas de choque MHD são um produto natural da reconexão magnética (e.g., Priest e Forbes, 2000): como no Sol, plasmóides formados no processo de reconexão podem emergir abruptamente formando frentes de choque. Neste caso, para  $\Gamma_e = 2$ , o espectro síncrotron associado será  $S_\nu \propto \nu^{-0.5}$ , que também se aproxima do valor observado.

Resumindo, o cenário proposto explica a origem das ejeções de matéria em grande escala da fonte GRS 1915+105, a emissão rádio durante a fase *flare* (devido aos elétrons acelerados), a queda da emissão em raio-x duro na fase *flare* (associada à diminuição dos agentes espalhadores do Compton inverso na coroa), a intensificação do raio-x mole devido ao aumento na taxa de acreção e a transição entre os estados *flare* e *plateau* (após eventos de reconexão violenta). Vale ressaltar que de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) utilizaram o cenário apresentado neste capítulo para explicar a emissão em raio-x e rádio da fonte GRS 1915+105 (figura 2.3) especificamente. Veremos na seção seguinte, que este cenário pode ser aplicado de maneira consistente também aos outros microquasares.

## 2.5 No cenário geral dos BHBs

O microquasar GRS 1915+105 não é um sistema binário transiente comum. Ele apresentou sua primeira erupção em Agosto de 1992 e permanece ativo até hoje (e.g, Fender e Belloni, 2004). A partir de uma análise detalhada das observações em raio-x dessa fonte, Belloni et al. (2000) distinguiram doze modos diferentes de variabilidade que eles interpretaram em termos das transições entre três estados básicos denotados por A, B e C. A relação entre estes três estados e os estados espectrais em raio-x dos BHBs (seção 2.1.1) foi bastante discutida na literatura e atualmente acredita-se (e.g., Reig et al., 2003) que os estados A, B e C sejam manifestações diferentes do mesmo estado espectral em raio-x: o *Steep Power-Law State* (SPLS). Assim, o microquasar GRS 1915+105 permanece boa parte do tempo no SPLS e, eventualmente, pode atingir a configuração do HS.

Vimos, na seção 2.1.1, que as ejeções superluminais da fonte GRS 1915+105 ocorrem na



transição dos estados em rádio *plateau* e *flare*. Na figura 2.3, vemos que quando acontece o *flare* em rádio, ocorre também um *flare* em raio-x mole, enquanto que a emissão em raio-x duro inicialmente é mantida tão intensa quanto na fase *plateau*, mas decai em seguida. Em termos dos estados espectrais em raio-x, as ejeções superluminais ocorrem no SPLS: Fender et al. (2004), analisando a correlação entre as observações em raio-x e rádio, concluíram que quando a fonte passa de uma configuração ‘*hard*’ SPLS para uma ‘*soft*’ SPLS ocorrem *flares* em rádio e em raio-x.

Segundo de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005), um dínamo turbulento constrói um campo poloidal em larga escala durante o estado *plateau*. A figura 2.6 representa a configuração do sistema imediatamente antes do *flare* em rádio. Logo, esta seria a configuração do sistema no final do estado ‘*hard*’ SPLS. Nesse cenário, a transição ‘*hard*’ SPLS para ‘*soft*’ SPLS acontece devido a eventos violentos de reconexão magnética entre as linhas ancoradas no disco e no horizonte de eventos do buraco negro. Tais eventos liberam grandes quantidades de energia quando  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$  e  $\beta \lesssim 1$ , podendo acelerar partículas coronais e originar as ejeções relativísticas de matéria.

Vale ressaltar que a origem física da emissão em raio-x duro no SPLS permanece controversa na Astrofísica de altas energias. A maior parte dos modelos para o SPLS invocam o espalhamento Compton inverso como o mecanismo radiativo dominante (e.g., Zdziarski, 2000). Fótons com energias da ordem de MeV sugerem que o espalhamento ocorre em uma coroa não-térmica (e.g., Zdziarski et al., 2001). Segundo Poutanen e Fabian (1999), a origem dos elétrons espalhadores pode ser as regiões magnéticas ativas da coroa que levantam do disco, em acordo com o cenário proposto por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) e estudado nesta dissertação. Além disso, o SPLS tende a dominar o espectro dos BHBs à medida que a luminosidade do sistema aproxima-se da de Eddington (Remillard e McClintock, 2006), o que também concorda com o modelo apresentado neste capítulo.

Note que para os microquasares XTE 1859+226 e XTE 1550-564 (figuras 2.4 e 2.5), os períodos de atividade em raio-x iniciam-se com a fonte no HS e depois, para as atividades que culminam nos grandes *flares*, segue-se o SPLS. Durante o HS, a fraca componente térmica observada (em raio-x mole) sugere que o disco seja truncado a distâncias da ordem de centenas a milhares de raios gravitacionais a partir do buraco negro. Provavelmente, o material da região interna do disco foi utilizado para alimentar o “jato” nuclear frequente-

mente associado a este estado espectral. Se assim o for, quando a fonte atinge o SPLS, ou mais precisamente, o ‘*hard*’ SPLS, o raio interno do disco encontra-se a grandes distâncias do buraco negro. À medida que a região interna do disco de acreção se recompõe, a emissão térmica do disco aumenta e a componente em raio-x mole do espectro aumenta: o sistema “caminha” para a transição do ‘*hard*’ SPLS para o ‘*soft*’ SPLS.

A partir dessas considerações e sob a luz do modelo proposto por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) e nesta dissertação, esperamos que um campo magnético poloidal seja progressivamente construído por um dínamo turbulento durante o ‘*hard*’ SPLS. Provavelmente, isso ocorre já nos estágios finais da *quiescência*, antes de iniciar-se o período de atividade da fonte, pois no HS já há evidências da presença de um “jato” nuclear cuja origem pode estar relacionada a campos magnéticos (segundo o modelo magneto-centrífugo – seção 2.2 e apêndice C).

Durante o ‘*hard*’ SPLS esse fluxo magnético vertical origina um vento que remove momento angular do disco e aumenta a taxa de acreção. Imediatamente antes da transição para o ‘*soft*’ SPLS, teremos a configuração da figura 2.6. Quando  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$  e  $\beta \lesssim 1$ , eventos violentos de reconexão magnética podem acontecer liberando grandes quantidades de energia e originando os grandes *flares* em raio-x e rádio. Seguidos a esses *flares* maiores, outros menores podem acontecer até a destruição de boa parte do fluxo magnético, quando o sistema torna-se menos magnetizado e mais quente, podendo atingir, em última instância, o TS, como indicam as figuras 2.4 e 2.5.

Por fim, vimos na seção 2.2 que parece existir uma correlação entre o *flare* em raio-x e o *flare* em rádio tal que o pico de emissão desses *flares* ocorre quase que simultaneamente. Isso pode ser explicado se considerarmos que a emissão em raio-x mole ( $\sim 2$  keV) aumenta devido ao aumento na taxa de acreção até valores próximos ao de Eddington. A queda da emissão de raio-x na banda  $> 2$  keV após o *flare* pode ser qualitativamente entendida pela diminuição do número de elétrons relativísticos da coroa. À medida que esses elétrons escapam do sistema com o jato que se forma nos eventos de reconexão magnética violenta, o número de agentes espalhadores dos fótons moles do disco diminui e a emissão em raio-x duro, associada ao espalhamento Compton inverso, cai.

A seguir, apresentamos o espaço de parâmetros no qual eventos violentos de reconexão magnética podem ocorrer nos microquasares.

## 2.6 Análise do espaço de parâmetros

A taxa de energia magnética liberada em eventos de reconexão é calculada variando-se a massa do buraco negro central no intervalo compatível com os microquasares:  $5 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$  (tabela 2.1). Dada uma massa, o raio interno do disco  $R_X$  é calculado como sendo aproximadamente três raios de Schwarzschild (equação (2.14)) e o tamanho do *loop* magnético  $l$  é variado de 1 a 1000 vezes  $R_X$ . Além disso, o parâmetro da viscosidade  $\alpha$  e a razão entre pressões  $\beta$  assumiram valores no seguinte intervalo:  $0,05 \leq \alpha \leq 0,5$  (e.g, King et al., 2007) e  $0,1 \leq \beta \leq 1$ . Cada trio de valores  $(M, \alpha, \beta)$  define, segundo a equação (2.18), uma taxa de acreção de massa  $\dot{M}$ , respeitando-se a condição  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ . Assim, temos que  $3,56 \times 10^{18} \leq \dot{M} \leq 2,89 \times 10^{19}$  g/s. Para cada conjunto de valores  $(M, \dot{M}, \beta, l)$ , as propriedades da coroa foram estimadas a partir das equações (2.28) e (2.27), respeitando-se as condições  $n_c < n_d$  e  $T_c > T_d$ . Em seguida, é calculada a taxa de energia liberada via reconexão magnética a partir da equação (2.33).

Para comparar a quantidade de energia magnética liberada com as observações, foi construído um gráfico da potência magnética liberada na reconexão em função da massa do buraco negro central (figura 2.10). As estrelas verdes representam as luminosidades em raio-x observadas no pico do *flare* para as fontes GRS1915+105 (a), XTE J1859+226 (b) e XTE J1550-564 (c) (e.g., McClintock et al., 2007). A barra de erros horizontal indica a incerteza na massa de cada fonte. As estrelas azuis correspondem a estimativas da luminosidade da radiação síncrotron em rádio (e.g., Mirabel et al., 1998; Merloni et al., 2003). As estrelas vermelhas correspondem à luminosidade síncrotron no infra-vermelho. Na tabela 2.2, temos os valores estimados para as luminosidades citadas e as referências associadas.

Os resultados da figura 2.10 indicam que a potência magnética liberada em eventos violentos de reconexão magnética é suficientemente grande para explicar as luminosidades dos *flares* em rádio (por cerca de 3 ordens de magnitude) e marginalmente suficientes, no caso da fonte GRS 1915+105, para explicar os *flares* no IV. De fato, se os elétrons térmicos da coroa são acelerados a velocidades relativísticas na zona de reconexão (seção 2.4.4), espera-se que a potência da radiação sincrotrônica destes elétrons seja menor que a potência  $\dot{W}_B$  disponível para acelerá-los, como vimos anteriormente. Vale lembrar que a emissão sincrotrônica no IV resulta de uma reaceleração dos elétrons já fora da zona de

reconexão, a distâncias maiores da fonte (como já discutido na seção 2.4.3).

*Tabela 2.2* - Fluxos observados e luminosidades estimadas em rádio, IV e raio-x para os microquasares GRS1915+105, XTE J1859+226 e XTE J1550-564. Quanto às referências: [1] Fender et al. (2004), [2] Mirabel et al. (1998), [3] Brocksopp et al. (2002), [4] Hannikainen et al. (2001), [5] Chaty et al. (2001), [6] Falcke e Biermann (1999), [7] Dhawan et al. (2000) e [8] McClintock et al. (2007).

Propriedade	GRS1915+105	ref.	XTE1859+226	ref.	XTE1550-564	ref.
distância (kpc)	12,5	[1]	5,6	[1]	6,0	[1]
$f_{radio}$ (mJy)	67	[2]	110	[3]	300	[4]
$\lambda_R$ (cm)	3,6	[2]	18,7	[3,5]	6,25	[4]
$L_{radio}$ (erg/s)	$1,04 \times 10^{32}$	–	$6,64 \times 10^{30}$	–	$6,22 \times 10^{31}$	–
$f_{IV}$ (mJy)	73	[2]	1,8	[5]	–	–
$\lambda_{IV}$ (cm)	$2,2 \times 10^{-4}$	[2]	$2,0 \times 10^{-4}$	[5]	–	–
$L_{IV}$ (erg/s)	$1,87 \times 10^{36}$	–	$1,02 \times 10^{34}$	–	–	–
$L_{2-12keV}$ (erg/s)	$1,0 \times 10^{39}$	[2,6,7]	$9,0 \times 10^{38}$	[8]	$1,1 \times 10^{39}$	[8]

Notamos também desta análise do espaço de parâmetros que, para os microquasares, energias de no máximo  $\sim 1\%$  da energia da acreção podem ser liberadas através da reconexão magnética para o conjunto de parâmetros considerados. A seguir, baseados no cenário proposto, iremos discutir a ausência dos jatos extensos em algumas BHBs.

## 2.7 Quanto aos jatos extensos superluminais

O ponto central do modelo proposto por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) é o campo magnético poloidal em larga escala. Para a reconexão acontecer na região interna do disco (no raio  $R_X$ ), o fluxo poloidal do disco e o fluxo ancorado no horizonte de eventos do buraco negro devem ter polarizações opostas, como na figura 2.6. Conforme observado por Tagger et al. (2004), isto sugere que as grandes ejeções de matéria ocorrerão somente quando o sistema está nesta configuração. Ejeções violentas não devem ocorrer nos períodos em que ambos os fluxos têm a mesma polarização.

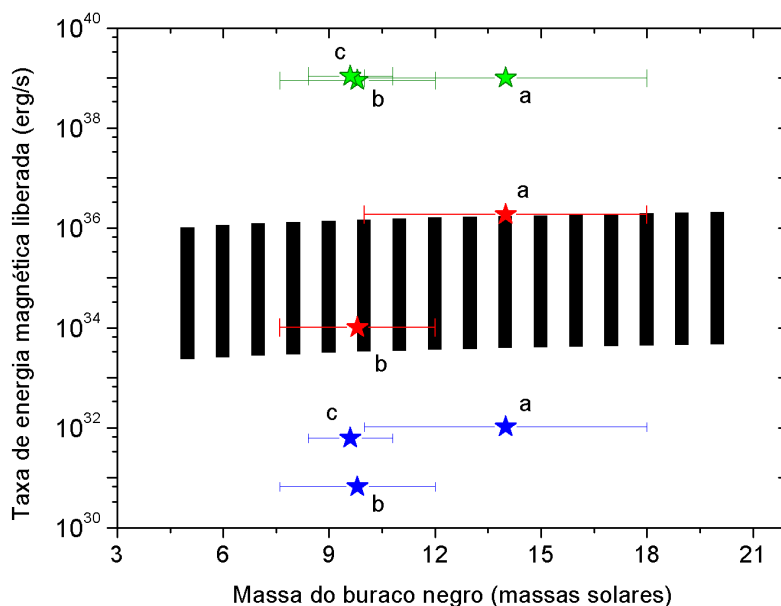


Figura 2.10:  $\dot{W}_B$  em função da massa do buraco negro (retas verticais pretas - veja a explicação no texto). As estrelas verdes representam as luminosidades em raio-x observadas para as fontes GRS1915+105 (a), XTE J1859+226 (b) e XTE J1550-564 (c). As estrelas azuis correspondem às estimativas da luminosidade da radiação síncrotron em rádio e as vermelhas, às luminosidades síncrotron no infra-vermelho. As barras de erro horizontais indicam a incerteza na massa de cada fonte.

A polarização do campo poloidal ancorado no disco, segundo o cenário apresentado, está associada ao ciclo do dínamo turbulento em analogia ao Sol, cujo ciclo completo dura cerca de 22 anos, mas a cada 11 anos há um inversão na polarização dos campos magnéticos em larga escala. Quanto à polarização do campo ancorado no horizonte de eventos do buraco negro, esta é mais complicada. Hoje, o fluxo magnético preso no horizonte do buraco negro é a soma de todo o fluxo magnético acretado durante a história da fonte. Se o fluxo magnético no disco é produzido por um dínamo turbulento, espera-se que sua polarização mude de tempos em tempos, embora a escala de tempo característica dessa variação é difícil de estimar sem um modelo detalhado do dínamo no disco. Além disso, um número suficiente de eventos de reconexão magnética pode cancelar o fluxo ancorado no horizonte do buraco negro resultando em uma mudança na polarização deste. Logo, em aproximadamente metade do ciclo magnético teremos um fluxo máximo de linhas poloidais na coroa do disco que será ora paralelo ora anti-paralelo às linhas do buraco negro.

Entretanto, de acordo com a figura 2.2, para o microquasar GRS1915+105, o intervalo

de tempo entre duas grandes ejeções de partículas relativísticas é de aproximadamente 20 – 30 dias. Assim, segundo o cenário apresentado, podemos esperar que todo o ciclo de atividade magnética se cumpra numa escala de tempo dessa ordem. Para os demais microquasares (lembrando que estes são fontes transientes), em geral foram detectadas somente uma grande ejeção de partículas relativísticas, o que torna difícil uma estimativa empírica da escala de tempo do ciclo magnético nestas fontes (possivelmente mais longo).

Sendo assim, podemos dizer que no cenário proposto a produção dos plasmóides relativísticos ocorre de maneira esporádica e somente durante metade do ciclo da atividade magnética, quando certas condições são obedecidas:

- (i) os campos magnéticos poloidais em larga escala ancorados no horizonte de eventos do buraco negro e no disco de acreção devem ter polarizações predominantemente opostas;
- (ii) a pressão magnética na região interna do sistema deve ser grande o bastante ( $\beta \lesssim 1$ );
- (iii) a taxa de acreção de matéria também deve ser alta ( $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ).

Se a primeira condição falha, os grandes eventos de reconexão magnética não devem acontecer na região interna do sistema. Neste caso, como a taxa de acreção pode ser alta (da terceira condição), podemos ter períodos de atividade caracterizados principalmente pela emissão térmica do disco de acreção (como o *outburst* de 1999 da fonte XTE J1550-564, figura 2.5).

Por outro lado, se as condições (ii) e/ou (iii) falham, eventos de reconexão magnética podem até acontecer no sistema, mas são menos eficientes e não é possível liberar grandes quantidades de energia. Neste caso, podemos ter “mini-*flares*” em raio-x como o que a fonte XTE J1550-564 apresentou no *outburst* de 2000 (figura 2.5): não foram detectados eventos de ejeção de matéria e (Sturmer e Shrader, 2005) sugeriram que este *outburst* “falhou”.

É possível também que um jato em rádio “falhe” porque a maior parte dos elétrons acelerados *in situ* na zona de reconexão seja espalhada pelos fótons de raio-x de um campo de radiação muito intenso não produzindo, portanto, um fluxo suficiente para escapar em um feixe relativístico observável. Vale ressaltar que mesmo se os jatos forem produzidos, um fator importante na detecção destes é o ângulo entre a direção de propagação das

partículas carregadas e a linha de visada. Como os elétrons movem-se com velocidades relativísticas, ocorre uma concentração da emissão sincrotrônica em um pequeno ângulo ( $\sim \gamma^{-1}$ , onde  $\gamma$  é o fator de Lorentz dos elétrons) ao longo da direção de deslocamento destes (*relativistic beaming*; e.g, Rybicki e Lightman, 1986). Assim, se o observador estiver em um ângulo desfavorável, poderá não detectar a emissão concentrada do jato.

## 2.8 Conclusões

Neste capítulo foi apresentado o cenário originalmente proposto por de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) para explicar a origem das ejeções de matéria em larga escala observadas nos microquasares (seção 2.2) e o mesmo foi modificado e situado no contexto mais amplo dos estados energéticos possíveis dos BHBs, aos quais estes pertencem.

Segundo este cenário, tais ejeções relativísticas são produzidas em eventos violentos de reconexão magnética na coroa acima da região interna do disco de acreção. Quando os campos magnéticos ancorados no disco e no horizonte de eventos do buraco negro central apresentam polarizações opostas (figura 2.8) e a pressão magnética e a taxa de acreção são suficientemente altas ( $\beta \lesssim 1$  e  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ), eventos violentos de reconexão magnética ocorrem liberando grandes quantidades de potência magnética ( $\dot{W}_B \sim 10^{34} - 10^{36}$  erg/s, equação (2.33) e figura 2.10) de forma explosiva e em pouco tempo ( $t_{rec} \sim 10^{-4}$  s, equação (2.34)).

Parte dessa energia liberada deve acelerar partículas a velocidades relativísticas por um mecanismo do tipo Fermi de primeira ordem na zona de reconexão (seção 2.4.4). Esse processo resulta numa distribuição de energia das partículas de lei de potência, cuja espectro síncrotron associado,  $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ , é consistente com os índices espectrais da emissão rádio observada durante os *flares* (figura 2.3). Além disso, a potência liberada na reconexão magnética é bem maior que a luminosidade rádio observada, de modo que apenas uma pequena fração dessa energia é utilizada para acelerar as partículas. O restante da energia magnética liberada aquece o gás coronal e também o gás na superfície do disco (por condução térmica, ao longo das linhas do campo). Este último pode perturbar o disco de acreção, resultando na variabilidade observada no raio-x mole durante a fase de *flare* em rádio da fonte GRS 1915+105. Além disso, o aumento da taxa de acreção acarreta a intensificação da emissão térmica em raio-x mole na região interna do disco, já que esta

---

é proporcional à  $\dot{M}$ , como vimos. A queda da emissão de raio-x com energia maior que  $> 2$  keV, após o *flare*, pode ser qualitativamente entendida pela diminuição do número de elétrons relativísticos da coroa que são levados pelo jato que se forma logo após os eventos de reconexão magnética violenta. À medida que esses elétrons escapam do sistema, o número de agentes espalhadores dos fótons moles do disco diminui e a emissão Compton inverso de raio-x duro cai, como observado nas curvas de luz das figuras 2.3, 2.4 e 2.5.

Finalmente, sob a luz do modelo em estudo neste mestrado, sugerimos, na seção 2.5, que os eventos violentos de reconexão magnética são responsáveis pela transição do *'hard'* SPLS para o *'soft'* SPLS. Tal transição frequentemente é observada nos microquasares acompanhada de ejeções de partículas relativísticas, em acordo com o cenário aqui analisado.





## Reconexão magnética em Núcleos Ativos de Galáxias

*“A viagem da descoberta consiste  
não em achar novas paisagens,  
mas em ver com novos olhos.”*

Marcel Proust

Em geral, o termo núcleo ativo de galáxia (AGNs, do inglês *Active Galaxy Nuclei*) refere-se à existência de fenômenos energéticos na região central das galáxias que não podem ser diretamente atribuídos às estrelas. Veremos, neste capítulo, que o cenário mais aceito atualmente associa a fonte de energia dos AGNs a um disco de acreção que rodeia um buraco negro supermassivo no centro do sistema.

A partir das propriedades observacionais das fontes em diferentes comprimentos de onda, várias classes de AGNs foram definidas ao longo dos anos. Veremos na seção 3.1, que as diferenças observacionais entre as classes podem ser entendidas como uma combinação entre as diferenças intrínsecas aos objetos e as diferenças no ângulo entre o observador e o eixo de simetria do sistema.

Fenômenos bastante interessantes associados a alguns AGNs são os jatos colimados de plasma relativístico. Embora o primeiro jato tenha sido descoberto no óptico (Curtis, 1918), quando, na década de 60, radiotelescópios com boas resoluções e altas sensibilidades tornaram-se disponíveis, descobriu-se que muitas galáxias exibem extensas emissões em rádio (e.g., Peterson, 1997; Zhang et al., 1997). Tais fontes ficaram conhecidas como *radio loud*, sendo essa emissão em rádio frequentemente interpretada como plasma movendo-se a velocidades relativísticas (e.g., Begelman et al., 1984).

A origem destes jatos ainda é debatida na literatura, mas a compreensão das semelhanças entre as fontes extragalácticas e galácticas de jatos podem fornecer importantes

pistas a essa investigação. Por isso, na seção 3.2, analisaremos como os AGNs comparam-se às fontes relativísticas galácticas estudadas no capítulo 2. Por fim, a produção dos *nós* superluminais extragalácticos será discutida generalizando-se o cenário apresentado no capítulo anterior (seções 3.3 e 3.4).

### 3.1 As classes de AGNs e os modelos unificados

Existem diversas classes de AGNs segundo suas propriedades observacionais. As características gerais de cada uma podem ser encontradas em Peterson (1997) e não serão explicitadas aqui, pois iremos trabalhar com o conceito de AGN sem de fato especificar as classes. Ainda assim, é interessante explorar as idéias nas quais os modelos unificados dos AGNs baseiam-se (e.g., Peterson, 1997; Osterbrock e Ferland, 2006).

Segundo eles, as diferentes classes de AGNs têm a mesma estrutura física básica. As diferenças observadas podem depender das propriedades individuais de cada objeto (como a presença ou não de jatos relativísticos), mas dependem, principalmente, das diferenças no ângulo entre a linha de visada e o eixo de simetria do sistema (figura 3.1).

Na região mais interna do sistema, matéria do meio interestelar e de estrelas destruídas pela alta gravidade é conduzida até um buraco negro central *super-massivo* através de um disco de acreção. Devido à viscosidade, o material no disco é aquecido a altas temperaturas. Eventualmente, a matéria mais energética pode ser ejetada ao longo do eixo de rotação do disco em jatos que estendem-se pelo espaço. Tais jatos deslocam-se com velocidades próximas à da luz e, por isso, são chamados relativísticos. Geralmente, a presença destes jatos é inferida a partir das observações em rádio. Por isso, os sistemas cujas emissões rádio são intensas e de natureza não-térmica são chamados *radio loud*. Aqueles cujas emissões em rádio são fracas ou não detectáveis são conhecidos como *radio quiet*.

Esse complexo inteiro é envolvido por nuvens densas e de baixa ionização que produzem linhas de emissão largas. A região onde tais nuvens estão presentes é chamada *broad line region* (BLR). Em contraste, existe uma região mais distante do buraco negro composta por nuvens menos densas e que emitem linhas estreitas proibidas e permitidas. Essa região é conhecida como *narrow line region* (NLR). Por fim, rodeia o AGN um toro molecular de gás opaco à luz.

No caso dos sistemas *radio loud*, se a inclinação do eixo de simetria do sistema em

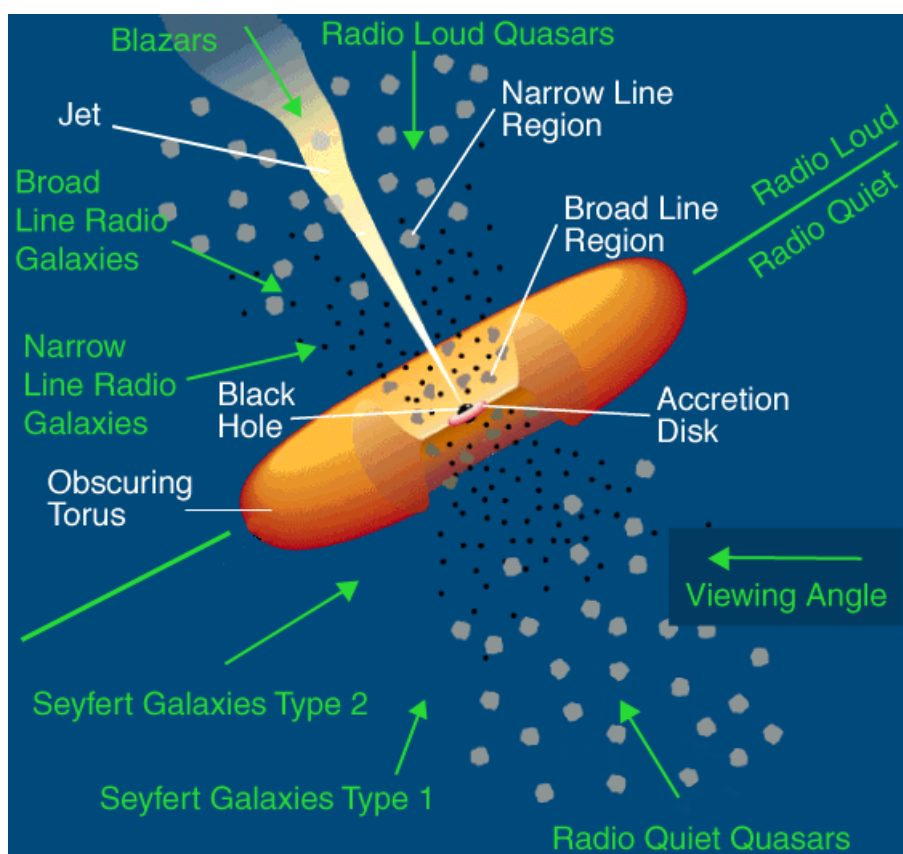


Figura 3.1: Representação esquemática de um modelo unificado para os AGNs. Crédito da figura: NASA.

relação à linha de visada for pequena, a base do jato em aproximação será fortemente amplificada devido ao efeito Doppler e a BLR e a região interna do disco não serão obscurecidas pelo toro molecular. A emissão em rádio será dominada pelo jato que se aproxima do observador, a emissão térmica do disco pode ser visível como um aumento na intensidade do contínuo no espectro óptico/UV (*big blue bump*) e as linhas produzidas na BLR serão detectadas.

Se a emissão óptica do AGN for muito mais forte que a emissão estelar da galáxia hospedeira, o objeto é chamado de *quasi-stellar object* (QSO). Este pode ser tanto *radio quiet* quanto *radio loud*. Em particular, no restante deste capítulo, identificaremos os QSOs *radio loud* como quasares. Em casos extremos, a emissão síncrotron no óptico pode ser mais intensa que o *big blue bump* e as linhas de emissão. Objetos *radio loud*, sem linhas de emissão e caracterizados por um espectro do tipo lei de potência no óptico são chamados de BL Lac ou blazars. Por outro lado, se a emissão óptica do AGN for mais fraca que a emissão estelar da galáxia hospedeira, temos uma galáxia Seyfert I, nas quais tanto as

linhas estreitas quanto as largas são detectadas.

Se o ângulo entre o eixo de simetria do sistema e a linha de visada for maior que 45 graus, a região central do AGN pode ser obscurecida pelo toro molecular tornando mais fraca a emissão óptica. Se o sistema é *radio loud*, a emissão rádio dos jatos é menos intensa comparada ao caso com ângulos menores, mas é possível identificar dois lóbulos de emissão. Neste caso, temos as chamadas rádio-galáxias. Em contraste, se o sistema é *radio quiet*, em geral, temos as galáxias Seyfert II, nas quais apenas as linhas estreitas da NLR são diretamente visíveis.

Nas seções seguintes, será considerado que os AGNs apresentam a estrutura física descrita no início dessa seção. Em particular, vamos nos concentrar na região interna do disco de acreção, próximo ao buraco negro. Vale ressaltar que tal cenário é bastante aceito na literatura e não há fortes cenários alternativos para os AGNs.

### 3.2 Jatos extragalácticos e a conexão com os jatos galácticos relativísticos

Acredita-se que os AGNs e os microquasares (investigados no capítulo 2) sejam sistemas morfológicamente muito semelhantes. Basicamente, acredita-se que eles apresentam três ingredientes em comum: um buraco negro central, um disco de acreção e às vezes jatos colimados de partículas relativísticas (Mirabel e Rodríguez, 1998). A figura 3.2 ilustra esquematicamente essa semelhança morfológica.

Entretanto, vale ressaltar que as escalas físicas são diferentes. Nos microquasares, a massa do buraco negro é de algumas massas solares, enquanto que nos AGNs é  $\sim 10^6 - 10^9$  massas solares; a temperatura média do disco daqueles é  $\sim 10^6 - 10^7$  K, ao invés de  $\sim 10^3 - 10^5$  K destes e as partículas ejetadas a velocidades relativísticas viajam por extensões de alguns anos-luz nos sistemas galácticos, ao invés de milhares de anos-luz como em algumas rádio galáxias.

Além disso, nos quasares, a matéria do disco provém do meio interestelar da galáxia hospedeira e de estrelas destruídas pela força gravitacional do buraco negro. Já nos microquasares, a matéria provém da superfície da estrela companheira no sistema binário. Nos quasares, o disco de acreção tem um tamanho de  $\sim 10^9$  km e emite principalmente fótons do UV e do óptico. Por outro lado, nos sistemas galácticos, o disco tem  $\sim 10^3$  km de extensão e a principal radiação emitida é em raio-x.

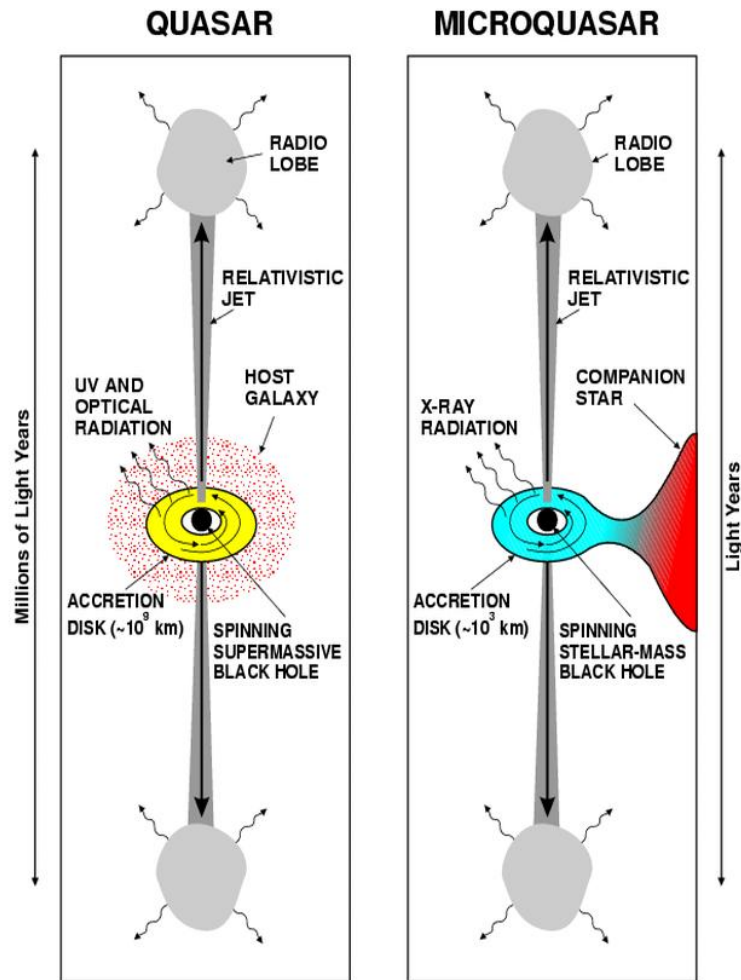


Figura 3.2: Representação esquemática da semelhança morfológica entre os microquasares e os AGNs. Retirado de Mirabel e Rodríguez (1998).

À parte as diferenças nas escalas físicas, os jatos dos microquasares e dos AGNs também são morfológicamente similares (de Gouveia Dal Pino, 2005). Ambos os jatos propagam-se por distâncias significativas, proporcionalmente à potência de suas fontes, mantendo-se altamente colimados. Além disso, originam-se em objetos compactos e são comumente bipolares, isto é, emergem em duas direções diametralmente opostas da fonte. Eles também apresentam, ao longo de suas extensões, cadeias de *nós* brilhantes que se movem relativisticamente em relação à fonte central e apresentam espaçamentos relativamente regulares entre si. Esses jatos frequentemente terminam em *lóbulos* de emissão não-térmica sincrotrônica onde ocorre um choque com o gás do meio ambiente.

Diversos pesquisadores defendem a idéia de que existe uma conexão, além da morfológica, entre os os microquasares e os AGNs. Um dos trabalhos mais significativos na

tentativa de descrever essa conexão é o de Merloni et al. (2003), no qual os autores, analisando a emissão em raio-x e rádio de aproximadamente 100 AGNs e 8 microquasares, descobriram uma forte correlação entre a massa dos buracos negros e as luminosidades em raio-x e rádio dos sistemas. Tal correlação está associada à conexão entre a ejeção de matéria e o disco de acreção e pode, matematicamente, ser entendida como um plano tridimensional (representado de perfil na figura 3.3). Este é conhecido como *plano fundamental de atividade* dos buracos negros.

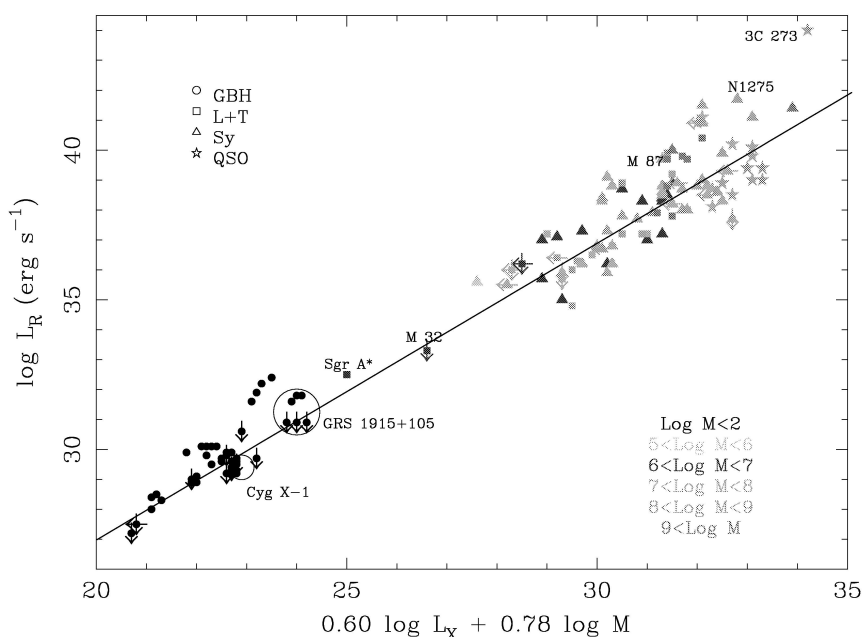


Figura 3.3: Plano de atividades dos buracos negros, onde  $M$  é a massa do buraco negro central e  $L_R$  e  $L_X$  são as luminosidades em rádio e raio-x do sistema, respectivamente. Retirado de Merloni et al. (2003).

Esse resultado sugere que a física da acreção por buracos negros e a produção dos jatos é independente da escala, resultado também previsto pela teoria da relatividade geral. Como as características temporais do fluxo de matéria em torno de um buraco negro são proporcionais à sua massa, variações espectrais com intervalos de minutos nos microquasares podem corresponder a fenômenos análogos nos quasares, com durações de milhares de anos(!). Dessa forma, os estudos dos microquasares complementam nosso entendimento dos AGNs (e vice-versa), clareando, principalmente, a correlação entre o processo de acreção de matéria e a produção dos jatos relativísticos.

### 3.3 Produção dos nós relativísticos

Vimos, na seção anterior, que os AGNs e os microquasares são sistemas morfológicamente bastante semelhantes. Acredita-se que os mecanismos de produção dos jatos em ambos os sistemas devam ser os mesmos, uma vez que os jatos dos AGNs também produzem componentes relativísticas cujo espectro síncrotron de lei de potência apresenta índices espectrais semelhantes aos dos microquasares. Nesta seção, será generalizado o modelo apresentado no capítulo anterior para explicar a produção dos nós aparentemente superluminais observados nos jatos dos AGNs.

Como no capítulo 2, vamos considerar um disco de acreção fino em corotação com um buraco negro de Kerr. Um campo magnético poloidal é progressivamente construído no disco através de um processo de dínamo turbulento. Esse fluxo magnético vertical origina um vento que remove momento angular do disco e aumenta a taxa de acreção de massa. Esse aumento na taxa de acreção gera um acúmulo das linhas de campo na região interna do sistema coroa do disco de acreção – magnetosfera do buraco negro, resultando em uma configuração magnética análoga àquela analisada no capítulo 2 (figura 2.6). Nesta seção, iremos estimar a quantidade de energia magnética que pode ser liberada em eventos violentos de reconexão.

#### 3.3.1 O disco de acreção

A característica dominante do espectro contínuo dos AGNs no óptico e no UV é o chamado *big blue bump*. Este é interpretado como emissão térmica proveniente do disco de acreção dos AGNs. Se, em primeira aproximação, esse disco emite como um corpo negro, a temperatura característica deste deve ser da ordem de  $10^5$  K para que o pico de emissão esteja no UV. Do processo de acreção, espera-se que a temperatura do disco aumente com a proximidade à fonte (apêndice B). Logo, podemos esperar que as regiões internas dos discos dos AGNs tenham temperaturas da ordem  $10^5$  K.

Por simplicidade, vamos considerar um disco de acreção geometricamente fino, estacionário, com perfil de velocidade angular Kepleriano e com a viscosidade parametrizada segundo Shakura e Sunyaev (1973). Para definir completamente o sistema de equações que determinam o disco (apêndice B), precisamos determinar a lei de opacidade. Para temperaturas da ordem de  $10^5$  K, o Hidrogênio, provavelmente o principal constituinte do



disco, encontra-se completamente ionizado. Nesse caso, podemos pensar que a principal fonte de opacidade do disco é o espalhamento Thomson de elétrons.

Inicialmente, vamos considerar que a região interna do disco de acreção dos AGNs é dominada pela pressão de radiação e depois verificaremos se essa hipótese é razoável. Dessa forma, as equações que descrevem o disco interno dos AGNs são as mesmas que descrevem os discos dos microquasares (equações (2.9)–(2.13)), mas com escalas diferentes. Para um buraco negro com massa da ordem de  $10^8 M_\odot$ , o raio interno do disco será da ordem de  $10^{14}$  cm, considerando este como o raio da última órbita estável em torno de um buraco negro, conforme já argumentado no capítulo 2 (equação (2.14)). Para taxas de acreção da ordem da taxa de Eddington, teremos

$$T_d \cong 2,79 \times 10^5 \alpha_{0,5}^{-1/4} M_8^{1/8} R_{X,14}^{-3/8} K \quad (3.1)$$

$$n_d \cong 2,63 \times 10^{11} \alpha_{0,5}^{-1} M_8^{-1/2} \dot{M}_{26}^{-2} R_{X,14}^{3/2} q_{0,81}^{-8} \text{ cm}^{-3} \quad (3.2)$$

$$\frac{H_d}{R_X} \cong 0,72 \dot{M}_{26} R_{X,14}^{-1} q_{0,81}^4 \quad (3.3)$$

onde  $\alpha = 0,5\alpha_{0,5}$  é o parâmetro da viscosidade,  $M = 10^8 M_\odot M_8$  é a massa do buraco negro central,  $\dot{M} = 10^{26} \text{ g/s } \dot{M}_{26}$  é a taxa de acreção de massa definida pela equação (2.18),  $R_X = 10^{14} \text{ cm } R_{X,14}$  é o raio interno do disco e  $q = [1 - (R_S/R_X)^{1/2}]^{1/4} = 0,81q_{0,81}$ , com  $R_S$  sendo o raio de Schwarzschild. Interpretamos esse resultado como sendo a configuração do sistema imediatamente antes de evento violento de reconexão magnética. Essa situação permanece por um curto intervalo de tempo e é “aliviada” com a destruição do fluxo magnético poloidal em eventos de reconexão (e.g, de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2000, 2001).

Note também que a temperatura obtida para o disco (equação 3.1) é da ordem da temperatura esperada. Para verificarmos se a pressão de radiação é de fato dominante a estas temperaturas, vamos determinar a densidade crítica da região interna do disco tal que  $P_{rad} \gg P_{gas}$ . Assim,

$$\frac{4\sigma T_d^4}{3c} \gg n_{crit} k_B T_d,$$

o que implica que  $n_{crit} \ll 18T_d^3$ . Para  $T_d \sim 10^5$  K, concluímos que se  $n_{crit} \ll 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , a pressão de radiação é dominante. Comparando esse valor com a densidade de partículas da equação (3.2), verificamos que a densidade obtida para o disco satisfaz essa condição.

Portanto, a hipótese de que a pressão de radiação domina a pressão do gás na região interna do disco mostra-se consistente.

Sendo o disco de acreção opticamente espesso, podemos estimar a energia emitida por ele aproximando-o por um corpo negro:

$$U_d \cong 4,15 \times 10^7 \alpha_{0.5}^{-1} M_8^{1/2} R_{X,14}^{-3/2} \text{ erg/cm}^3 \quad (3.4)$$

Quanto ao campo magnético, da equação (2.17), teremos que

$$B_d \cong 2.19 \times 10^4 \beta_{0.8}^{-1/2} \alpha_{0.5}^{-1/2} M_8^{1/4} R_{X,7}^{-3/4} \text{ G} \quad (3.5)$$

Estando o disco definido de maneira consistente, a seguir discutiremos as propriedades de sua coroa.

### 3.3.2 A coroa do disco

Vimos, no capítulo 2, que as coroas dos discos de acreção são constituídas por regiões magneticamente ativas. Logo, é razoável supor que a coroa do disco de acreção seja aquecida pela energia liberada em eventos de reconexão magnética, sendo a dissipação de energia magnética responsável pela produção de pelo menos parte da emissão variável em raio-x. O mecanismo de resfriamento dominante deste plasma coronal é o espalhamento Compton inverso: fótons de raio-x duro são gerados através de múltiplos espalhamentos dos fótons pelos elétrons quentes da coroa. Este espalhamento geralmente produz um espectro em raio-x do tipo lei de potência, o que é consistente com as observações dos AGNs (e.g, Osterbrock e Ferland, 2006). Portanto, o modelo de coroa de Liu et al. (2002b), apresentado no capítulo 2, também é válido neste caso e a densidade e temperatura coronais são<sup>1</sup>

$$T_c \cong 4,02 \times 10^9 \alpha_{0.5}^{-15/32} \beta_{0.8}^{-3/8} M_8^{-25/64} \dot{M}_{26}^{-1} R_{X,14}^{75/64} l_{100}^{1/8} \text{ K} \quad (3.6)$$

$$n_c \cong 5,14 \times 10^8 \alpha_{0.5}^{-15/16} \beta_{0.8}^{-3/4} M_8^{-25/32} \dot{M}_{26}^{-2} R_{X,14}^{75/32} l_{15}^{-3/4} \text{ cm}^{-3} \quad (3.7)$$

onde  $l = 100R_X l_{100}$  corresponde ao comprimento do *loop* magnético e  $\beta = 0.8\beta_{0.8}$  (a razão entre a pressão de radiação e a pressão magnética no disco) foi escrita em unidades de 0.8 já que estamos considerando valores próximos ao da equipartição de energia.

<sup>1</sup> Notamos, tal como no capítulo 2, que as equações de Liu et al. (2002a) foram aqui corrigidas por apresentarem “*typos*” nos expoentes das equações para a coroa.

Nota-se que  $T_c > T_d$  e que  $n_c < n_d$  indicando que a coroa é mais quente e rarefeita que o disco de acreção, conforme esperado por analogia à coroa solar. A seguir, analisaremos a quantidade de energia que pode ser extraída de processos violentos de reconexão magnética entre as linhas de campo magnético poloidais que se erguem do disco de acreção e as linhas ancoradas no horizonte de eventos do buraco negro central.

### 3.3.3 Reconexão magnética

Vamos assumir, como no capítulo 2, que o campo magnético poloidal na coroa,  $B_X$ , imediatamente acima do raio mais interno do disco  $R_X$ , é da ordem do campo magnético do disco,  $B_d$ , dado pela equação (3.5). Além disso, como a magnetosfera ao redor do buraco negro é resultado do depósito do campo magnético congelado com o plasma do disco que, por sua vez, foi acretado pela fonte central, iremos considerar que a magnitude do campo ancorado no buraco negro é da mesma ordem que a do campo  $B_X$ . Matematicamente, isso significa que  $\Delta B \approx 2B_X \approx 2B_d$ .

Quando os campos magnéticos ancorados na região interna do disco e no horizonte de eventos do buraco negro tiverem polarizações opostas (figura 2.6) e  $\beta \lesssim 1$  e  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ , eventos de reconexão magnética podem acontecer na zona neutra Y. A largura da zona de reconexão (figura 2.8) pode ser estimada através da relação (2.31), como já discutido para os microquasares. Assim, das relações (3.5), (3.6) e (3.7), obtemos

$$\left(\frac{\Delta R_X}{R_X}\right) \cong 5,7 \times 10^{-9} Z^{-1} \alpha_{0.5}^{0.67} \beta_{0.8}^{0.94} M_8^{1.23} \dot{M}_{26}^{5/2} R_{X,14}^{-4.68} l_{100}^{0.69}. \quad (3.8)$$

Da equação (2.30), temos a taxa de energia magnética liberada neste processo:

$$\dot{W}_B \cong 4,11 \times 10^{38} \alpha_{0.5}^{-19/16} \beta_{0.8}^{-9/16} M_8^{19/32} R_{X,7}^{-25/32} l_{100}^{11/16} \text{ erg/s} \quad (3.9)$$

e o tempo de reconexão correspondente é

$$t_{rec} \cong \frac{R_X}{\xi v_A} \cong 3,3 \times 10^3 \xi^{-1} R_{X,14} \text{ s}, \quad (3.10)$$

onde  $\xi = v_{rec}/v_A$  é o fator de eficiência da reconexão. Para finalizar, segue a discussão sobre as implicações deste resultado para a aceleração de elétrons relativísticos e a produção dos *nós* que compõem os jatos dos AGNs.

### 3.4 Discussões

Na figura 3.4 temos uma estimativa das taxas de energia magnética liberadas em processos violentos de reconexão. Estas foram calculadas varrendo-se o espaço de parâmetros dos quasares, conforme explicaremos a seguir.

Na seção anterior vimos que a taxa  $\dot{W}_B$  depende da massa  $M$  do buraco negro central. A taxa de energia magnética liberada foi calculada variando-se esse parâmetro no intervalo compatível com os AGNs:  $10^6 M_\odot \lesssim M \lesssim 10^{10} M_\odot$ . Dada uma massa, o raio interno do disco  $R_X$  foi calculado como sendo aproximadamente três raios de Schwarzschild e o tamanho do *loop* magnético  $l$  foi variado de 1 a 1000 vezes  $R_X$ . Além disso, o parâmetro da viscosidade e o parâmetro  $\beta$  assumiram valores no seguinte intervalo:  $0,05 \leq \alpha \leq 0,5$  e  $0,1 \leq \beta \leq 1$ . A taxa de acreção foi calculada a partir da relação (2.18), como função de  $\alpha$  e  $\beta$ . Para cada conjunto de valores  $(M, \dot{M}, \beta, l)$ , as propriedades da coroa foram estimadas segundo as equações (3.6) e (3.7), respeitando-se as condições  $n_c < n_d$  e  $T_c > T_d$ . Em seguida, foi calculada a taxa de energia liberada via reconexão magnética (equação (3.9)), respeitando-se a condição  $\dot{W}_B < \dot{W}_{ac}$ . O resultado é representado no gráfico de  $\dot{W}_B$  em função da massa do buraco negro central (figura 3.4).

Primeiramente, notamos que eventos de reconexão magnética violenta nos AGNs podem liberar desde  $10^{37}$  erg/s até  $10^{42}$  erg/s. Isso cobre parcialmente o intervalo de luminosidades em rádio estimadas a partir dos fluxos observados para as componentes superluminais do jatos de AGNs *radio-loud* nas escalas parsecs. As estrelas verdes na figura 3.4 representam limites superiores para a luminosidade rádio dos jatos, uma vez que esta foi calculada supondo uma emissão isotrópica (tabela 3.1). As barras de erro indicam uma redução por um fator 100 devido ao *relativistic beaming* (e.g., Rybicki e Lightman, 1986), que provavelmente afeta a emissão dos jatos relativísticos (Kellermann et al., 1998).

Considerando-se a margem de erro na estimativa da luminosidade, a figura 3.4 mostra que algumas fontes (aquelas com maiores luminosidades em rádio) caem fora da zona do espaço de parâmetros previsto por eventos violentos de reconexão magnética. Isso significa que, dentro das condições analisadas no modelo, a emissão rádio nestas fontes não poderia ser explicada pelo mesmo. Nestes casos, contudo, é possível que durante os eventos de reconexão, a taxa de acreção atinja limites supercríticos (em relação à taxa de Eddington). Com tais taxas, a equação 3.9 indica que se poderiam alcançar potências da ordem das

observadas. Taxas supercríticas são plausíveis, mas por curtos períodos de tempo, do contrário poderiam acarretar a evaporação do disco. Essa possibilidade será explorada em maior detalhe em trabalho futuro.

*Tabela 3.1* - Massas dos buracos negros e luminosidades em rádio estimadas para os jatos nas escalas parsecs de alguns AGNs. A classificação foi obtida do SIMBAD. Todas as luminosidades foram obtidas em Kellermann et al. (1998). Quanto às referências para as massas dos buracos negros: [1] Marchesini et al. (2004) e [2] Merloni et al. (2003).

Fonte	AGN	$L_R$ (erg/s)	$M$ ( $M_\odot$ )	ref.
0055+300	Liner	$7,05 \times 10^{40}$	$1,51 \times 10^9$	[1]
0415+379	Seyfert I	$5,25 \times 10^{42}$	$3,63 \times 10^9$	[2]
0736+017	Quasar	$3,30 \times 10^{43}$	$5,75 \times 10^8$	[2]
1226+023	Quasar	$2,25 \times 10^{44}$	$1,35 \times 10^9$	[2]
1228+126	Liner	$1,65 \times 10^{45}$	$3,02 \times 10^9$	[1]
1302-102	Quasar	$1,95 \times 10^{43}$	$4,90 \times 10^8$	[2]
1845+797	Seyfert I	$4,35 \times 10^{41}$	$2,57 \times 10^8$	[2]
1957+405	Seyfert II	$1,95 \times 10^{42}$	$2,51 \times 10^9$	[1]

Tal como nos microquasares, poderíamos sugerir que nos AGNs a aceleração inicial de partículas relativísticas ocorre na zona de reconexão produzindo um espectro de elétrons análogo ao caso dos microquasares (i.é.,  $N(E) \propto E^{-5/2}$ ), uma vez que  $v_A \sim c$  também para os AGNs. A radiação síncrotron associada a essa distribuição eletrônica é  $S_\nu \propto \nu^{-0,75}$ , consistente com as observações em rádio dos jatos dos AGNs, que apresentam índices espectrais entre  $0 < \alpha_R < 1$  (e.g., Peterson, 1997). Isso sugere, portanto, que o mecanismo estudado é, em princípio, plausível para explicar a produção inicial de partículas relativísticas nestes sistemas e sua intermitência quase periódica.

Resalte-se porém, que tais eventos de reconexão, se existentes nessas fontes, devem estar ocorrendo em escalas muito menores do que aquelas onde os *nós* relativísticos são observados (isto é,  $\ll 0,1$  pc). Isso significa que ainda que originalmente acelerados na

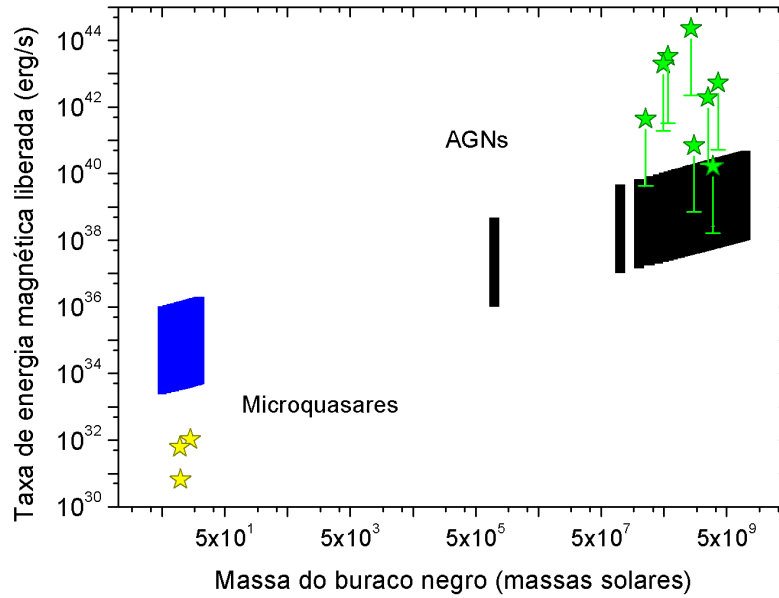


Figura 3.4: Taxa de liberação de energia magnética em função da massa do buraco negro central, tanto para os AGNs quanto para os microquasares. As estrelas amarelas correspondem às luminosidades rádio para os três microquasares apresentados no capítulo 2. As estrelas verdes representam 8 jatos de AGNs cujas luminosidades em rádio (supondo emissão isotrópica) na escala de parsecs foram retiradas de Kellermann et al. (1998). A barra de erros representa uma redução de um fator 100 na luminosidade se o *relativistic beaming* é considerado.

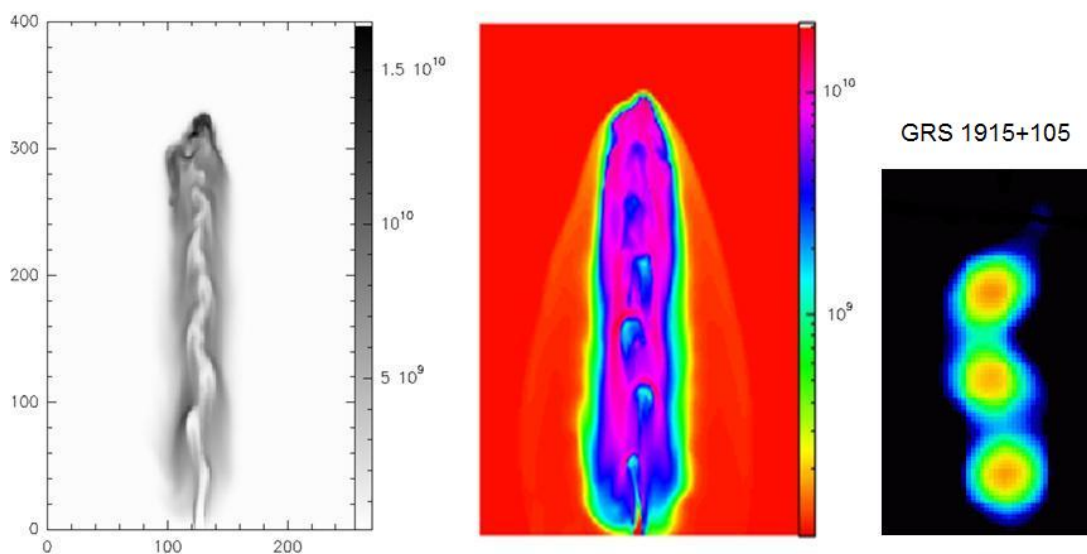
zona de reconexão, os elétrons devem posteriormente sofrer reaceleração(ões), a distâncias maiores da fonte, por outro(s) processo(s), como aceleração de Fermi de primeira ordem atrás de choques do jato com o gás do meio ambiente, discutida na seção 2.4.4.

Notamos também que o mecanismo acima, quando em regime de acreção sub-Eddington, oferece pelo menos limites inferiores para as luminosidades rádio observadas. Outros mecanismos para explicar a aparente intermitência e a ejeção dos *nós* relativísticos nos AGNs, sob a luz do modelo magneto-centrífugo, foram propostos na literatura (e.g., de Gouveia dal Pino e Opher, 1991; Harris e Krawczynski, 2006, e referências ali contidas). Em todos os casos porém, a intermitência é, em última instância, associada a instabilidades no disco e a variabilidades na taxa de acreção, tal como no presente cenário. Neste, a variabilidade na taxa de acreção estaria diretamente relacionada aos eventos de reconexão violenta e ao processo de dínamo que periodicamente reconstrói o campo magnético.

Cumpramos notar que há ainda na literatura certa controvérsia quanto à origem da mor-

fologia dos *nós* relativísticos nessas fontes e duas possibilidades são consideradas: (i) eles seriam resultantes da amplificação de pulsos formados a partir da injeção do jato com velocidade variável periódica, como discutido acima, ou (ii) os *nós* seriam resultado de instabilidades helicoidais (magnificadas na direção do observador por efeito Doppler), geradas em um jato com velocidade de injeção aproximadamente constante, porém precessando em torno do eixo de simetria da fonte central.

Para ilustrar a diferença entre as duas possibilidades de formação dos jatos, na figura 3.5, temos um par de simulações numéricas tridimensionais hidrodinâmicas adiabáticas que realizamos com o código YGUAZU em versão análoga à utilizada em Masciadri et al. (2002).



*Figura 3.5:* Painéis esquerdo e central: corte do plano central da distribuição de temperatura de simulações hidrodinâmicas 3D adiabáticas de dois jatos. No painel esquerdo, simulação de um jato contínuo precessante sujeito a instabilidades helicoidais. No painel central, simulação de um jato precessante com velocidade de injeção sinusoidal. No painel direito, observação em rádio do jato relativístico do microquasar GRS1915+105 (Mirabel e Rodríguez, 1998). O domínio computacional tem  $4 \times 10^{18} \times 4 \times 10^{18} \times 8 \times 10^{18} \text{ cm}^3$ . O período e o ângulo de precessão em ambas as simulações foram considerados iguais ( $3,15 \times 10^8 \text{ s}$  e 8 graus). A velocidade de injeção no painel esquerdo e a velocidade média de injeção no painel central são também iguais e correspondem a  $5 \times 10^9 \text{ cm/s}$ . No painel central, o período de injeção da velocidade foi assumido igual a  $1,6 \times 10^{12} \text{ s}$  e a amplitude igual a uma fração de 0,2 da velocidade média. As densidades iniciais dos jatos em ambos os casos são 10 vezes menores que a densidade do meio.

Consideramos aqui, num caso, um modelo com jato contínuo (injetado com velocidade constante no meio ambiente) e precessante. No outro caso, consideramos um jato também

---

precessante, injetado no meio ambiente com velocidade intermitente (a qual representa a injeção quase periódica dos *nós* de partículas relativísticas). Para comparação, na mesma figura há um exemplo de uma observação de um jato relativístico propagando-se com velocidade  $v \sim 0,98c$  do microquasar GRS1915+105 (estudado no capítulo 2). Note que a morfologia do jato intermitente simulado é bem próxima à dos jatos observados, sugerindo que a produção destes está relacionada a processos de ejeções intermitentes de partículas, em acordo com o cenário apresentado nesta dissertação. Como esses jatos simulados são todos adiabáticos (isto é, sem resfriamento radiativo) eles são independentes da escala. Portanto, a simulação vale tanto para um jato de AGN como para um de um microquasar.

Finalmente, vale ressaltar que o mecanismo proposto aqui é compatível com o cenário unificado dos AGNs, uma vez que adotamos a configuração buraco negro – disco de acreção sem explicitar o tipo de AGN.





## Reconexão magnética em objetos estelares jovens

*“A sutileza do pensamento consiste em descobrir  
a semelhança das coisas diferentes  
e a diferença das coisas semelhantes.”*

Charles de Montesquieu

Acredita-se que as estrelas são formadas a partir da fragmentação das grandes nuvens moleculares do meio interestelar. Essa fragmentação gera nuvens menores que, ao tornarem-se gravitacionalmente instáveis, colapsam formando núcleos densos chamados de protoestrelas. Se essas nuvens estiverem em rotação, o colapso resulta na formação de um disco de acreção. Em geral, somente uma parte da nuvem colapsa e o restante desta, que envolve o sistema núcleo denso – disco, é acregado pela protoestrela através do disco de acreção.

Esse processo acontece até que a protoestrela adquira massa suficiente para induzir a fusão nuclear do Hidrogênio, estabelecer o equilíbrio entre o Carbono, o Nitrogênio e o Oxigênio através do ciclo CNO e apresentar convecção. Neste momento, completa-se a formação de uma estrela da sequência principal. O termo objeto estelar jovem (ou do inglês *Young Stellar Object*, ou simplesmente YSO) aplica-se aos sistemas em todas as fases evolucionárias, a partir das protoestrelas, que antecedem a formação das estrelas da sequência principal.

Está fora do objetivo deste trabalho descrever todo o processo de formação estelar desde a fragmentação das grandes nuvens. Para uma boa revisão sobre esse assunto, recomendamos ao leitor o livro de Schulz (2005). Veremos diretamente as principais características dos YSOs de baixa massa relevantes ao nosso estudo (seção 4.1).

Um processo fundamental na evolução das protoestrelas, é a eliminação do excesso

de matéria em forma de ventos e jatos. Estes jatos são bastante diferentes dos jatos relativísticos estudados nos capítulos anteriores, conforme veremos na seção 4.2. O nosso objetivo aqui é verificar se eventos de reconexão magnética violentos podem acontecer nestes sistemas e influenciar, de alguma forma, a coroa e a evolução dos jatos térmicos destes (seções 4.3 e 4.4).

#### 4.1 Principais características dos YSOs

Os YSOs são divididos em classes morfológicas (de 0 à III) segundo a forma de suas SEDs (isto é, *spectral energy distribution*) no infra-vermelho (1–100  $\mu\text{m}$ ). A base dessa classificação é o nível do excesso em longos comprimentos de onda em relação à emissão estelar de corpo negro. Como a emissão no infra-vermelho fornece uma medida qualitativa da quantidade de material ao redor dos núcleos densos que irão originar as estrelas, sugere-se que quanto menos material desse tipo, mais evoluído é o sistema.

A classe 0 é constituída por protoestrelas que ainda apresentam grandes quantidades de material envolvendo-a. No cenário evolutivo, elas são os sistemas mais jovens, recém formados pelo colapso gravitacional das nuvens. A classe I é formada por protoestrelas que somam às suas massas a matéria dos “envelopes” que as circundam. Esse processo acontece através dos discos de acreção.

A classe II é constituída pelas chamadas estrelas TTauri clássicas. Nesta fase, o material do envelope já foi quase todo consumido, mas o disco de acreção permanece ativo. Finalmente, na classe III temos as estrelas TTauri fracas que provavelmente não acretam mais matéria. Elas apresentam resquícios dos discos de acreção desacoplados da estrela central. Esse cenário evolutivo termina com as ZAMS (*zero-age main sequence*, em inglês), estrelas recém formadas da sequência principal.

Vale ressaltar que a realidade mostra-se muito mais complexa do que o cenário acima, pois a evolução de uma protoestrela não pode ser totalmente traçada, já que o ambiente no qual ela se forma não é sempre transparente a radiação. Embora seja possível obter informações destes sistemas em outros comprimentos de onda além do infra-vermelho (rádio e raio-x, por exemplo), muitos dos mecanismos físicos que produzem emissão são desacoplados das propriedades do objeto central.

A seguir, iremos analisar dois pontos relevantes para o nosso estudo: as taxas de acreção

de matéria e a atividade magnética nos YSOs.

#### 4.1.1 Taxas de acreção

O processo de acreção de matéria domina, durante grande parte do tempo, a evolução dos YSOs. Detalhes das taxas de acreção ainda são altamente incertos e, provavelmente, estas variam muito com o tempo. Não se sabe ao certo o quanto a rotação ou os campos magnéticos afetam as taxas de acreção, embora acredita-se que eles determinem a estrutura do fluido que forma o disco (e.g., Matsumoto et al., 1997; Nakamura, 2000). Com os conhecimentos atuais sobre o processo de acreção de matéria, acredita-se que a dependência temporal da taxa de acreção está fortemente associada com o transporte de momento angular.

Cálculos numéricos do colapso esférico sugerem que, inicialmente, o processo da acreção passa por um *burst* que dura cerca de  $10^4$  anos (Schulz, 2005). Metade do envelope que circunda a protoestrela é acretado em  $10^5$  anos e, praticamente todo ele, dentro de  $10^6$  anos. Os cálculos predizem taxas de acreção iniciais da ordem de  $10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$  que rapidamente diminuem com o tempo (e.g, Matsumoto et al., 1997; Nakamura, 2000; Schulz, 2005). Observações revelam que nos estágios mais evoluídos, as taxas de acreção são menores que  $10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ . A figura 4.1 ilustra esquematicamente a dependência da taxa de acreção com o tempo.

Evidências observacionais indiretas para as taxas de acreção dos objetos da classe I estão associadas às massas dos envelopes e à *birthline* (Stahler, 1988), isto é, a linha, no diagrama HR, que marca o momento que as protoestrelas tornam-se visíveis, antes de chegarem na sequência principal. A medida das massas dos envelopes das protoestrelas da classe I coloca estas logo após a *birthline*, enquanto que as da classe 0 ainda não a atingiram. À parte as incertezas na determinação das massas dos envelopes a partir do fluxo no milimétrico, a *birthline* parece favorecer taxas de acreção médias da ordem de  $10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$ , em acordo com os cálculos modernos (Schulz, 2005). Entretanto, estas podem chegar a  $10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$ , conforme mostra a figura 4.1.

Como as protoestrelas da classe I ainda acretam matéria do envelope, podemos estimar a luminosidade associada a esse processo através da relação (B.2) do apêndice B:

$$L_{ac} = \frac{GM_*\dot{M}}{R_{tr}},$$

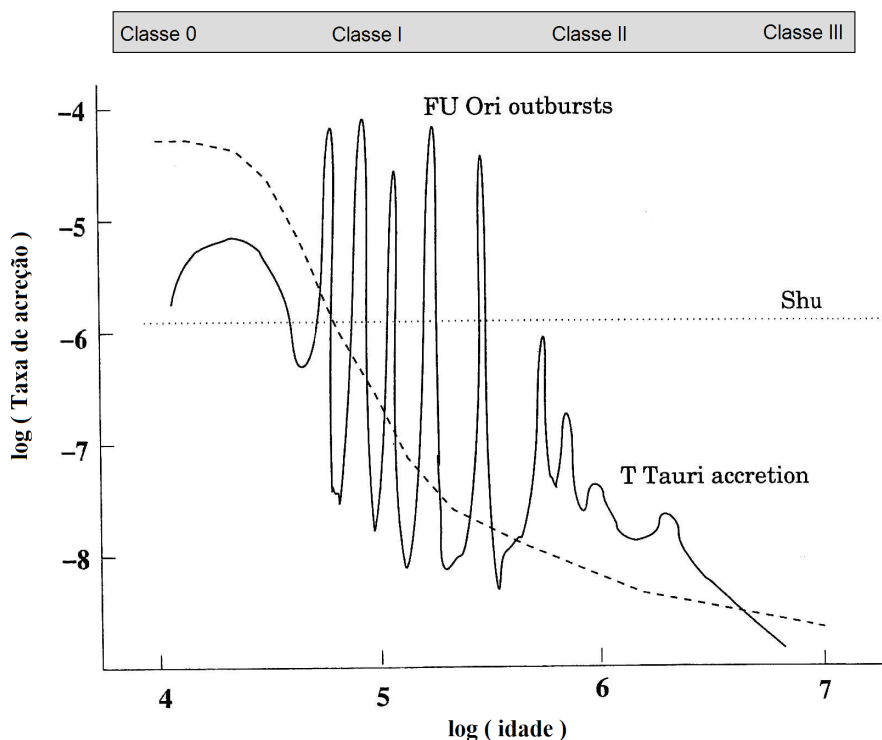


Figura 4.1: Representação esquemática da evolução temporal da taxa de acreção de massa para YSOs de baixa massa. A linha pontilhada corresponde à taxa de acreção segundo um dos primeiros cenários de formação estelar (Shu, 1977). A linha tracejada representa aproximadamente os resultados das simulações numéricas mais realísticas de formação de estrelas. A linha contínua mostra algumas características adicionais observadas, como os *outbursts* do tipo FU Ori e as estrelas TTauri clássicas. Adaptado de Schulz (2005).

sendo  $G$  a constante de gravitação universal,  $M_*$  a massa da protoestrela,  $\dot{M}$  a taxa de acreção e  $R_{tr}$  o raio mais interno do disco, definido pela equação (4.1) adiante. Para taxas de acreção da ordem de  $10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$ , a luminosidade estimada está em torno de  $50L_{\odot}$ . Entretanto, as SEDs observadas implicam em luminosidades da ordem de  $1L_{\odot}$ . Segundo Hartmann (2001), uma possibilidade para essa discrepância pode ser o fato de que a maior parte da matéria acreta alimenta o disco de acreção ao invés de a protoestrela diretamente. Esse disco conduz a matéria até a protoestrela a altas taxas de acreção resultando nos *outbursts* vistos nas FU Orionis. Outra possibilidade é que a luminosidade observada é parcialmente resultado de outros mecanismos associados, por exemplo, à atividade magnética no disco – coroa.

Enquanto as protoestrelas das classes 0 e I ainda estão bastante envolvidas por gases e poeira, as estrelas TTauri clássicas são opticamente visíveis pois apresentam apenas

uma pequena fração de seus envelopes natais. Essa característica permite observações diretas dos discos de acreção. Grandes *surveys* de TTauris (e.g., Beckwith et al., 1990) revelaram que as taxas de acreção em geral são menores que  $10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$ , embora em alguns casos elas possam ser tão altas quanto  $10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$  durante curtos intervalos de tempo (Schulz, 2005). É interessante notar que para estrelas TTauri típicas, a taxa de acreção de Eddington é da ordem de  $10^{-2} M_{\odot}/\text{ano}$ . Portanto, comparando esse valor crítico com os valores médios esperados, conclui-se que o processo de acreção das TTauri é altamente sub-crítico.

#### 4.1.2 Atividade magnética

Devido à forte emissão em raio-x e rádio das estrelas TTauri, já na década de 80 suspeitou-se que estas possuíam fortes campos magnéticos superficiais. De fato, campos magnéticos da ordem de kG têm sido estimados a partir do efeito Zeeman nas linhas espectrais da fotosfera das estrelas e também, a partir da emissão maser ciclotrônica (e.g., Schulz, 2005; Bouvier et al., 2007).

Segundo Bouvier et al. (2007), o campo magnético médio, considerando toda a superfície da estrela, da maior parte das TTauri observadas é  $\sim 2,5$  kG, com alguns campos chegando 6 kG nas regiões mais ativas. Note que esses campos magnéticos são mais intensos que o campo solar. No Sol, e em outras estrelas da sequência principal, o campo magnético está aproximadamente em equipartição com a gás. Em contraste, as fotosferas das estrelas TTauri aparentemente são dominadas pela pressão magnética.

Quanto à topologia do campo, frequentemente assume-se uma configuração de dipolo magnético. De fato, se considerarmos um campo magnético multipolar, as componentes de ordem maior rapidamente decaem com a distância, o que implica que a componente dominante, a alguns raios estelares, é a dipolar. Na superfície da estrela, a configuração magnética provavelmente é mais complicada. Assim, em primeira aproximação, espera-se que o campo assumira uma estrutura de dipolo. Estes fortes campos magnéticos quase dipolares são capazes de alterar, de forma significativa, o processo de acreção de matéria na região mais interna do disco.

Assumindo que a magnetosfera das estrelas TTauri é predominantemente dipolar em grande escala, Camenzind (1990) e Königl (1991) mostraram que a região interna do disco

de acreção deve ser truncada pela tensão magnética da magnetosfera estelar a distâncias de alguns raios estelares. O material do disco é então conduzido ao longo das linhas do campo magnético até a superfície da estrela, originando as chamadas colunas de acreção magnetosférica. Esse fenômeno é ilustrado esquematicamente na figura 4.2.

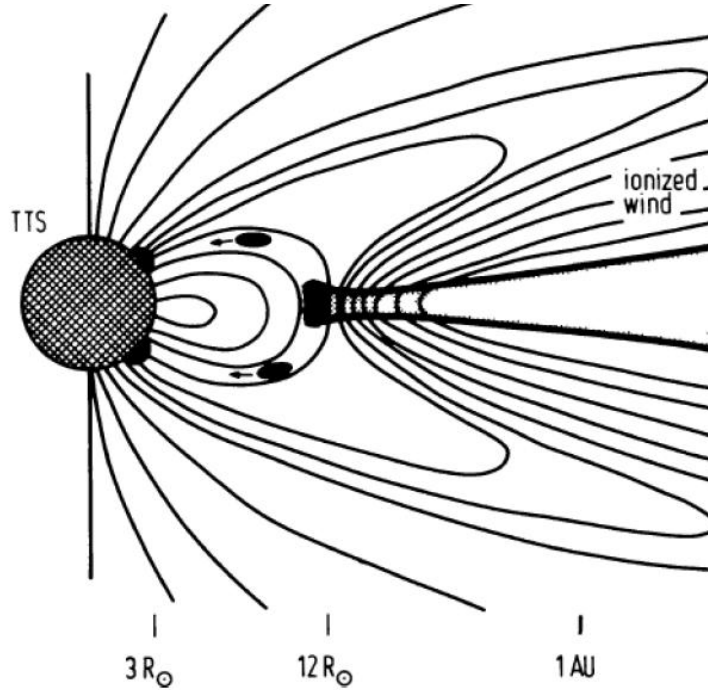


Figura 4.2: Representação esquemática da acreção magnetosférica nos YSOs. A região interna do disco é truncada pela magnetosfera estelar e o material do disco é conduzido ao longo das linhas do campo até a superfície da estrela. Retirado de Bouvier et al. (2007).

A idéia teórica por trás da acreção magnetosférica é que a pressão dinâmica do gás do disco em sua porção mais interna ( $P_{ram} = \rho v^2$ ) irá ser contrabalaneada pela pressão magnética do campo estelar ( $P_B = B^2/8\pi$ ). Nesse caso, se o gás do disco for suficientemente ionizado, seu movimento começará a ser controlado pelo campo magnético. Ao raio onde isso acontece damos o nome de raio de truncamento do disco ( $R_{tr}$ ).

Assumindo acreção esférica, considerando um campo de dipolo ( $B = B_*(R_*/r)^3$ ) e aproximando a velocidade do material acretado pela velocidade de queda livre, obtemos:

$$\frac{R_{tr}}{R_*} = \frac{B_*^{4/7} R_*^{5/7}}{\dot{M}^{2/7} (2GM_*)^{1/7}}. \quad (4.1)$$

Para campos superficiais da ordem de kG e propriedades típicas das TTauri clássicas (isto é,  $M_* = 0.5M_\odot$ ,  $R_* = 2R_\odot$  e  $\dot{M} = 10^{-7}M_\odot/\text{ano}$ ), o raio de truncamento é aproxi-

madamente 4 raios estelares<sup>1</sup>.

Além da acreção magnetosférica, há um outro processo possivelmente associado aos campos magnéticos: os *flares* observados em raio-x (figura 4.3). Acredita-se que esses *flares* resultam de eventos de reconexão magnética na coroa da estrela. Uma vez liberada a energia armazenada no campo magnético, a condução térmica pode agir ao longo do tubo de fluxo magnético no sentido de aquecer a região de transição entre a coroa e a fotosfera, resultando no fenômeno conhecido como evaporação cromosférica. Este fenômeno também ocorre no Sol e é responsável por aumentar a densidade de partículas nos tubos de fluxo magnético, aumentando com isso, a luminosidade em raio-x emitida pelo sistema. Feigelson e Montmerle (1999) revisam as principais propriedades da emissão em raio-x dos YSOs.

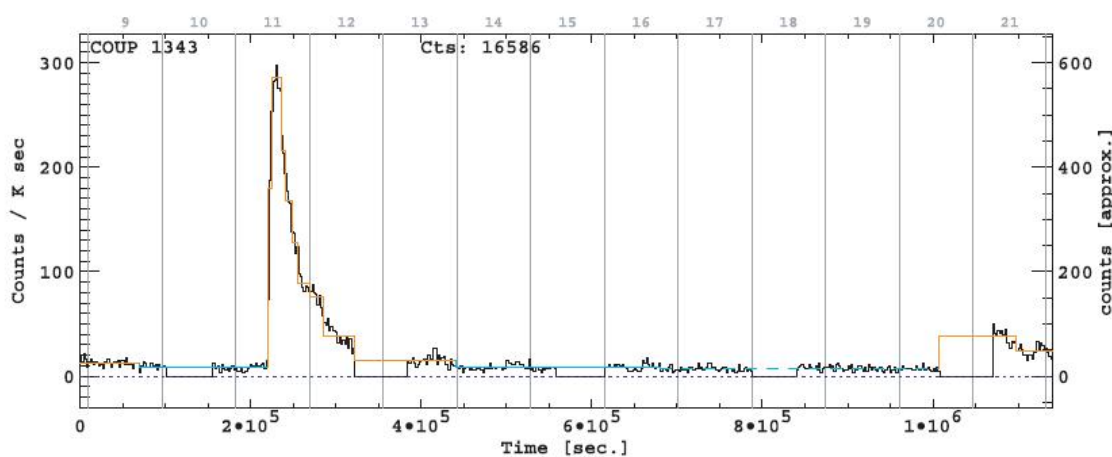


Figura 4.3: Exemplo de um intenso *flare* em raio-x observado pelo *Chandra* na fonte COUP 1343. Retirado de Favata et al. (2005).

Embora a emissão em raio-x dos YSOs seja geralmente explicada em função dos pequenos *loops* magnéticos na coroa da estrela, um resultado bastante interessante foi apresentado por Favata et al. (2005). A partir das observações do COUP (*Chandra Orion Ultra-deep Project*), a temperatura e a densidade coronal na região do *flare*, o tamanho do *loop* magnético e o campo magnético mínimo necessário para confinar o gás no *flare* foram determinados. Considerando-se a equipartição entre a pressão magnética e a pressão do gás, este último varia entre 32 e 3480 G para as fontes listadas na tabela 4.1. Os demais

<sup>1</sup> Notamos que se houvésemos considerado na equação (4.1) uma acreção cilíndrica, esta apresentaria um fator  $\sqrt{2}$  (Bouvier et al., 2007). Esta porém, não levaria em conta a curvatura das linhas do campo magnético e da coluna de acreção, justificando assim a adoção da equação (4.1).



valores estimados encontram-se organizados nesta tabela como segue. Na primeira coluna temos a identificação da fonte segundo o catálogo disponível no site oficial do COUP (<http://www.astro.psu.edu/coup/>). Nas duas colunas seguintes, o raio e a massa da estrela em unidades solares. Depois, seguem a luminosidade em raio-x em  $erg/s$ , a temperatura do pico do *flare* em unidades de  $10^8$  K, a meia altura do *loop* magnético em unidades de  $10^{10}$  cm e a densidade eletrônica da região em *flare* em unidades  $10^{10} cm^{-3}$ . Finalmente, na última coluna, temos a estimativa para o campo magnético máximo, de acordo com o presente trabalho, conforme a discussão da seção 4.3.2. Na última linha, seguem os valores médios de cada grandeza para a amostra da tabela.

Tabela 4.1 - Características de alguns YSOs e seus respectivos *flares* em raio-x. Retirado de <http://www.astro.psu.edu/coup/> e Favata et al. (2005).

Fonte	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$L_X$ (erg/s)	$T_{pc}$ ( $10^8$ K)	$l$ ( $10^{10}$ cm)	$n_e$ ( $10^{10} cm^{-3}$ )	$(\mu B_*)_{max}$ (G)
28	2,30	0,53	$1,00 \times 10^{32}$	2,08	55	4,70	6070
43	2,92	0,40	$1,30 \times 10^{31}$	1,42	112	0,50	2600
90	2,51	0,52	$2,40 \times 10^{32}$	2,70	7,2	146	5410
141	3,30	2,11	$1,90 \times 10^{31}$	1,77	13,7	16	5460
223	2,79	1,19	$5,80 \times 10^{31}$	1,70	48,3	4,0	5830
262	1,58	1,13	$4,10 \times 10^{31}$	2,70	198	0,40	7430
454	4,58	2,35	$2,60 \times 10^{31}$	2,19	323	0,14	2360
597	2,01	1,49	$7,00 \times 10^{30}$	0,87	22	5,40	5150
649	2,17	0,40	$2,20 \times 10^{31}$	2,06	64	1,80	3540
669	2,59	1,52	$3,40 \times 10^{31}$	2,03	92	1,10	3900
752	1,67	0,54	$1,90 \times 10^{32}$	3,39	65	5,40	9090
848	1,98	0,29	$4,00 \times 10^{31}$	2,70	162	0,50	3650
891	4,85	2,43	$1,10 \times 10^{32}$	2,70	173	1,60	3490
960	2,16	0,24	$9,80 \times 10^{31}$	1,15	3,7	260	5380
971	3,28	0,69	$9,70 \times 10^{31}$	2,26	35	7,90	4160
976	0,91	0,18	$3,20 \times 10^{31}$	2,70	76	1,50	9260
1246	1,62	0,23	$7,20 \times 10^{31}$	2,70	40	5,60	7630
1410	0,51	0,36	$3,70 \times 10^{31}$	2,70	110	1,00	22100
1568	3,99	2,55	$7,80 \times 10^{32}$	2,70	3,7	120	4510
1608	1,76	0,48	$1,60 \times 10^{31}$	2,58	82	1,00	4640
<b>MÉDIA</b>	2,44	0,96	$9,75 \times 10^{31}$	2,27	27,9	84,17	–

Estas estimativas concordam com as apresentadas no artigo de Feigelson e Montmerle (1999) exceto para a temperatura do pico,  $T_{pc}$ , que é quase uma ordem de grandeza maior

que as temperaturas de  $10^7$  K apresentadas neste último. Esse resultado, entretanto, ainda é razoável, pois os fenômenos descritos em Favata et al. (2005) seriam casos extremos: note que  $l \gtrsim R_*$ , o que, segundo os próprios pesquisadores, possivelmente representam os grandes *loops* magnéticos que conectam a estrela com o disco de acreção. Isto corresponde exatamente à situação que vamos investigar na seção 4.3.

## 4.2 Jatos e ventos dos YSOs

Um processo fundamental na evolução dos YSOs é a eliminação do excesso de matéria do disco em forma de ventos e jatos. Observacionalmente, existem evidências de choques produzidos por matéria movendo-se a grandes velocidades no meio interestelar. Esses fenômenos são conhecidos como objetos Herbig-Haro e essa matéria em movimento supersônico é interpretada como constituinte dos jatos originados de protoestrelas e estrelas TTauri (e.g., de Gouveia dal Pino e Benz, 1993; Chernin et al., 1994; Cerqueira e de Gouveia Dal Pino, 2001, 2003; Schulz, 2005). Atualmente, existem mais de 300 Herbig-Haros catalogados<sup>2</sup> e, em alguns casos, tanto os jatos colimados quanto as frentes de choque são visíveis.

A velocidade da matéria nos jatos mais rápidos, associados às fontes da classe 0, varia entre 100 e 400 km/s (e.g., Schulz, 2005). Note que essas velocidades são bem mais baixas que aquelas dos jatos relativísticos estudados nos capítulos anteriores. De fato, frequentemente os jatos dos YSOs são denominados térmicos, pois são observados através das linhas proibidas produzidas pelo resfriamento do gás atrás dos choques internos ao longo do jato. Estes choques internos, ao irradiarem, são observados como *nós* brilhantes e constituem os objetos Herbig-Haro. A maior parte dos jatos dos YSOs frequentemente terminam em estruturas ainda mais brilhantes onde o fluido do jato se choca com o meio ambiente, como nos jatos relativísticos.

Além da velocidade de propagação, a diferença entre essas duas classes de jatos está na quantidade de informações que podemos obter através da emissão das estruturas que o compõem. Enquanto os jatos relativísticos emitem basicamente radiação contínua não-térmica em um grande intervalo de frequências, dificultando a determinação de suas propriedades físicas, os jatos dos YSOs produzem linhas de emissão, em geral proibidas, nas

<sup>2</sup> A *General Catalog of Herbig-Haro Objects*, disponível em <http://casa.colorado.edu/hhcat/>

bandas óptica e infra-vermelha. Isso permite determinar temperaturas da ordem de  $10^4$  K e densidades eletrônicas entre  $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$ , para os objetos mais fracos, e  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , para os mais brilhantes (e.g., de Gouveia Dal Pino, 2005; Ray et al., 2007).

Segundo Schulz (2005), a partir destas muitas observações, pode-se definir relações empíricas entre a idade do YSO e as propriedades do *outflow* de matéria. De uma forma geral, pode-se dizer que a atividade de *outflow* decai com o aumento da idade da fonte central. Vale ressaltar entretanto, que algumas estrelas TTauri também apresentam pequenos jatos (e.g., Dougados et al., 2000). A figura 4.4 esquematiza a relação entre a colimação e a velocidade do outflow em função da idade do YSO.

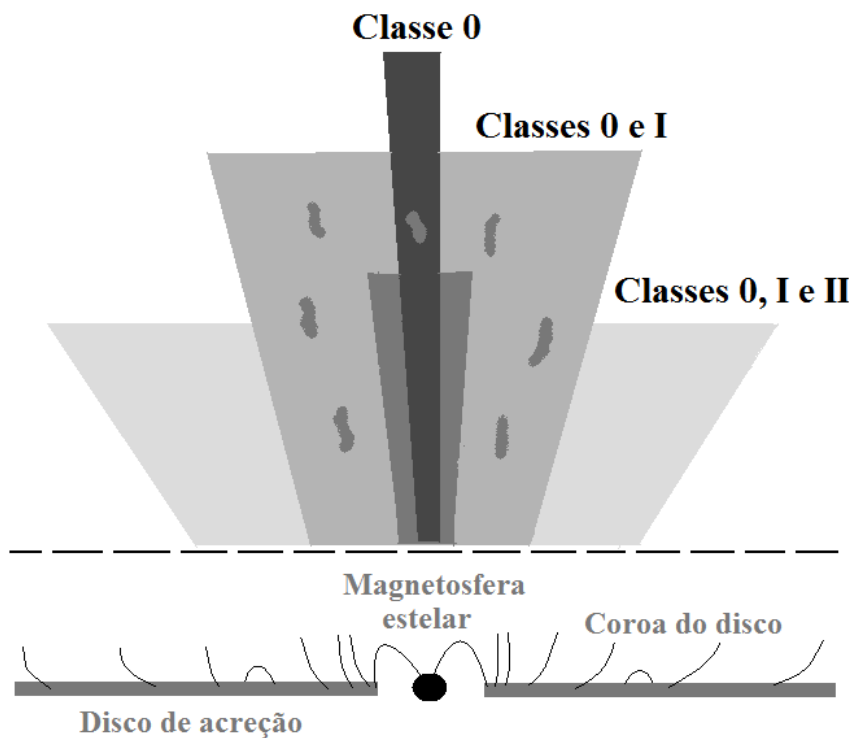


Figura 4.4: Representação esquemática dos vários tipos de *outflow* observados em YSOs de baixa massa. A velocidade e a colimação do *outflow* são indicados pela escala de cinza tal que quanto mais escuro, maiores são essas grandezas. Adaptado de Schulz (2005).

Os recentes avanços observacionais no infravermelho permitem, atualmente, obter informações como densidade, temperatura e velocidade de propagação da matéria a distâncias menores que 200 UA da fonte central, isto é, na base dos jatos e ventos (e.g., Ray et al., 2007). Estas observações revelam que próximo à fonte os *outflows* apresentam duas ou mais componentes diferentes. Em termos das velocidades, temos outflows mais rápidos

que estendem-se até as escalas maiores, e aqueles com velocidades intermediárias ou até mesmo baixas (Garcia Lopez et al., 2008). Em particular, as densidades eletrônicas estimadas para a componente intermediária dos jatos de L1551-IRS5 e DG Tau são da ordem de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  (Pesenti et al., 2003).

Os modelos mais aceitos para a produção dos ventos e jatos baseiam-se no cenário magneto-centrífugo, cujos princípios físicos são brevemente apresentados no apêndice C. Como as observações no infra-vermelho revelam as propriedades da região de lançamento dos jatos, estas vêm contribuindo para restringir os modelos (Ray et al., 2007). Em particular, os modelos nos quais o *outflow* é “frio” (e.g., Ferreira, 1997), isto é, a energia cinética do gás não contribui para a aceleração do *outflow*, não explicam as densidades eletrônicas na base do jato: as densidades estimadas pelos modelos são mais baixas que os valores inferidos observacionalmente (Pesenti et al., 2003). Por outro lado, os modelos MHD “quentes” parecem promissores quanto a esta questão, já que produzem soluções mais densas (e.g., Casse e Ferreira, 2000). Se assim o for, então torna-se necessário explicar qual(is) o(s) mecanismo(s) de aquecimento na região de lançamento dos *outflows*.

Ainda no cenário dos modelos MHD, vários pesquisadores invocam eventos de reconexão magnética na região interna do disco de acreção para diversos fins. O *X-wind model*, por exemplo, tenta explicar as observações em raio-x, a formação dos ventos e jatos protoestelares e a extinção da radioatividade dos meteoritos (Shu et al., 1997).

A seguir, analisaremos sob que condições eventos violentos de reconexão magnética entre as linhas da magnetosfera dos YSOs e as linhas da região mais interna do disco de acreção próximo à estrela podem acontecer e depois discutiremos as implicações destes resultados.

### 4.3 O papel de reconexão magnética nos YSOs

O transporte de momento angular para fora do disco é uma condição necessária para que a matéria chegue até o objeto central. A instabilidade magneto-rotacional (Balbus e Hawley, 1991, apêndice B) é a principal candidata ao transporte radial de momento angular, inclusive em ambientes de baixa ionização (e.g., Wardle, 1999; Balbus e Terquem, 2001; Sano e Stone, 2002; Rüdiger e Kitchatinov, 2005; Liverts et al., 2007), embora possivelmente não seja o único mecanismo de transporte atuante nos discos dada a complexidade destes

(e.g., Keppens et al., 2002). Além disso, alguns estudos argumentam que uma coroa quente ao redor do disco de acreção também está presente (e.g., Brandenburg e von Rekowski, 2007), já que esta pode ser pensada como um sub-produto natural da turbulência gerada pela instabilidade magneto-rotacional.

Vimos na seção 4.1.2, que o campo magnético em grande escala das estrelas TTauri é aproximadamente dipolar. Além disso, as intensas atividades de expulsão de matéria através de ventos e jatos somadas às idéias atuais sobre a natureza MHD da aceleração destes (seção 4.2) sugerem que configurações magnéticas similares à estudada no capítulo 2 também ocorrem nos YSOs, ou pelo menos nas estrelas TTauri. Analisaremos então sob quais condições eventos violentos de reconexão magnética podem acontecer nos YSOs.

#### 4.3.1 Taxa de energia liberada

Os YSOs possuem massas da ordem de  $\sim 1M_{\odot}$ , raio da estrela central de  $\sim 2R_{\odot}$  e campos magnéticos na superfície estelar ( $B_*$ ) da ordem de kG ou menores (veja tabela 4.1). Embora estes sistemas também produzam jatos, eles possuem mais características em comum com estrelas como o Sol do que com os microquasares e AGNs. Logo, o modelo utilizado no caso dos microquasares para o disco de acreção e sua coroa devem ser modificados. Aqui, ao invés de modelar a coroa como fizemos para os microquasares e AGNs, vamos utilizar as informações obtidas a partir das observações dos grandes *flares* apresentados na seção 4.1.2.

Para simplificar, assumiremos que a estrela e a região interna do disco estão aproximadamente em corotação<sup>3</sup>. Além disso, consideraremos que o campo magnético estelar é quase dipolar, de forma que no raio mais interno do disco,  $R_X$ , temos que

$$B_X = \mu B_* \left( \frac{R_*}{R_X} \right)^3, \quad (4.2)$$

onde  $B_*$  é o campo na superfície da estrela e  $\mu$  é um fator maior, porém próximo, da unidade, que representa pequenas deformações na configuração de dipolo devido à pressão dinâmica do gás do disco sobre o campo (veja a figura 4.2). Consideraremos também que

<sup>3</sup> Note que se ambos estivessem girando com velocidades angulares distintas, aquele com rotação mais rápida terminaria por esticar e reconectar as linhas de campo ancoradas no disco até que, após uma transferência de momento angular do mais rápido para o mais lento, ambos atingissem a corotação (e.g., Shu et al., 1994).

o disco é truncado pelo campo magnético da estrela no raio de truncamento  $R_{tr}$  definido pela equação (4.1), considerando-se o fator  $\mu$ :

$$\frac{R_{tr}}{R_*} = \frac{(\mu B_*)^{4/7} R_*^{5/7}}{\dot{M}^{2/7} (2GM_*)^{1/7}}.$$

Dessa forma, o raio de truncamento será considerado o raio mais interno do disco, isto é,  $R_X = R_{tr}$ .

A quantidade de energia magnética que pode ser liberada em quaisquer eventos de reconexão é dada pela equação (2.30):

$$\dot{W}_B \approx \frac{B_X^2}{8\pi} v_A (4\pi R_X \Delta R_X),$$

onde  $v_A$  corresponde à velocidade Alfvén e  $\Delta R_X$  corresponde à largura da zona de reconexão. Considerando que a reconexão magnética turbulenta ocorra, uma resistividade anômala pode manifestar-se dentro da zona de reconexão tal que sua largura possa ser estimada pela relação (2.31), como discutido no capítulo 2:

$$\Delta R_X \approx \frac{c\Delta B}{4\pi n_c Z e v_{t,c}},$$

onde  $\Delta B \approx 2B_X$  corresponde ao campo magnético na zona de reconexão e  $n_c$  e  $v_{t,c}$  são a densidade de partículas e a velocidade térmica dos íons de carga  $Ze$  na coroa, respectivamente.

Finalmente, a partir das três relações anteriores, a taxa de energia magnética liberada é dada por (em cgs)

$$\dot{W}_B \cong 9,4 \times 10^{14} (\mu B_*)^{-16/7} M_*^{11/7} \dot{M}^{22/7} R_*^{-48/7} n_c^{-3/2} T_c^{-1/2}, \quad (4.3)$$

sendo a largura da zona de reconexão estimada de acordo com as equações acima por

$$\frac{\Delta R_X}{R_X} \cong 1,25 \times 10^{11} (\mu B_*)^{-9/7} M_*^{4/7} \dot{M}^{8/7} R_*^{-27/7} n_c^{-1} T_c^{-1/2}, \quad (4.4)$$

e o tempo de reconexão por

$$t_{rec} \cong \frac{\Delta R_X}{\xi v_A} = 3,9 \times 10^3 \xi (-1) n_c^{-1/2} T_c^{-1/2}. \quad (4.5)$$

A equação (4.3) pode, por exemplo, ser reescrita em unidades típicas das estrelas TTauri:  $M_* = 1M_\odot M_1$ ,  $R_* = 2R_\odot R_2$ ,  $\mu B_* \cong 5000(\mu B_*)_{5000}$  e  $\dot{M} = 10^{19} \dot{M}_{19}$  g/s ( $\approx$

$10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ ). Considerando as densidades e temperaturas do gás nos *loops* magnéticos dos *flares* observados como valores próximos aos da coroa do disco na região de  $R_X$  (isto é,  $n_c = 10^{11} n_{11} \text{ cm}^{-3}$  e  $T_c = 10^8 T_8 \text{ K}$ , de acordo com a tabela 4.1), obtemos:

$$\dot{W}_B = 4,3 \times 10^{21} (\mu B_*)_{5000}^{-16/7} M_1^{11/7} \dot{M}_{19}^{22/7} R_2^{-48/7} n_{11}^{-3/2} T_8^{-1/2} \text{ erg/s}, \quad (4.6)$$

Note que as luminosidades em raio-x observadas nos grandes *flares* (tabela 4.1) são muito maiores que a energia liberada segundo os parâmetros da equação (4.6). Entretanto, veremos a seguir que sob certas condições, a energia liberada através de eventos de reconexão magnética (violenta) pode ser tão alta quanto  $\sim 10^{31} - 10^{32} \text{ erg/s}$ .

### 4.3.2 Análise das condições necessárias

Da relação (4.3) vemos que quanto maior a taxa de acreção, maior a taxa de energia que pode ser liberada através da reconexão magnética. A taxa máxima de acreção possível do sistema pode ser estimada fazendo-se  $R_{tr} = R_*$ . Assim, a partir da relação (4.1), temos que

$$\dot{M}_{max} = 2,74 \times 10^3 \frac{(\mu B_*)^2 R_*^{5/2}}{M_*^{1/2}}. \quad (4.7)$$

Reescrevendo a equação acima em unidades típicas dos YSOs, obtemos:

$$\dot{M}_{max} = 1,12 \times 10^{22} (\mu B_*)_{5000}^2 R_2^{5/2} M_1^{1/2} \text{ g/s}. \quad (4.8)$$

Isso corresponde à  $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$ . Note que este valor é maior que os valores médios encontrados na literatura para as protoestrelas ( $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$ ) e as estrelas TTauri ( $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ ), mas corresponde aos valores máximos dos *outbursts* do tipo FU Ori (figura 4.1).

Tal como no caso dos microquasares e AGNs, estamos considerando que os eventos de reconexão magnética violenta só ocorrem quando o campo poloidal em larga escala que se ergue do disco é tal que  $\beta (= P_{gas}/P_B)$  se torna pequeno o bastante para permitir que um vento/jato MHD remova momento angular da região interna do disco. Quando uma quantidade significativa de momento angular é removido, a taxa de acreção aumenta temporariamente acima dos valores médios. Assim, o resultado obtido para a taxa máxima de acreção pode ser considerado um limite razoável, pois só deverá ocorrer durante um grande evento de *flare* do sistema que, segundo o nosso modelo, é ocasionado pela reconexão

magnética entre as linhas da magnetosfera da estrela e aquelas com polaridade oposta ancoradas na região interna do disco (como esquematizado na figura 2.6).

Substituindo (4.7) na equação (4.3), a taxa máxima de energia liberada por eventos violentos de reconexão magnética será

$$\dot{W}_{B,max} \cong 1,4 \times 10^{31} (\mu B_*)_{5000}^{-16/7} M_1^{11/7} \dot{M}_{max}^{22/7} R_2^{-48/7} n_{11}^{-3/2} T_8^{-1/2}. \quad (4.9)$$

Note que substituindo  $\dot{M}_{max}$  (equação (4.7)),  $\dot{W}_B$  passa a depender de  $\mu B_*$  elevado à quarta potência, de modo que pequenas mudanças no campo superficial levam a uma grande variação na taxa máxima de energia magnética liberada.

Para o tempo de reconexão associado temos

$$t_{rec} \cong 1,23 \times 10^{-6} \xi^{-1} n_{11}^{-1/2} T_8^{-1/2} \text{ s} \quad (4.10)$$

Note que essa taxa de energia liberada é comparável com as luminosidades em raio-x observadas e que o tempo de reconexão é pequeno, indicando que a energia armazenada no campo é liberada rapidamente, como esperado em eventos de *flare*.

A figura 4.5 ilustra o comportamento de  $\dot{W}_B$  em função de  $\dot{M}$ , para diversos valores de  $\mu B_*$ , segundo a relação (4.3). Cada curva termina no valor máximo de energia possível, calculado para a taxa máxima de acreção (equação 4.7). Valores plausíveis para  $\mu B_*$  e  $\dot{M}$  na fase de *flare* para duas fontes COUP observadas devem estar próximos dos pontos marcados com círculos vermelhos na figura 4.5, de acordo com o presente modelo. Ainda segundo a figura 4.5, valores maiores de luminosidades devem estar relacionadas com maiores taxas de acreção e maiores campos  $\mu B_*$ . Note que para valores da taxa de acreção de cerca de 10 à 1000 vezes os valores médios (dependendo da classe do YSO) e para  $\mu B_*$  de aproximadamente 2000 G é possível liberar energias da ordem das luminosidades em raio-x observadas para a fonte COUP 597 (tabela 4.1), por exemplo.

Na figura 4.6, segue uma comparação entre a previsão do modelo e as observações dos *flares* em raio-x (estrelas amarelas) para as fontes COUP da tabela 4.1. A previsão teórica foi calculada a partir da equação (4.3), sendo que  $M_*$ ,  $R_*$ ,  $n_c$  e  $T_c$  foram obtidos da tabela 4.1, individualmente para cada fonte. O campo  $\mu B_*$  foi variado de 1 kG até um valor máximo  $(\mu B_*)_{max}$ , obtido a partir da relação (4.7), respeitando o limite observacional superior para a taxa de acreção:  $\dot{M} \sim 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$ . Assim, o campo varia no intervalo



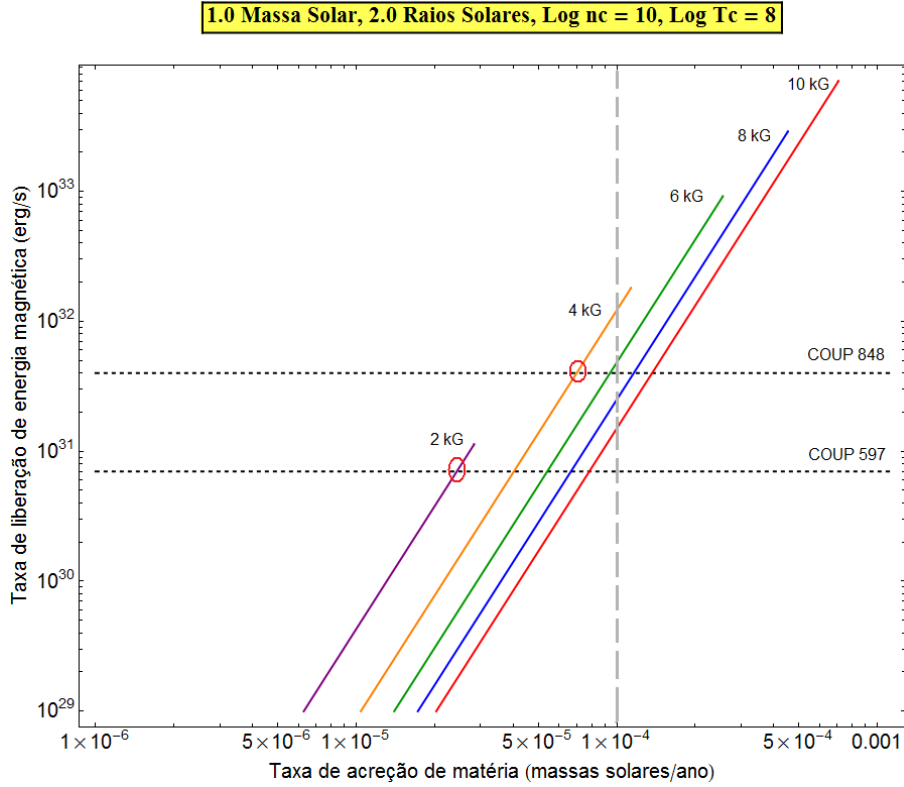


Figura 4.5:  $\dot{W}_B$  em função de  $\dot{M}$  para os diversos valores de  $(\mu B_*)$  indicados no gráfico. Para comparação, a luminosidade de duas fontes COUP (veja tabela 4.1), com raios similares, foram graficadas como linhas tracejadas. Os círculos vermelhos indicam os menores valores plausíveis para  $(\mu B_*)$  e  $\dot{M}$  na fase de *flare* para as duas fontes observadas, segundo o modelo proposto. A reta vertical tracejada corresponde à taxa máxima de acreção nos *outbursts* do tipo FU Ori ( $10^{-4} M_\odot/\text{ano}$ ).

$1 \text{ kG} \leq \mu B_* \leq (\mu B_*)_{max}$ , sendo que os valores obtidos para o limite superior do campo encontram-se na última coluna da tabela 4.1.

Dado um valor de  $\mu B_*$ , a taxa de acreção foi variada entre 50 e 100% do valor de  $\dot{M}_{max}$  correspondente (equação (4.7)). Assim, na figura 4.6, cada conjunto de pontos verticais para uma certa massa corresponde às variações descritas para o campo magnético e a taxa de acreção tal que o ponto associado à energia mais baixa corresponde a  $\mu B_* = 1 \text{ kG}$  e  $\dot{M} = 0,5 \dot{M}_{max}$  (equação (4.7)), enquanto que para o ponto associado à energia mais alta temos que  $\mu B_* = (\mu B_*)_{max}$  e  $\dot{M} = 1 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$  (para os quadrados azuis – 10 objetos) e  $5 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$  (para os quadrados verdes – 5 objetos – e círculos vermelhos – 5 objetos). Note-se que estes últimos (os vermelhos) não liberam potências magnéticas suficientemente grandes para explicar as observações. Segundo o cenário apresentado, estes objetos devem necessitar de taxas de acreção ainda maiores para que estes *flares* sejam

explicados a partir de eventos de reconexão magnética.

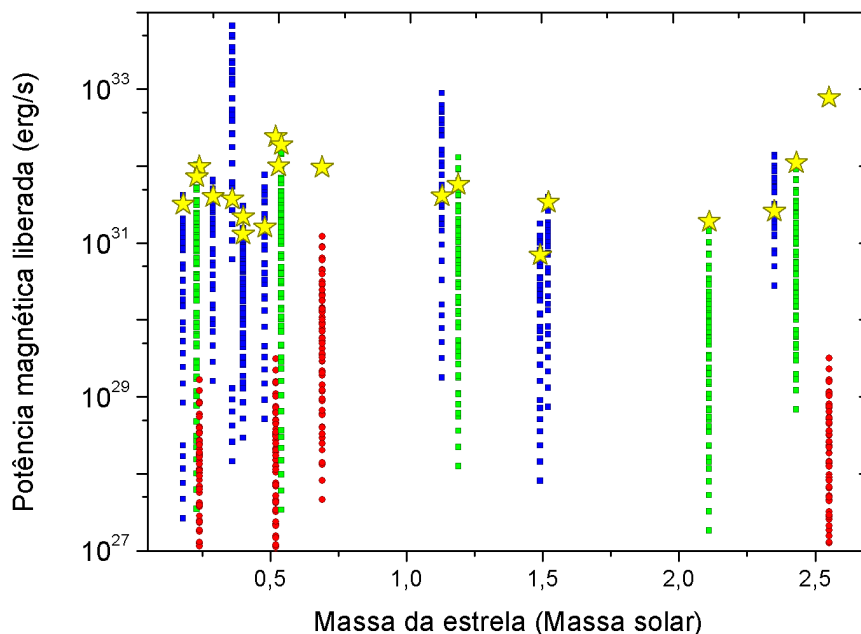


Figura 4.6: Comparação entre a previsão teórica e as observações dos *flares* em raio-x para as fontes COUP da tabela 4.1. As observações são representadas pelas estrelas amarelas. Os parâmetros  $M_*$ ,  $R_*$ ,  $n_c$  e  $T_c$  foram obtidos da tabela 4.1, individualmente para cada fonte. Cada conjunto de pontos verticais para uma certa massa corresponde às variações do campo magnético entre  $1 \text{ kG} \leq \mu B_* \leq (\mu B_*)_{max}$  e da taxa de acreção entre  $0,5\dot{M}_{max} \leq \dot{M} \leq \dot{M}_{max}$ , de forma que o ponto associado à energia mais baixa corresponde a  $\mu B_* = 1 \text{ kG}$  e  $\dot{M} = 0,5\dot{M}_{max}$  (equação (4.7)), enquanto que para o ponto associado à energia mais alta,  $\mu B_* = (\mu B_*)_{max}$  e  $\dot{M} = 1 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$  (para os quadrados azuis – 10 objetos) e  $5 \times 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$  (para os quadrados verdes – 5 objetos – e círculos vermelhos – 5 objetos). Veja o texto para uma explicação mais detalhada.

#### 4.4 Conclusões

Sem considerar um modelo específico para a coroa, a partir da análise acima concluímos que é possível liberar altas energias a partir de processos violentos de reconexão magnética nos YSOs se, durante curtos intervalos de tempo, as taxas de acreção atingirem valores da ordem de  $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$ , o qual é comparável à máxima taxa associada aos *outbursts* do tipo FU Ori (figura 4.1). Isso nos leva a concluir que eventos violentos de reconexão poderiam acontecer naturalmente em *outbursts* do tipo FU Ori se houver uma configuração

magnética apropriada (figura 2.6).

No caso dos objetos de classe 0 em geral, esses eventos também parecem possíveis pois as taxas de acreção, durante a fase do *flare* do sistema, devem atingir valores somente 10 vezes maiores que as taxas médias estimadas para as fontes nesta fase (figura 4.1). No caso das estrelas TTauri, eventos violentos de reconexão, capazes de liberar grandes quantidades de energia ( $10^{31} - 10^{32}$  erg/s), provavelmente só ocorrem em poucos casos (talvez nas TTauris mais jovens), quando a taxa de acreção atinge valores extremos da ordem de 100–1000 vezes os valores médios estimados, o que só é possível por um curto intervalo de tempo, como requerido em nosso modelo.

Na maioria dos casos, as energias magnéticas liberadas (equação 4.9) são da ordem das luminosidades em raio-x observadas nos grandes *flares* dos YSOs (tabela 4.1) indicando que a fonte de aquecimento desse gás emissor pode ser a reconexão magnética entre as linhas da magnetosfera da estrela e as linhas de campo na coroa acima da região interna do disco. Um suporte adicional a esse cenário é o fato de o tempo associado à reconexão ser pequeno (equação 4.10), indicando que esse mecanismo libera energia de forma rápida e explosiva.

Finalmente, sugerimos que a reconexão magnética pode ser responsável pelo aquecimento do gás na base de lançamento dos ventos e jatos, conforme indicam as observações no infra-vermelho (seção 4.2), dada a grande quantidade de energia que pode ser liberada neste processo. Para isso, essa energia liberada perto do disco deve ser transmitida a distâncias da ordem de 10 UA (e.g., Pesenti et al., 2003). Essa transferência de energia pode, em princípio, ocorrer através de condução térmica ou transferência radiativa. Tais possibilidades serão analisadas em trabalho futuro com mais detalhe, mas por ora uma estimativa a partir da equação de calor (Apêndice A) revela que o tempo de condução térmica é da ordem de  $\tau_{cond} \sim 10^8 n_{10} T_8^{-5/2} l_{10}^2$  s, o que é comparável com a escala de tempo dinâmica do jato de DGTau, por exemplo (e.g., Cerqueira e de Gouveia Dal Pino, 2004).

## Conclusões e perspectivas

*“Conclusão é apenas o lugar onde se chega  
quando se cansa de pensar...”*

Martin H. Fischer

*“...ou quando a bolsa de estudos acaba!”*

Pamela Piovezan

Neste trabalho, estudamos o papel da reconexão magnética em três diferentes classes de sistemas Astrofísicos: os microquasares, os AGNs e os YSOs. Acredita-se que tais sistemas tenham em comum discos de acreção, provavelmente magnetizados. Além disso, estes sistemas apresentam jatos colimados de matéria morfologicamente muito semelhantes, cujas origens parecem estar associadas ao processo de acreção (capítulo 1 e apêndice C).

Em particular, de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005) propuseram um modelo que invoca eventos violentos de reconexão magnética na região interna do sistema “disco de acreção – coroa magnetizada – buraco negro” para explicar a origem dos plasmóides superluminais e dos *flares* em rádio associados ao microquasar GRS1915+105 (figuras 2.2 e 2.3). O principal objetivo do presente trabalho foi revisar o modelo acima e estendê-lo para os AGNs e YSOs.

No capítulo 2, seguindo de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005), o modelo em estudo neste mestrado foi detalhadamente apresentado e revisado. Segundo este, as ejeções relativísticas são produzidas em eventos violentos de reconexão magnética na coroa acima e abaixo da região interna do disco de acreção. Quando os campos magnéticos ancorados no disco e no horizonte de eventos do buraco negro central apresentam polarizações opostas (figura 2.8) e a pressão magnética e a taxa de acreção são suficientemente altas ( $\beta \lesssim 1$  e  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ), eventos violentos de reconexão magnética ocorrem liberando grandes

quantidades de energia ( $\dot{W}_B \sim 10^{34} - 10^{36}$  erg/s, equação (2.33)) de forma explosiva e em pouco tempo ( $t_{rec} \sim 10^{-6}$  s, equação (2.34)).

Parte dessa energia liberada pode acelerar partículas a velocidades relativísticas por um mecanismo do tipo Fermi de primeira ordem na zona de reconexão (seção 2.4.4). Esse processo resulta numa distribuição de partículas do tipo lei de potência, cuja espectro síncrotron associado é  $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ , consistente com os índices espectrais da emissão rádio observada durante os *flares* (figura 2.3). Parte dessa energia também pode aquecer o gás coronal a temperaturas de  $\sim 10^9$  K e também o gás na superfície do disco (por condução térmica ao longo das linhas do campo, como no Sol).

Segundo o cenário estudado, a emissão em raio-x mole observada da fonte GRS1915+105 (figura 2.3) pode ser entendida se sua origem for principalmente o disco de acreção. Durante a fase *plateau*, a taxa de acreção é mais baixa e, conseqüentemente, a luminosidade em raio-x mole também, já que esta pode ser estimada pela relação  $L_x \cong \eta GM\dot{M}/R_X$ , onde  $\eta$  é o fator de eficiência da conversão de energia gravitacional em radiação (e.g., Frank et al., 1992). Por outro lado, durante a fase de *flare*, a emissão *soft* aumenta apresentando grande variabilidade. Esse aumento pode ser entendido pelo aumento da taxa de acreção. Quanto à variabilidade observada, esta pode ser resultado de uma perturbação no disco associada à condução do calor liberado na reconexão para a base do tubo de fluxo magnético, conforme assumido na construção do modelo de coroa.

Quanto à emissão do raio-x duro nesta fonte ( $\sim 20 - 200$  keV, figura 2.3), a origem desta na fase *plateau* provavelmente é o espalhamento Compton inverso dos fótons de raio-x mole do disco ( $\sim 1$  keV) pelos elétrons acelerados na(s) zona(s) de reconexão. Um fóton com frequência  $\nu_0$ , ao ser espalhado por um elétron com energia  $E = \gamma m_e c^2$ , ganha energia tal que a frequência média desse fóton espalhado é  $\nu \sim (4/3) \gamma^2 \nu_0$ , onde  $\gamma$  é o fator de Lorentz dos elétrons. Logo, para espalhar um fóton cuja energia é  $\sim 1$  keV e obter um fóton espalhado de  $\sim 100$  keV, são necessários elétrons com  $\gamma \cong 8,7$  ou  $E = 8,7 m_e c^2 \cong 4 \times 10^6 eV \approx 5 \times 10^{10}$  K. Como a reconexão magnética aquece os elétrons a temperaturas de  $\sim 5 \times 10^9$  K, somente estes não são capazes de produzir fótons espalhados com energias de até  $\sim 100$  keV. Logo, para produzir esses fótons de raio-x duro via espalhamento Compton inverso, são necessários elétrons relativísticos que, segundo o cenário apresentado, podem ser acelerados a energias maiores por processos do tipo Fermi

de primeira ordem na zona de reconexão na coroa. É possível também que processos de Fermi de primeira ordem possam desenvolver-se atrás de choques formados pela expansão de plasmons das próprias zonas de reconexão (e.g., de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005). Logo após o *flare*, à medida que os elétrons relativísticos escapam do sistema, o número de agentes espalhadores diminui e a emissão em raio-x duro cai, como observado na curva de luz do microquasar GRS1915+105 (figura 2.3).

O modelo acima foi generalizado para os demais microquasares, visto que a fonte GRS1915+105 é um microquasar atípico em intensa atividade desde 1992. Na seção 2.6, o espaço de parâmetros dos microquasares, no qual eventos violentos de reconexão podem acontecer, foi examinado. Dessa análise concluímos que a taxa de liberação de energia magnética pode atingir valores de  $\sim 10^{34} - 10^{36}$  erg/s, suficientes para explicar sobretudo a emissão sincrotrônica rádio produzida pelos elétrons nos *nós* relativísticos. Além disso, verificamos que energias de no máximo  $\sim 1\%$  da energia da acreção podem ser liberadas através da reconexão magnética para o conjunto de parâmetros considerados.

Da análise da seção 2.5 e sob a luz do modelo de de Gouveia Dal Pino e Lazarian (2005), esperamos que um campo magnético poloidal seja progressivamente construído por um dínamo turbulento durante o *‘hard’ SPLS (Steep Power-Law State)*. Provavelmente, isso ocorre mesmo antes, nos estágios finais da *quiescência*, antes de iniciar-se o período de atividade da fonte, pois no HS (*Hard State*) já há evidências da presença de um “jato” nuclear cuja origem pode estar relacionada a campos magnéticos (segundo o modelo magneto-centrífugo, apêndice C).

Durante o *‘hard’ SPLS* esse fluxo magnético vertical origina um vento que remove momento angular do disco e aumenta a taxa de acreção. Imediatamente antes da transição para o *‘soft’ SPLS*, teremos a configuração da figura 2.6. Quando os eventos violentos de reconexão magnética acontecem, grandes quantidades de energia são liberadas, originando os grandes *flares* em raio-x e rádio. Seguidos a esses *flares* maiores, outros menores podem acontecer até a destruição de boa parte do fluxo magnético, quando o sistema torna-se menos magnetizado e mais quente, podendo atingir, em última instância, o TS (*Thermal State*), como indicam as figuras 2.4 e 2.5 para as fonte XTE J1859+226 e XTE J1550-564. Em particular, a fonte GRS1915+105 estaria oscilando principalmente entre os estados *‘hard’ SPLS* e *‘soft’ SPLS*, não tendo atingido ainda o TS.

Vale ressaltar que a origem física do SPLS permanece um dos enigmas da Astrofísica de altas energias. A maior parte dos modelos para o SPLS invocam o espalhamento Compton inverso como o mecanismo radiativo dominante (e.g., Zdziarski, 2000). Fótons com energias da ordem de MeV sugerem que o espalhamento ocorre em uma coroa não térmica (e.g., Zdziarski et al., 2001). Segundo Poutanen e Fabian (1999), a origem dos elétrons espalhadores podem ser as regiões magnéticas ativas da coroa que levantam do disco, em acordo com o cenário aqui apresentado (veja também de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005). Além disso, o SPLS tende a dominar o espectro das BHBs à medida que a luminosidade do sistema aproxima-se da de Eddington (Remillard e McClintock, 2006), o que também concorda com o modelo em estudo.

No cenário proposto, a produção dos plasmóides relativísticos ocorre de maneira esporádica e somente quando certas condições são obedecidas:

- (i) os campos magnéticos em larga escala ancorados no horizonte de eventos do buraco negro e no disco de acreção devem ter polarizações opostas;
- (ii) a pressão magnética na região interna do sistema deve ser grande o bastante ( $\beta \lesssim 1$ );
- (iii) a taxa de acreção de matéria também deve ser alta ( $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{Edd}$ ).

Se a primeira condição falha, os grandes eventos de reconexão magnética não acontecem na região interna do sistema. Neste caso, como a taxa de acreção pode ser alta (da terceira condição), podemos ter períodos de atividade caracterizados principalmente pela emissão térmica do disco de acreção (como o *outburst* de 1999 da fonte XTE J1550-564, figura 2.5). Por outro lado, se as condições (ii) e/ou (iii) falham, eventos de reconexão magnética podem até acontecer no sistema, mas são menos eficientes e não é possível liberar grandes quantidades de energia. Neste caso, podemos ter “mini-*flares*” como o que a fonte XTE J1550-564 apresentou no *outburst* de 2000 (figura 2.5): não foram detectados eventos de ejeção de matéria e Sturmer e Shrader (2005) sugeriram que este *outburst* “falhou”.

No capítulo 3, o modelo foi estendido aos AGNs *radio-loud* e seu espaço de parâmetros foi examinado (seção 3.4) variando-se a massa do buraco negro central no intervalo compatível com as observações:  $10^6 M_{\odot} < M < 10^{10} M_{\odot}$ . Vimos que eventos de reconexão magnética violenta nos AGNs podem liberar desde  $10^{38}$  até  $10^{41}$  erg/s (figura 3.4). Isso

cobre parcialmente o intervalo de luminosidades em rádio observadas para as componentes superluminais do jatos (indicados pelas estrelas verdes na figura 3.4). Este intervalo de luminosidades pode ser estendido a valores maiores de  $\dot{W}_B$  se considerarmos que certas fontes podem atingir taxas de acreção super-Eddington durante eventos violentos de reconexão magnética, por um curto intervalo de tempo. Tal situação será melhor avaliada em trabalho futuro.

Além disso, no caso dos AGNs também pode ocorrer a aceleração de partículas na zona de reconexão produzindo um espectro de elétrons análogo ao caso dos microquasares (i.é.,  $N(E) \propto E^{-5/2}$ ), uma vez que  $v_A \sim c$  também nestes sistemas. A radiação síncrotron associada a essa distribuição eletrônica é  $S_\nu \propto \nu^{-0.75}$ , consistente com as observações em rádio dos jatos dos AGNs que apresentam índices espectrais entre  $0 < \alpha < 1$  (e.g., Peterson, 1997). Isso sugere, portanto, que o mecanismo estudado é plausível para explicar a produção inicial dos *nós* relativísticos, próximos à fonte, nestes sistemas e sua intermitência quase periódica. Como o tempo de vida dos elétrons relativísticos é muito pequeno, os mesmos devem ser continuamente reacelerados ao longo do jato a distâncias maiores.

Vale ressaltar que o mecanismo proposto é compatível com o cenário unificado dos AGNs, uma vez que adotamos a configuração buraco negro – disco de acreção sem explicitar o tipo de AGN.

No capítulo 4, o papel da reconexão magnética violenta nos YSOs foi estudado analisando-se as condições sob as quais tais fenômenos podem manifestar-se. Sem considerar um modelo específico para a coroa, mas tomando-se valores de densidade e temperatura coronais inferidos das observações, concluímos que é possível liberar altas energias ( $\sim 10^{31} - 10^{33}$  erg/s) a partir de processos violentos de reconexão magnética nos YSOs se, durante curtos intervalos de tempo, as taxas de acreção atingirem valores comparáveis a  $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{ano}$ , o qual corresponde à máxima taxa associada aos *outbursts* do tipo FU Ori (figura 4.1). Isso nos leva a concluir que eventos violentos de reconexão poderiam acontecer naturalmente em *outbursts* desse tipo quando a configuração magnética for apropriada (figura 2.6).

Nos objetos de classe 0 em geral, esses eventos também parecem possíveis, pois as taxas de acreção, durante a fase do *flare* do sistema, devem atingir valores somente 10 vezes maiores que as taxas médias estimadas para essa classe (figura 4.1). No caso das



estrelas TTauri, eventos violentos de reconexão, capazes de liberar grandes quantidades de energia, provavelmente só ocorrem em poucos casos (talvez nas TTauris mais jovens), quando a taxa de acreção atinge valores extremos da ordem de 100–1000 vezes os valores médios estimados, o que é possível desde que ocorra por curtos espaços de tempo, como requerido pelo presente modelo.

As máximas energias liberadas (equação 4.9) são da ordem das luminosidades em raios-x observadas nos grandes *flares* da amostra de YSOs obtida pelo COUP (tabela 4.1) indicando que a fonte de aquecimento desse gás emissor pode ser a reconexão magnética entre as linhas da magnetosfera da estrela e as linhas de campo na coroa acima da região interna do disco. Um suporte adicional a esse cenário é o fato de o tempo associado à reconexão ser pequeno (equação 4.10), indicando que esse mecanismo libera energia de forma rápida e explosiva.

Finalmente, sugerimos que a energia magnética liberada na reconexão poderia aquecer o gás na base de lançamento dos ventos e jatos, conforme indicam as observações no infravermelho (seção 4.2). Para isso, essa energia liberada perto do disco deve ser transmitida a distâncias da ordem de 10 UA. Essa transferência de energia pode, em princípio, ocorrer através de condução térmica, numa escala de tempo  $\tau_{cond} \sim 10^8 n_{10} T_8^{-5/2} l_{10}^2$  s, a qual é comparável com a escala de tempo dinâmico dos jatos dos YSOs.

Quanto às perspectivas futuras para este trabalho, vale ressaltar que um estudo numérico que aborde todos os processos invocados neste cenário, desde a construção do campo poloidal em larga escala por um processo de dínamo até sua destruição em eventos de reconexão magnética na coroa, e sua correlação com a acreção no disco, ainda é inviável. Não obstante, já foram iniciadas pela doutora Elisabete Maria de Gouveia Dal Pino, em colaboração com os doutores Grzegorz Kowal e Alex Lazarian da Universidade de Wisconsin, simulações numéricas da aceleração de partículas na zona de reconexão (Kowal, de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2008, in prep.).

No presente trabalho foi assumida uma magnetosfera ao redor do buraco negro de Kerr bastante simples com uma topologia de campo de dipolo e assumiu-se também a mesma velocidade de rotação para o buraco negro e a região mais interna do disco de acreção. Contudo, buracos negros de Kerr podem adquirir geometrias de campo mais complexas que a de dipolo magnético (e.g., Wang et al., 2003). Além disso, de acordo com o “paradigma

da membrana” (Thorne et al., 1986), no horizonte de eventos o buraco negro pode assumir uma resistividade elétrica que lhe permite girar com velocidade angular distinta daquela do raio interno do disco. A influência do spin do buraco negro e do acoplamento magnético (entre este e a região interna do disco) sobre a taxa de acreção e a transferência de energia e momento angular também podem ser examinados. Considerando que também podem haver trocas de energia, momento angular e até matéria entre o disco e sua coroa (e.g., Khajenabi et al., 2008), pode-se também analisar como a coroa afetaria a estrutura do disco e como isso alteraria a liberação da energia magnética em eventos de reconexão. Dessa forma, uma modelagem mais realista da coroa e do disco também estão entre as perspectivas da continuidade deste trabalho.

Além disso, comparações detalhadas entre os principais modelos presentes na literatura para cada tipo de sistema e o cenário aqui analisado também deverão ser realizadas. Por fim, pretende-se investigar em mais detalhes os mecanismos de emissão sugeridos no cenário analisado com o objetivo de aprofundar a comparação dos resultados do modelo com as observações.



## Referências Bibliográficas

- Aharonian F., et. a., *Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary*, Science, 2005, vol. 309, p. 746
- Armitage P. J., *Turbulence and Angular Momentum Transport in Global Accretion Disk Simulation*, ApJ, 1998, vol. 501, p. L189
- Aschwanden M. J., Poland A. I., Rabin D. M., *The New Solar Corona*, ARA&A, 2001, vol. 39, p. 175
- Axford W. I., Leer E., Skadron G., *The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves*. In International Cosmic Ray Conference , vol. 11 of International Cosmic Ray Conference, 1977, p. 132
- Balbus S. A., *Convective and Rotational Stability of a Dilute Plasma*, ApJ, 2001, vol. 562, p. 909
- Balbus S. A., *Enhanced Angular Momentum Transport in Accretion Disks*, ARA&A, 2003, vol. 41, p. 555
- Balbus S. A., Gammie C. F., Hawley J. F., *Fluctuations, dissipation and turbulence in accretion discs*, MNRAS, 1994, vol. 271, p. 197
- Balbus S. A., Hawley J. F., *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution*, ApJ, 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

- Balbus S. A., Terquem C., *Linear Analysis of the Hall Effect in Protostellar Disks*, ApJ, 2001, vol. 552, p. 235
- Beckwith S. V. W., Sargent A. I., Chini R. S., Guesten R., *A survey for circumstellar disks around young stellar objects*, AJ, 1990, vol. 99, p. 924
- Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., *Theory of extragalactic radio sources*, Reviews of Modern Physics, 1984, vol. 56, p. 255
- Bell A. R., *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I*, MNRAS, 1978a, vol. 182, p. 147
- Bell A. R., *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II*, MNRAS, 1978b, vol. 182, p. 443
- Belloni T., Klein-Wolt M., Méndez M., van der Klis M., van Paradijs J., *A model-independent analysis of the variability of GRS 1915+105*, A&A, 2000, vol. 355, p. 271
- Biskamp D., *Magnetic Reconnection in Plasmas*, Ap&SS, 1996, vol. 242, p. 165
- Blandford R., Eichler D., *Particle Acceleration at Astrophysical Shocks - a Theory of Cosmic-Ray Origin*, Phys. Rep., 1987, vol. 154, p. 1
- Blandford R. D., *Relativistic Accretion*. In *Astrophysical Discs - an EC Summer School*, vol. 160 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1999, p. 265
- Blandford R. D., Ostriker J. P., *Particle acceleration by astrophysical shocks*, ApJ, 1978, vol. 221, p. L29
- Blandford R. D., Payne D. G., *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets*, MNRAS, 1982, vol. 199, p. 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes*, MNRAS, 1977, vol. 179, p. 433
- Bolton C. T., *Cygnus X-1-Dimensions of the system*, Nature, 1972, vol. 240, p. 124

- Bouvier J., Alencar S. H. P., Harries T. J., Johns-Krull C. M., Romanova M. M., *Magnetospheric Accretion in Classical T Tauri Stars*. In Protostars and Planets V , 2007, p. 479
- Brandenburg A., Subramanian K., *Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory*, Phys. Rep., 2005, vol. 417, p. 1
- Brandenburg A., von Rekowski B., *Dynamos in accretion discs*, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 2007, vol. 78, p. 374
- Brocksopp C., Fender R. P., McCollough M., Pooley G. G., Rupen M. P., Hjellming R. M., de la Force C. J., Spencer R. E., Muxlow T. W. B., Garrington S. T., Trushkin S., *Initial low/hard state, multiple jet ejections and X-ray/radio correlations during the outburst of XTE J1859+226*, MNRAS, 2002, vol. 331, p. 765
- Brown G. E., Bethe H. A., *A Scenario for a Large Number of Low-Mass Black Holes in the Galaxy*, ApJ, 1994, vol. 423, p. 659
- Burrows C. J., Stapelfeldt K. R., Watson A. M., Krist J. E., Ballester G. E., Clarke J. T., Crisp D., Gallagher III J. S., Griffiths R. E., Hester J. J., Hoessel J. G., Holtzman J. A., Mould J. R., Scowen P. A., Trauger J. T., Westphal J. A., *Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30*, ApJ, 1996, vol. 473, p. 437
- Camenzind M., *Magnetized Disk-Winds and the Origin of Bipolar Outflows..* In Reviews in Modern Astronomy , vol. 3 of Reviews in Modern Astronomy, 1990, p. 234
- Casse F., Ferreira J., *Magnetized accretion-ejection structures. V. Effects of entropy generation inside the disc*, A&A, 2000, vol. 361, p. 1178
- Cerqueira A. H., de Gouveia Dal Pino E. M., *On the Influence of Magnetic Fields on the Structure of Protostellar Jets*, ApJ, 2001, vol. 550, p. L91
- Cerqueira A. H., de Gouveia Dal Pino E. M., *MHD numerical simulations of proto-stellar jets*, Space Science Reviews, 2003, vol. 107, p. 337
- Cerqueira A. H., de Gouveia Dal Pino E. M., *3-D numerical simulations of rotating jets. The case of the DG Tau microjet*, A&A, 2004, vol. 426, p. L25

- Charles P. A., Coe M. J., , 2006 *Optical, ultraviolet and infrared observations of X-ray binaries*. Compact stellar X-ray sources pp 215–265
- Chaty S., Haswell C. A., Hynes R. I., Shrader C. R., Cui W., Mauche C. W., Norton A. J., Solheim J.-E., Østensen R., Geballe T. R., Ioannou Z., King A. R., *Multiwavelength observations revealing the outbursts of the two soft X-ray transients XTE J1859+226 and XTE J1118+480*. In Exploring the Gamma-Ray Universe , vol. 459 of ESA Special Publication, 2001, p. 491
- Chernin L., Masson C., de Gouveia Dal Pino E. M., Benz W., *Momentum transfer by astrophysical jets*, ApJ, 1994, vol. 426, p. 204
- Coe M. J., Engel A. R., Quenby J. J., *Anti-correlated hard and soft X-ray intensity variations of the black-hole candidates CYG X-1 and A0620-00*, Nature, 1976, vol. 259, p. 544
- Corbel S., Fender R. P., Tomsick J. A., Tzioumis A. K., Tingay S., *On the Origin of Radio Emission in the X-Ray States of XTE J1650-500 during the 2001-2002 Outburst*, ApJ, 2004, vol. 617, p. 1272
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Tomsick J. A., Orosz J. A., Miller J. M., Wijnands R., Kaaret P., *Large-Scale, Decelerating, Relativistic X-ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564*, Science, 2002, vol. 298, p. 196
- Curtis H. D., , Publications of Lick Observatory, 1918, vol. 13, p. 0
- de Gouveia Dal Pino E. M., *Astrophysical jets and outflows*, Advances in Space Research, 2005, vol. 35, p. 908
- de Gouveia Dal Pino E. M., , 2006 *Apostila do curso AGA5719 - Plasmas em Astrofísica*.
- de Gouveia dal Pino E. M., Benz W., *Three-dimensional simulations of protostellar jets*, ApJ, 1993, vol. 410, p. 686
- de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Acceleration by Magnetic Reconnection in Newborn Accretion-induced Collapse Pulsars*, ApJ, 2000, vol. 536, p. L31

- de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *Constraints on the Acceleration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays in Accretion-induced Collapse Pulsars*, ApJ, 2001, vol. 560, p. 358
- de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection*, A&A, 2005, vol. 441, p. 845
- de Gouveia dal Pino E. M., Opher R., *A possible origin of the superluminal knots*, A&A, 1991, vol. 242, p. 319
- Dere K. P., *The Rate of Magnetic Reconnection Observed in the Solar Atmosphere*, ApJ, 1996, vol. 472, p. 864
- Dhawan V., Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105*, ApJ, 2000, vol. 543, p. 373
- Done C., Nayakshin S., *Testing models of X-ray reflection from irradiated discs*, MNRAS, 2001, vol. 328, p. 616
- Dougados C., Cabrit S., Lavalley C., Ménard F., *T Tauri stars microjets resolved by adaptive optics*, A&A, 2000, vol. 357, p. L61
- Falcke H., Biermann P. L., *The jet/disk symbiosis. III. What the radio cores in GRS 1915+105, NGC 4258, M 81 and SGR A\* tell us about accreting black holes*, A&A, 1999, vol. 342, p. 49
- Favata F., Flaccomio E., Reale F., Micela G., Sciortino S., Shang H., Stassun K. G., Feigelson E. D., *Bright X-Ray Flares in Orion Young Stars from COUP: Evidence for Star-Disk Magnetic Fields?*, ApJS, 2005, vol. 160, p. 469
- Feigelson E. D., Montmerle T., *High-Energy Processes in Young Stellar Objects*, ARA&A, 1999, vol. 37, p. 363
- Fender R., , 2006 *Jets from X-ray binaries*. Compact stellar X-ray sources pp 381–419
- Fender R., Belloni T., *GRS 1915+105 and the Disc-Jet Coupling in Accreting Black Hole Systems*, ARA&A, 2004, vol. 42, p. 317



- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., *Towards a unified model for black hole X-ray binary jets*, MNRAS, 2004, vol. 355, p. 1105
- Ferreira J., *Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs.*, A&A, 1997, vol. 319, p. 340
- Frank J., King A., Raine D., *Accretion Power in Astrophysics*. Accretion Power in Astrophysics, ISBN 0521408636, Cambridge University Press, 1992., 1992
- Galeev A. A., Rosner R., Vaiana G. S., *Structured coronae of accretion disks*, ApJ, 1979, vol. 229, p. 318
- Garcia Lopez R., Nisini B., Giannini T., Eisloffel J., Bacciotti F., Podio L., *IR diagnostics of embedded jets: velocity resolved observations of the HH34 and HH1 jets*, ArXiv e-prints, 2008, vol. 805
- Goedbloed J. P. H., Poedts S., *Principles of Magnetohydrodynamics*. Principles of Magnetohydrodynamics, by J.P.H. Goedbloed and S. Poedts. ISBN 0521626072. <http://www.cambridge.org/us/catalogue/catalogue.asp?isbn=0521626072>. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004., 2004
- Greenhill L. J., Henkel C., Becker R., Wilson T. L., Wouterloot J. G. A., *Centripetal acceleration within the subparsec nuclear maser disk of NGC4258.*, A&A, 1995, vol. 304, p. 21
- Grove J. E., Johnson W. N., Kroeger R. A., McNaron-Brown K., Skibo J. G., Philips B. F., *Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates*, ApJ, 1998, vol. 500, p. 899
- Hannikainen D., Campbell-Wilson D., Hunstead R., McIntyre V., Lovell J., Reynolds J., Tzioumis T., Wu K., *XTE J1550-564: a superluminal ejection during the September 1998 outburst*, Astrophysics and Space Science Supplement, 2001, vol. 276, p. 45
- Hannikainen D., Wu K., Campbell-Wilson D., Hunstead R., Lovell J., McIntyre V., Reynolds J., Soria R., Tzioumis T., *Radio emission from the X-ray transient XTE J1550-564*. In Exploring the Gamma-Ray Universe , vol. 459 of ESA Special Publication, 2001, p. 291

- Harms R. J., Ford H. C., Tsvetanov Z. I., Hartig G. F., Dressel L. L., Kriss G. A., Bohlin R., Davidsen A. F., Margon B., Kochhar A. K., *HST FOS spectroscopy of M87: Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole*, ApJ, 1994, vol. 435, p. L35
- Harris D. E., Krawczynski H., *X-Ray Emission from Extragalactic Jets*, ARA&A, 2006, vol. 44, p. 463
- Hartmann L., *Accretion Processes in Star Formation*. Accretion Processes in Star Formation, by Lee Hartmann, pp. 237. ISBN 0521785200. Cambridge, UK: Cambridge University Press, January 2001., 2001
- Haswell C. A., Tajima T., Sakai J.-I., *High-energy particle acceleration by explosive electromagnetic interaction in an accretion disk*, ApJ, 1992, vol. 401, p. 495
- Hawley J. F., *Global Magnetohydrodynamical Simulations of Accretion Tori*, ApJ, 2000, vol. 528, p. 462
- Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A., *Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks*, ApJ, 1995, vol. 440, p. 742
- Heinzeller D., Duschl W. J., *On the Eddington limit in accretion discs*, MNRAS, 2007, vol. 374, p. 1146
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O'Brien K., *Dynamical Evidence for a Black Hole in GX 339-4*, ApJ, 2003, vol. 583, p. L95
- Kalogera V., Baym G., *The Maximum Mass of a Neutron Star*, ApJ, 1996, vol. 470, p. L61+
- Kellermann K. I., Vermeulen R. C., Zensus J. A., Cohen M. H., *Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei*, AJ, 1998, vol. 115, p. 1295
- Keppens R., Casse F., Goedbloed J. P., *Waves and Instabilities in Accretion Disks: Magnetohydrodynamic Spectroscopic Analysis*, ApJ, 2002, vol. 569, p. L121
- Khajenabi F., Shadmehri M., Dib S., *Thin accretion disc with a corona in a central magnetic field*, Ap&SS, 2008, vol. 314, p. 251

- King A. R., Pringle J. E., Livio M., *Accretion disc viscosity: how big is alpha?*, MNRAS, 2007, vol. 376, p. 1740
- King A. R., Pringle J. E., West R. G., Livio M., *Variability in black hole accretion discs*, MNRAS, 2004, vol. 348, p. 111
- Königl A., *Disk accretion onto magnetic T Tauri stars*, ApJ, 1991, vol. 370, p. L39
- Kubota A., Ebisawa K., Makishima K., Nakazawa K., *On the Temperature Profile of Radiatively Efficient Geometrically Thin Disks in Black Hole Binaries with the ASCA GIS*, ApJ, 2005, vol. 631, p. 1062
- Kubota A., Makishima K., *The Three Spectral Regimes Found in the Stellar Black Hole XTE J1550-564 in Its High/Soft State*, ApJ, 2004, vol. 601, p. 428
- Kudoh T., Matsumoto R., Shibata K., *Are Jets Ejected from Locally Magnetized Accretion Disks?*, PASJ, 2002, vol. 54, p. 267
- Kuiper G. P., *On the Interpretation of  $\beta$  Lyrae and Other Close Binaries.*, ApJ, 1941, vol. 93, p. 133
- Larosa T. N., Moore R. L., Miller J. A., Shore S. N., *New Promise for Electron Bulk Energization in Solar Flares: Preferential Fermi Acceleration of Electrons over Protons in Reconnection-driven Magnetohydrodynamic Turbulence*, ApJ, 1996, vol. 467, p. 454
- Lazarian A., *Astrophysical Implications of Turbulent Reconnection: from cosmic rays to star formation*. In *Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures.* , vol. 784 of American Institute of Physics Conference Series, 2005, p. 42
- Lazarian A., Vishniac E. T., *Reconnection in a Weakly Stochastic Field*, ApJ, 1999, vol. 517, p. 700
- Lin D. N. C., Papaloizou J. C. B., *Theory of Accretion Disks II: Application to Observed Systems*, ARA&A, 1996, vol. 34, p. 703
- Litvinenko Y. E., *Particle Acceleration in Reconnecting Current Sheets with a Nonzero Magnetic Field*, ApJ, 1996, vol. 462, p. 997

- 
- Liu B. F., Mineshige S., Shibata K., *A Simple Model for a Magnetic Reconnection-heated Corona*, ApJ, 2002a, vol. 572, p. L173
- Liu B. F., Mineshige S., Shibata K., *A Simple Model for a Magnetic Reconnection-heated Corona*, ApJ, 2002b, vol. 572, p. L173
- Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., *A catalogue of high-mass X-ray binaries*, A&AS, 2000, vol. 147, p. 25
- Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., *A catalogue of low-mass X-ray binaries*, A&A, 2001, vol. 368, p. 1021
- Liverts E., Mond M., Chernin A. D., *The Hall Instability of Weakly Ionized, Radially Stratified, Rotating Disks*, ApJ, 2007, vol. 666, p. 1226
- Livio M., *The Formation Of Astrophysical Jets*. In IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows , vol. 121 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1997, p. 845
- Livio M., Pringle J. E., King A. R., *The Disk-Jet Connection in Microquasars and Active Galactic Nuclei*, ApJ, 2003, vol. 593, p. 184
- Longair M. S., *High energy astrophysics. Vol.1: Particles, photons and their detection*. High Energy Astrophysics, by Malcolm S. Longair, pp. 436. ISBN 0521387736. Cambridge, UK: Cambridge University Press, March 1992., 1992
- Lynden-Bell D., *Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars*, Nature, 1969, vol. 223, p. 690
- Lynden-Bell D., Pringle J. E., *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*, MNRAS, 1974, vol. 168, p. 603
- MacDonald D. A., Thorne K. S., Zhang X.-H., Price R. H., , 1986 *Astrophysical applications of black-hole electrodynamics*. Black Holes: The Membrane Paradigm pp 121–145
- Makishima K., Maejima Y., Mitsuda K., Bradt H. V., Remillard R. A., Tuohy I. R., Hoshi R., Nakagawa M., *Simultaneous X-ray and optical observations of GX 339-4 in an X-ray high state*, ApJ, 1986, vol. 308, p. 635

- Malzac J., *Models for microquasars*, ArXiv e-prints, 2007, vol. 706
- Marchesini D., Celotti A., Ferrarese L., *A transition in the accretion properties of radio-loud active nuclei*, MNRAS, 2004, vol. 351, p. 733
- Masciadri E., de Gouveia Dal Pino E. M., Raga A. C., Noriega-Crespo A., *The Precession of the Giant HH 34 Outflow: A Possible Jet Deceleration Mechanism*, ApJ, 2002, vol. 580, p. 950
- Matsumoto T., Hanawa T., Nakamura F., *Gravitational Contraction of Rotating Clouds: Formation of Self-similarly Collapsing Disks*, ApJ, 1997, vol. 478, p. 569
- McCaughrean M. J., O'Dell C. R., *Direct Imaging of Circumstellar Disks in the Orion Nebula*, AJ, 1996, vol. 111, p. 1977
- McCaughrean M. J., Stauffer J. R., *High resolution near-infrared imaging of the trapezium: A stellar census*, AJ, 1994, vol. 108, p. 1382
- McClintock J. E., Remillard R. A., , 2006 *Black hole binaries*. Compact stellar X-ray sources pp 157–213
- McClintock J. E., Remillard R. A., Rupen M. P., Torres M. A. P., Steeghs D., Levine A. M., Orosz J. A., *The 2003 Outburst of the X-ray Nova H1743-322: Comparisons with the Black Hole Binary XTE J1550-564*, ArXiv e-prints, 2007, vol. 705
- Merloni A., *Beyond the standard accretion disc model: coupled magnetic disc-corona solutions with a physically motivated viscosity law*, MNRAS, 2003, vol. 341, p. 1051
- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., *A Fundamental Plane of black hole activity*, MNRAS, 2003, vol. 345, p. 1057
- Miller J. S., Goodrich R. W., Mathews W. G., *Multidirectional views of the active nucleus of NGC 1068*, ApJ, 1991, vol. 378, p. 47
- Mirabel I. F., Dhawan V., Chaty S., Rodriguez L. F., Marti J., Robinson C. R., Swank J., Geballe T., *Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105*, A&A, 1998, vol. 330, p. L9

- 
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *A Superluminal Source in the Galaxy*, Nature, 1994, vol. 371, p. 46
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *Microquasars in our Galaxy*, Nature, 1998, vol. 392, p. 673
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *Sources of Relativistic Jets in the Galaxy*, ARA&A, 1999, vol. 37, p. 409
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., Cordier B., Paul J., Lebrun F., *A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942*, Nature, 1992, vol. 358, p. 215
- Miyamoto S., Iga S., Kitamoto S., Kamado Y., *Another canonical time variation of X-rays from black hole candidates in the very high flare state?*, ApJ, 1993, vol. 403, p. L39
- Miyamoto S., Kitamoto S., *A jet model for a very high state of GX 339-4*, ApJ, 1991, vol. 374, p. 741
- Moran J., Greenhill L., Herrnstein J., Diamond P., Miyoshi M., Nakai N., Inque M., *Probing Active Galactic Nuclei with H<sub>2</sub>O Megamasers*, Proceedings of the National Academy of Science, 1995, vol. 92, p. 11427
- Nakai N., Inoue M., Miyoshi M., *Extremely-high-velocity H<sub>2</sub>O maser emission in the galaxy NGC4258*, Nature, 1993, vol. 361, p. 45
- Nakamura F., *Formation of an Infalling Disklike Envelope around a Protostar*, ApJ, 2000, vol. 543, p. 291
- Narayan R., *Black holes in astrophysics*, New Journal of Physics, 2005, vol. 7, p. 199
- Narayan R., Mahadevan R., Quataert E., *Advection-dominated accretion around black holes*. In Theory of Black Hole Accretion Disks , 1998, p. 148
- Netzer H., *AGN emission lines*.. In 20. Saas-Fee Advanced Course of the Swiss Society for Astrophysics and Astronomy: Active galactic nuclei, p. 57 - 160 , 1990, p. 57
- O'Dell C. R., Wen Z., *Postrefurbishment mission Hubble Space Telescope images of the core of the Orion Nebula: Proplyds, Herbig-Haro objects, and measurements of a circumstellar disk*, ApJ, 1994, vol. 436, p. 194

- O'Dell C. R., Wen Z., Hu X., *Discovery of new objects in the Orion nebula on HST images - Shocks, compact sources, and protoplanetary disks*, ApJ, 1993, vol. 410, p. 696
- Oppenheimer J. R., Snyder H., *On Continued Gravitational Contraction*, Physical Review, 1939, vol. 56, p. 455
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, 2nd. ed. by D.E. Osterbrock and G.J. Ferland. Sausalito, CA: University Science Books, 2006, 2006
- Papaloizou J. C. B., Lin D. N. C., *Theory Of Accretion Disks I: Angular Momentum Transport Processes*, ARA&A, 1995, vol. 33, p. 505
- Pesenti N., Dougados C., Cabrit S., O'Brien D., Garcia P., Ferreira J., *Near-IR [Fe II] emission diagnostics applied to cold disk winds in young stars*, A&A, 2003, vol. 410, p. 155
- Peterson B. M., *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. An introduction to active galactic nuclei, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489, 1997
- Poutanen J., Fabian A. C., *Spectral evolution of magnetic flares and time lags in accreting black hole sources*, MNRAS, 1999, vol. 306, p. L31
- Prendergast K. H., Burbidge G. R., *On the Nature of Some Galactic X-Ray Sources*, ApJ, 1968, vol. 151, p. L83+
- Priest E., Forbes T., *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*. Magnetic Reconnection, by Eric Priest and Terry Forbes, pp. 612. ISBN 0521481791. Cambridge, UK: Cambridge University Press, June 2000., 2000
- Prosser C. F., Stauffer J. R., Hartmann L., Soderblom D. R., Jones B. F., Werner M. W., McCaughrean M. J., *HST photometry of the trapezium cluster*, ApJ, 1994, vol. 421, p. 517
- Ray T., Dougados C., Bacciotti F., Eisloffel J., Chrysostomou A., *Toward Resolving the Outflow Engine: An Observational Perspective*. In Protostars and Planets V , 2007, p. 231

- Reames D. V., *Energetic Particles from Solar Flares and Coronal Mass Ejections*. In American Institute of Physics Conference Series , vol. 374 of American Institute of Physics Conference Series, 1996, p. 35
- Reig P., Belloni T., van der Klis M., *Does GRS 1915+105 exhibit “canonical” black-hole states?*, A&A, 2003, vol. 412, p. 229
- Remillard R. A., *X-ray States of Black-Hole Binaries and Implications for the Mechanism of Steady Jets*, ArXiv Astrophysics e-prints, 2005
- Remillard R. A., McClintock J. E., *X-Ray Properties of Black-Hole Binaries*, ARA&A, 2006, vol. 44, p. 49
- Rüdiger G., Kitchatinov L. L., *The influence of the Hall effect on the global stability of cool protostellar disks*, A&A, 2005, vol. 434, p. 629
- Rutten R. G. M., Dhillon V. S., Horne K., Kuulkers E., van Paradijs J., *Spectrally resolved eclipse maps of the accretion disk in UX Ursae Majoris*, Nature, 1993, vol. 362, p. 518
- Rybicki G. B., Lightman A. P., *Radiative Processes in Astrophysics*. Radiative Processes in Astrophysics, by George B. Rybicki, Alan P. Lightman, pp. 400. ISBN 0-471-82759-2. Wiley-VCH , June 1986., 1986
- Sams B. J., Eckart A., Sunyaev R., *Near-infrared jets in the Galactic microquasar GRS1915+105*, Nature, 1996, vol. 382, p. 47
- Sano T., Stone J. M., *The Effect of the Hall Term on the Nonlinear Evolution of the Magnetorotational Instability. I. Local Axisymmetric Simulations*, ApJ, 2002, vol. 570, p. 314
- Schulz N. S., *From Dust To Stars Studies of the Formation and Early Evolution of Stars*. From Dust To Stars Studies of the Formation and Early Evolution of Stars, by N.S. Schulz. Springer-Praxis books in astrophysics and astronomy. Praxis Publishing Ltd, 2005. ISBN 3-540-23711-9, 2005
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., *Black holes in binary systems. Observational appearance*, A&A, 1973, vol. 24, p. 337



- Shapiro S. L., Teukolsky S. A., *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*. Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects, by Stuart L. Shapiro, Saul A. Teukolsky, pp. 672. ISBN 0-471-87316-0. Wiley-VCH , June 1986., 1986
- Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S., *Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. 1: A generalized model*, ApJ, 1994, vol. 429, p. 781
- Shu F. H., *Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation*, ApJ, 1977, vol. 214, p. 488
- Shu F. H., Shang H., Glassgold A. E., Lee T., *X-rays and fluctuating X-winds from proto-stars.*, Science, 1997, vol. 277, p. 1475
- Spruit H. C., *Magnetohydrodynamic winds and jets from accretion disks*, ArXiv Astrophysics e-prints, 1996
- Stahler S. W., *Deuterium and the stellar birthline*, ApJ, 1988, vol. 332, p. 804
- Sturner S. J., Shrader C. R., *XTE J1550-564: INTEGRAL Observations of a Failed Outburst*, ApJ, 2005, vol. 625, p. 923
- Tagger M., Varnière P., Rodriguez J., Pellat R., *Magnetic Floods: A Scenario for the Variability of the Microquasar GRS 1915+105*, ApJ, 2004, vol. 607, p. 410
- Takasaki H., Asai A., Kiyohara J., Shimojo M., Terasawa T., Takei Y., Shibata K., *A Quantitative Study of the Homologous Flares on 2000 November 24*, ApJ, 2004, vol. 613, p. 592
- Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., Jones C., *Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1*, ApJ, 1972, vol. 177, p. L5+
- Thorne K. S., Price R. H., MacDonald D. A., *Black holes: The membrane paradigm*. Black Holes: The Membrane Paradigm, 1986
- Timmes F. X., Woosley S. E., Weaver T. A., *The Neutron Star and Black Hole Initial Mass Function*, ApJ, 1996, vol. 457, p. 834

- 
- Wang D.-X., Lei W.-H., Ma R.-Y., *Transfer of energy and angular momentum in the magnetic coupling between a rotating black hole and the surrounding accretion disc*, MNRAS, 2003, vol. 342, p. 851
- Wang D. X., Xiao K., Lei W. H., *Evolution characteristics of the central black hole of a magnetized accretion disc*, MNRAS, 2002, vol. 335, p. 655
- Wardle M., *The Balbus-Hawley instability in weakly ionized discs*, MNRAS, 1999, vol. 307, p. 849
- Warner B., *Cataclysmic variable stars*. Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press, —c1995, 1995
- Webster B. L., Murdin P., *Cygnus X-1—a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion?*, Nature, 1972, vol. 235, p. 37
- Zdziarski A. A., *Radiative Processes and Geometry of Spectral States of Black-hole Binaries*. In Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasmas , vol. 195 of IAU Symposium, 2000, p. 153
- Zdziarski A. A., Grove J. E., Poutanen J., Rao A. R., Vadawale S. V., *OSSE and RXTE Observations of GRS 1915+105: Evidence for Nonthermal Comptonization*, ApJ, 2001, vol. 554, p. L45
- Zhang S. N., Cui W., Chen W., *Black Hole Spin in X-Ray Binaries: Observational Consequences*, ApJ, 1997, vol. 482, p. L155+



# Apêndice



## Princípios da Magnetohidrodinâmica

Devido principalmente às observações em raio-x e rádio, os astrônomos concordam que, ignorando a natureza mais especulativa da matéria escura, a matéria (bariônica) no Universo é constituída em mais de noventa por cento por plasma. Logo, podemos dizer que *plasma é o estado ordinário da matéria no Universo*. Como para a Astrofísica interessa determinar o comportamento do plasma nas grandes escalas e sua interação com campos magnéticos, a seguir falarei sobre os fundamentos da *Magnetohidrodinâmica (MHD)* que, por si só, é uma poderosa ferramenta para esse tipo de estudo.

As equações básicas da MHD serão apresentadas na seção A.1 omitindo-se suas deduções. O cálculo completo, a partir da teoria cinética, pode ser encontrado no terceiro capítulo de Goedbloed e Poedts (2004). Por fim, na seção A.2, as principais propriedades do regime de MHD ideal serão apontadas.

### A.1 MHD não ideal: equações principais

A **equação da continuidade** expressa a conservação da massa do sistema através da relação

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (\text{A.1})$$

onde  $\rho$  corresponde à densidade volumétrica de massa e  $\vec{v}$  à velocidade média de fluido.

A **equação do movimento**, por sua vez, representa o equilíbrio das forças que agem em uma região do gás em estudo através da expressão

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \psi - \vec{\nabla} \left( \frac{B^2}{8\pi} \right) + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{B}}{4\pi} + \nu \left[ \nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \vec{\nabla} (\nabla \cdot \vec{v}) \right], \quad (\text{A.2})$$

onde  $p$  é a pressão do gás,  $\psi$  é o potencial gravitacional,  $\vec{B}$  é o campo magnético e  $\nu$  é o coeficiente de viscosidade cinemática. Os termos do lado direito correspondem, respectivamente, às forças por unidade de volume da pressão do gás, da gravidade, da pressão magnética, da tensão magnética e a força viscosa. Note que no lado esquerdo temos o produto entre a densidade e a aceleração do gás. Dessa forma, essa equação nada mais é do que a segunda lei de Newton. Note ainda que esta equação representa a conservação do fluxo de momento do sistema em estudo.

Já a **equação da entropia** expressa a variação da entropia do sistema devido à ação de forças dissipativas

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \frac{1}{2\xi} \sigma' + \eta J^2 - \nabla \cdot \vec{Q} + \nabla \cdot \vec{R},$$

onde  $S$  é a entropia por unidade de área,  $T$  é a temperatura do gás,  $\sigma'$  é o tensor de estresse viscoso,  $\vec{Q}$  é o vetor fluxo de calor condutivo e  $\vec{R}$  é o vetor de fluxo radiativo (e.g., de Gouveia Dal Pino, 2006).

A equação da entropia pode, em muitas análises, ser substituída pela **equação da energia**. Esta expressa a conservação da energia do sistema pela relação

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{E^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} + \rho \left( \frac{1}{2} v^2 + \psi + U \right) \right] + \\ + \vec{\nabla} \cdot \left[ \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{B}) + \rho \vec{v} \left( \frac{1}{2} v^2 + \psi + H \right) - \vec{v} \cdot \sigma' + \vec{Q} + \vec{R} \right] = 0, \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

onde  $E$  é o módulo do campo magnético,  $U$  é a energia interna por unidade de massa e  $H$  é a entalpia por unidade de massa.

Por fim, **equação da indução magnética** fornece a evolução temporal do campo magnético através da lei de Faraday de indução,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nu_M \nabla^2 \vec{B}, \quad (\text{A.4})$$

onde  $\nu_M$  é o coeficiente de viscosidade magnética<sup>1</sup>. Na realidade, essa equação apresenta mais um termo, conhecido como *bateria de Biermann*, que normalmente é negligenciado em discussões elementares. Isso porque este termo anula-se quando os gradientes de densidade e pressão eletrônica são paralelos, ou ainda, se a pressão eletrônica depende apenas da densidade de elétrons. De acordo com de Gouveia Dal Pino (2006), sua importância está

<sup>1</sup> Este coeficiente está relacionado com a resistividade elétrica  $\eta$  por  $\nu_M = \eta c^2 / 4\pi$ .

na capacidade de gerar um fraco campo magnético que poderia servir como um campo semente para um processo de dínamo. Este assunto não será estendido aqui, pois para os objetivos deste trabalho, a equação de indução na forma apresentada é suficiente.

Em suma, as equações apresentadas nesta seção evoluem temporal e espacialmente as variáveis fundamentais que descrevem o plasma: densidade, velocidade, temperatura e campo magnético. Temos, na verdade, um sistema composto por oito equações diferenciais parciais não-lineares que deve ser resolvido para as oito variáveis  $\rho(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{v}(\vec{r}, t)$ ,  $T(\vec{r}, t)$  e  $\vec{B}(\vec{r}, t)$ . Vale lembrar que um modelo *completo* de dinâmica de plasmas envolve também a especificação de uma geometria de campo magnético particular. Isso pode ser feito através da escolha apropriada das condições de contorno. No final do quarto capítulo, Goedbloed e Poedts (2004) discutem algumas das possíveis configurações magnéticas para plasmas astrofísicos e de laboratório.

Uma vez fixadas as condições de contorno e conhecendo-se *a priori*  $p$ ,  $\phi$ ,  $\nu$ ,  $E$ ,  $\vec{Q}$  e  $\vec{R}$ , podemos, em princípio, solucionar este sistema para quaisquer condições iniciais, desde que a solução satisfaça também as equações de Maxwell.

## A.2 MHD ideal

No limite em que o plasma se aproxima de um condutor perfeito, isto é, quando a resistividade elétrica  $\nu_M$  tende a anular-se, a equação de indução passa a ser dada por

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} - \vec{B}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{B}. \quad (\text{A.5})$$

Além disso, como no regime de MHD ideal as forças dissipativas tornam-se desprezíveis, as equações de movimento e entropia reduzem-se a

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \psi - \vec{\nabla} \left( \frac{B^2}{8\pi} \right) + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{B}}{4\pi}, \quad (\text{A.6})$$

$$\rho T \frac{dS}{dt} = 0. \quad (\text{A.7})$$

A equação de continuidade (A.1) permanece a mesma. Note que para um gás ideal, a entropia por unidade de área é dada por

$$S = \frac{k_B}{\bar{m}} \ln \left( \frac{T^{\frac{1}{\gamma-1}}}{\rho} \right),$$



onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $\bar{m}$  é a massa média por partícula e  $\gamma$  é a razão entre os calores específicos  $\gamma = c_p/c_v$  (para um gás ideal monoatômico  $\gamma = 5/3$ ). Como  $p = \rho k_B T / \bar{m}$ , a equação da entropia pode ser reescrita como

$$\frac{p}{\gamma - 1} \frac{d}{dt} \left[ \ln \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) \right] = 0. \quad (\text{A.8})$$

Duas propriedades importantes podem ser obtidas das equações acima. A primeira é referente à *conservação do fluxo magnético*. Integrando a equação (A.5) sobre uma superfície  $A$  aberta e cercada por um contorno  $\partial S$  e utilizando o teorema de Stokes, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = \oint_{\partial S} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} = - \oint_{\partial S} (\vec{v} \times d\vec{S}) \cdot \vec{B},$$

de modo que

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} + \oint_{\partial S} (\vec{v} \times d\vec{S}) \cdot \vec{B} = 0. \quad (\text{A.9})$$

Definindo fluxo magnético como

$$\phi_B = \int \vec{v} \cdot d\vec{A},$$

o primeiro termo da equação (A.9) corresponde à taxa de variação desse fluxo através do contorno fixo  $\partial S$ . O segundo termo corrige o primeiro pelo fluxo que deve ser incluído a cada segundo se  $\partial S$ , ao invés de permanecer estacionário, está movendo-se com o gás. Assim, a equação (A.9) estabelece que o fluxo de campo magnético através de uma superfície com contorno fechado que se move com o gás perfeitamente condutor é constante. Em outras palavras, podemos dizer que a equação (A.9) representa o congelamento do fluxo do campo magnético com o gás. Isto quer dizer que, na aproximação de MHD ideal, as linhas de força magnética se encontram fortemente ligadas ao plasma, de forma que, qualquer movimento neste é acompanhado pelo movimento daquelas. Goedbloed e Poedts (2004), no quarto capítulo, mostra que a conservação do fluxo magnético é uma propriedade não só *global*, mas também *local*, dos plasmas.

A segunda propriedade a ser salientada é a questão da *invariância da escala*, discutida no quarto capítulo de Goedbloed e Poedts (2004). Considere uma escala de comprimento típica do plasma  $l_0$  e valores de campo  $B_0$  e densidade  $\rho_0$  escolhidos em um ponto do sistema. Uma unidade de tempo característica da dinâmica macroscópica de um plasma é aquela definida pela velocidade Alfvén  $v_A$ :

$$t_0 \equiv \frac{l_0}{v_0}, \quad v_0 \equiv v_{A,0} \equiv \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}},$$

Assim, os parâmetros básicos do sistema tornam-se  $l_0$ ,  $B_0$  e  $t_0$ . Com esse tripé, é possível definir variáveis adimensionais dependentes,

$$\bar{\rho} \equiv \rho/\rho_0, \quad \vec{v} \equiv \vec{v}/v_0, \quad \bar{p} \equiv p/(\rho_0 v_0^2), \quad \vec{\bar{B}} \equiv \vec{B}/B_0, \quad \vec{g} \equiv (l_0/v_0^2)\vec{g}.$$

e também, variáveis adimensionais independentes e seus operadores diferenciais associados,

$$\bar{l} \equiv l/l_0, \quad \bar{t} \equiv t/t_0, \quad \vec{\bar{\nabla}} \equiv l_0 \vec{\nabla}, \quad \partial/\partial \bar{t} \equiv t_0 \partial/\partial t.$$

Com essas transformações, as equações da MHD ideal permanecem inalteradas em sua forma. Isso significa que as equações são independentes da escala do plasma. É essa propriedade que torna essa bela teoria aplicável tanto no laboratório quanto na Astrofísica<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup> A invariância de escala é removida quando se leva em conta certos processos dissipativos, como por exemplo, as perdas radiativas. Quando estas são importantes no sistema, a evolução do mesmo passa a depender da escala.



# Os discos de acreção

Nos discos de acreção, a matéria é mantida ao redor do objeto central, pois está presa ao campo gravitacional do mesmo. A perda desta energia gravitacional de ligação é tanto uma necessidade dinâmica para a realização da acreção, quanto uma poderosa fonte de luminosidade (e.g., Frank et al., 1992). Na seção B.1, discutiremos a questão da luminosidade dos discos.

Em sistemas em rotação, como os discos, a contração gravitacional é severamente limitada por uma barreira centrífuga. Logo, para vencer esta barreira e possibilitar a acreção, torna-se necessário um mecanismo que remova momento angular do disco. Atualmente, a instabilidade magneto-rotacional (Balbus e Hawley, 1991) é a principal candidata para o transporte radial de momento angular para fora dos discos e será brevemente apresentada, com uma analogia mecânica, na seção B.2.

Finalmente, o caso mais simples de captura de matéria via discos é conhecido como modelo padrão e será apresentado na seção B.3, e a famosa prescrição- $\alpha$  de Shakura e Sunyaev (1973) será brevemente introduzida.

### *B.1 Luminosidade dos discos*

Uma das propriedades observacionais de um disco de acreção é sua luminosidade (inferida a partir do fluxo observado). Conhecendo-se a luminosidade bolométrica de um disco, é possível inferir a taxa da acreção de matéria nestes sistemas, um dos principais parâmetros dos modelos. A luminosidade bolométrica de um disco é caracterizada, e de certa forma limitada, pela chamada *luminosidade de Eddington* ( $L_{Edd}$ ). Tal quantidade é a luminosidade na qual o fluxo de momento radiativo é balanceado pela densidade de

força gravitacional do objeto central, supondo uma acreção simetricamente esférica (e.g., Frank et al., 1992). Ela depende somente da massa do objeto central e de constantes da natureza:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M = 1,3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg/s}, \quad (\text{B.1})$$

sendo  $G$  a constante de gravitação universal,  $m_p$  a massa do próton,  $c$  a velocidade da luz e  $\sigma_T$  a seção de choque Thomson para o espalhamento de elétrons (apêndice D).

Se a luminosidade associada à acreção esférica exceder  $L_{Edd}$ , a acreção deve parar, pois as partículas não podem ficar presas gravitacionalmente ao corpo central. Note, entretanto, que discos não são esféricos e, sob certas circunstâncias, luminosidades maiores que  $L_{Edd}$  podem ser produzidas, pelo menos por curtos períodos (e.g., Balbus e Hawley, 1998; de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2000, 2001; Heinzeller e Duschl, 2007). Na prática, as luminosidades produzidas pelos sistemas astrofísicos estão abaixo do limite de Eddington associado a elas.

A origem física da luminosidade dos discos está no próprio processo de acreção de matéria. Ao contrário das estrelas, cuja fonte de energia é a fusão nuclear, o disco de acreção é quente e irradia como um sub-produto da atividade dinâmica que acompanha a acreção. A luminosidade associada com a taxa de acreção de matéria  $\dot{M}$  a um certo raio  $r$  do disco é dada por

$$L_{ac} = \frac{GM\dot{M}}{r}. \quad (\text{B.2})$$

Argumentos simples de virialização sugerem que apenas metade desta energia é de fato irradiada à medida que o fluido espirala em direção ao centro de gravidade. A outra metade é retida sob forma de energia cinética orbital (e.g., Balbus e Hawley, 1998, veja também a equação B.18). Esta última pode ser irradiada quando o fluido atinge a superfície dura da estrela central. Note, entretanto, que se o objeto acretor é um buraco negro, essa energia pode ser permanentemente perdida quando a matéria atravessa o horizonte de eventos. Nesse caso, parametrizando essa incerteza pela eficiência  $\eta$  e substituindo  $r$  pelo raio de Schwartzchild, obtemos

$$L_{BN} = \eta \dot{M} c^2. \quad (\text{B.3})$$

Podemos ainda definir a taxa de acreção de Eddington que representa um limite superior para  $\dot{M}$ . Igualando as equações (B.3) e (B.1) obtemos:

$$\dot{M}_{Edd} = 7,22 \times 10^{-17} \eta^{-1} M \text{ g/s}. \quad (\text{B.4})$$

Até agora, estimamos a quantidade de energia que podemos esperar da acreção sem descrever o comportamento do fluido em detalhes. Para tratar matematicamente o fenômeno da acreção, o cenário geral envolve resolver as equações relativísticas, multidimensionais e dependentes do tempo da magnetohidrodinâmica (MHD) acopladas com as equações de transferência radiativa. Evidentemente, uma resolução analítica só é possível em alguns casos idealizados. Antes de discutir o caso mais simples de captura de matéria via discos de acreção, vamos falar brevemente sobre o principal candidato ao transporte radial de momento angular para fora dos discos.

## B.2 A instabilidade magneto-rotacional

Acredita-se que os discos de acreção sejam, em geral, magnetizados. Mesmo fracos campos magnéticos podem alterar completamente o comportamento estável dos plasmas astrofísicos, tanto rotacionalmente quanto termicamente (Balbus, 2001). Fontes de energia livre, na forma de velocidades angulares e gradientes de temperatura, tornam-se diretamente disponíveis para desestabilizar o fluido. Além de depender diretamente da magnitude do campo no equilíbrio, as instabilidades associadas a campos fracos dependem também das propriedades hidrodinâmicas dos discos não perturbados. Se a velocidade angular decresce no sentido de aumento do raio (em um fluido fracamente magnetizado), o perfil de rotação será linearmente instável (Balbus e Hawley, 1991). Esta instabilidade é conhecida como instabilidade magneto-rotacional.

O papel desestabilizador do campo magnético permeando um fluido em rotação diferencial pode ser entendido através de uma analogia mecânica. Imagine dois elementos de fluido próximos, deslocados um do outro no plano orbital por uma força elástica (tipo mola). Embora essa força esteja mantendo os elementos juntos, se ela for fraca, exercerá exatamente o efeito oposto em um sistema com rotação diferencial. Por rotação diferencial entende-se que a velocidade angular do sistema é uma função das coordenadas que o descrevem. Em particular, quando a força gravitacional equilibra-se com a força centrífuga, temos a chamada rotação Kepleriana. Neste caso, a velocidade angular será

$$\Omega_K[r] = \left( \frac{GM}{r^3} \right)^{1/2}, \quad (\text{B.5})$$

onde  $M$  é a massa do objeto central e  $R$  é a distância entre o centro de massa do objeto

central e o ponto sob investigação.

O elemento que orbita o menor raio gira mais rápido e o torque da mola diminui seu momento angular<sup>1</sup>. Precisamente o contrário acontece para o elemento que orbita no raio maior, cujo momento angular cresce de forma correspondente (figura B.1). Isso significa que o elemento no raio menor, ao perder momento angular, diminui ainda mais seu raio; inversamente, o elemento a um raio maior, aumenta seu raio. Como a tensão da mola cresce com o aumento da separação entre os elementos, o processo se auto-alimenta.

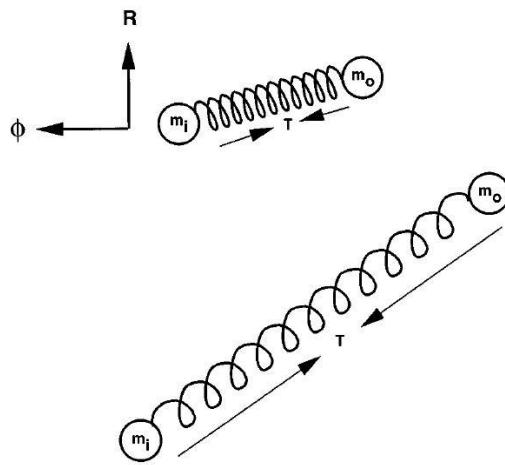


Figura B.1: Duas massas em órbita conectadas por uma mola fraca. A mola exerce uma força de tensão restauradora resultando em um transporte de momento angular da massa interna  $m_i$  para a massa externa  $m_o$ . Retirado de Balbus e Hawley (1998).

Note que a causa da instabilidade é o transporte do momento angular para fora (e não o contrário!). Este, por sua vez, se dá através da ação de uma força elástica (associada a uma mola fraca) agindo entre dois elementos de fluido: o momento angular flui naturalmente para fora do sistema. Em um disco de acreção real, o campo magnético que permeia o gás girando com rotação diferencial faz o papel da mola!

Investigações numéricas locais (e.g., Hawley et al., 1995) e globais (e.g., Armitage, 1998; Hawley, 2000) da instabilidade magneto-rotacional em discos Keplerianos revelam a transição para uma turbulência bem desenvolvida. Por enquanto, a IMR parece ser a única instabilidade que se mostra capaz de produzir e sustentar o *stress* necessário à acreção em escalas de tempo viáveis para discos não auto-gravitantes (Balbus, 2003).

<sup>1</sup> Para um plasma com perfil de velocidade Kepleriano teremos que  $v_K = \Omega_K r \propto 1/\sqrt{r}$  e  $L = rMv_K \propto \sqrt{r}$ .

Porém, é importante ressaltar que não se trata de um único mecanismo capaz de gerar turbulência. Sendo os discos de acreção sistemas complexos, um estudo MHD completo destes pode revelar diversas instabilidades ainda não estudadas que, em princípio, poderiam atuar nos discos gerando turbulência e aumentando a viscosidade efetiva. Isso, por sua vez, interferiria no transporte de momento angular. Como exemplo de um trabalho interessante nessa linha, Keppens et al. (2002) apresentam um tratamento analítico e numérico completo de todas as ondas e instabilidades MHDs para um disco de acreção magnetizado e radialmente estratificado. Este trabalho mostra também que os discos de acreção estão fortemente sujeitos a instabilidades não axissimétricas, confirmando que há ainda muitas perturbações a serem estudadas.

A seguir, será apresentado o modelo mais simples para um discos de acreção: o modelo padrão.

### B.3 Discos Keplerianos estacionários

A combinação da rotação diferencial e de campos magnéticos sub-térmicos é altamente instável e existem boas razões para acreditar que discos magnetizados são turbulentos. Veremos a seguir que a mesma entidade dinâmica, o tensor de *stress* turbulento, deve transportar momento angular e energia, enquanto extrai a energia livre do fluido para sustentar as flutuações turbulentas (Balbus e Hawley, 1998).

Considere uma massa pontual situada na origem do sistema de coordenadas cilíndricas no centro do disco. As partículas do disco descrevem órbitas aproximadamente circulares em torno do centro de gravidade dessa massa pontual. Matematicamente, isto reflete-se na condição  $v_r \ll v_\phi$ . Estas órbitas circulares podem ser, em boa aproximação, consideradas Keplerianas. Definindo a velocidade de flutuação  $\vec{u}$  como sendo a diferença entre a velocidade  $\vec{v}$  do fluido e a velocidade circular azimutal  $r\Omega_K$ , teremos que

$$u_r = v_r, \quad u_\phi = v_\phi - r\Omega_K, \quad u_z = v_z. \quad (\text{B.6})$$

Quando  $r\Omega_K$  é muito maior que a velocidade do som isotérmica  $c_s$ , o disco é fino (e.g., Shapiro e Teukolsky, 1986), isto é, a escala de altura  $H$  satisfaz a relação  $H \ll r$ . Nestes sistemas, praticamente todo o gás do disco encontra-se confinado próximo ao plano orbital ( $v_z \ll v_\phi$ ) e, em primeira aproximação, podemos pensar no disco como um sistema bi-



dimensional. Nesse caso, a determinação da estrutura do disco é bastante simplificada. Tanto o gradiente de pressão quanto o de temperatura são essencialmente verticais, de forma que as estruturas radiais e verticais são completamente desacopladas (e.g., Frank et al., 1992).

Mais explicitamente, a estrutura vertical do disco fino, na ausência de campo magnético paralelo a este, é governada pela equação de equilíbrio hidrostático,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{GMz}{(r^2 + z^2)^{1/2}} \right] \cong - \frac{GMz}{r^3},$$

considerando  $z \ll R$  para um disco fino. A solução desta equação para uma estrutura isotérmica<sup>2</sup> em  $z$  é  $\rho = \rho_{d,c} \exp(-z^2/H^2)$ , onde  $\rho_{d,c}$  é a densidade no plano central  $z = 0$  e a escala de altura da densidade é dada por

$$H = \sqrt{2} c_s r \left( \frac{r}{GM} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{2} c_s}{\Omega_K}. \quad (\text{B.7})$$

Note que a razão entre  $H$  e  $r$  claramente é uma medida da razão entre a velocidade do som isotérmica e a velocidade local de rotação. Lembrando que  $z \ll H$ , nós podemos aproximar a densidade central como  $\rho_{d,c} \cong \rho_d = \Sigma/2H$ . Para a velocidade do som isotérmica temos

$$c_s^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{d,c} = \frac{P}{\rho}. \quad (\text{B.8})$$

Mas, em geral, a pressão  $P$  corresponde à soma das pressões do gás e da radiação:

$$P = \frac{\rho_c k_B T_{d,c}}{\mu m_p} + P_{rad}, \quad (\text{B.9})$$

onde, no equilíbrio termodinâmico local teremos

$$P_{rad} = \frac{4\sigma}{3c} T_{d,c}^4.$$

Quando  $H/r$  é um parâmetro pequeno, nós podemos utilizar técnicas de perturbação para determinar a estrutura radial do disco, mesmo quando a turbulência é completamente desenvolvida neste. A velocidade  $u$  será, no máximo, da ordem da velocidade térmica, pois flutuações com velocidades maiores que isso desenvolverão ondas de choque e tornar-se-ão altamente dissipativas (e.g., Balbus e Hawley, 1998).

<sup>2</sup> Para um gás ideal e isotérmico temos que  $p \propto \rho$ .

Considere um estado estacionário e despreze os termos dissipativos das equações MHD básicas do apêndice A. O fluxo radial de momento angular segue da equação (A.2) e de (B.6):

$$r \left[ \rho u_r (r\Omega_K + u_\phi) - \frac{B_r B_\phi}{4\pi} \right].$$

Tomando a média em  $\phi$ , integrando em  $z$  sobre a altura do disco e tomando a média sobre um pequeno anel de espessura radial  $\Delta r$ , grande o suficiente para suavizar as rápidas flutuações associadas à estrutura radial detalhada, obtemos

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi\Delta r} \int_0^{\Delta r} \int_{-H}^H \int_0^{2\pi} r \left[ \rho u_r (r\Omega_K + u_\phi) - \frac{B_r B_\phi}{4\pi} \right] d\phi dz dr \\ &= \Sigma r \left[ r\Omega_K \langle u_r \rangle_\rho + \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho \right], \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

onde  $\Sigma$  é a densidade superficial do disco,

$$\Sigma \equiv \int_{-H}^{+H} \rho dz \approx 2H\rho_{d,c}, \quad (\text{B.11})$$

e, para qualquer grandeza  $X$ ,

$$\langle X \rangle_\rho \equiv \frac{1}{2\pi\Sigma\Delta r} \int X \rho d\phi dr dz.$$

A notação  $u_{Ai}$  corresponde à componente  $i$  da velocidade Alfvén, que é a velocidade característica das ondas transversais de cisalhamento em um fluido magnetizado:

$$u_{Ai} = \frac{B_i}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

O primeiro termo do lado direito de (B.10) corresponde ao fluxo de momento angular para dentro do sistema carregado pela matéria à medida que esta é acretada. O segundo termo representa a componente do fluxo no sentido oposto, para fora do sistema, e está associado ao transporte turbulento. De fato, a componente dominante,  $r\phi$ , do tensor de *stress* turbulento é (e.g., Balbus e Hawley, 1998)

$$W_{r\phi} \equiv \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho. \quad (\text{B.12})$$

Como a presença de um tensor de *stress* não nulo diminui o momento angular de um elemento do fluido, a matéria espirala em direção ao centro de gravidade, originando uma taxa de acreção de massa  $\dot{M}$  que, da equação da continuidade (equação (A.1)) no estado estacionário, é dada por

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma \langle u_r \rangle_\rho = cte. \quad (\text{B.13})$$

A relação acima representa um fluxo constante de massa (no sentido decrescente do raio) em cada ponto do disco<sup>3</sup>.

Com  $\Omega_{K,0}$  definido como  $\Omega_K$  calculado no raio mais interno do disco,  $r_0$ , e supondo que  $W_{r\phi}$  anula-se neste raio, teremos de (B.10) e (B.13) que

$$-\frac{\dot{M}}{2\pi}r\Omega_K + \Sigma r W_{r\phi} = -\frac{\dot{M}}{2\pi r}r_0^2\Omega_{K,0}.$$

Logo,

$$W_{r\phi} = \frac{\dot{M}\Omega_K}{2\pi\Sigma} \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{B.14})$$

Até agora, esta análise tem sido exata, pois o fluxo de momento angular e a equação de continuidade não envolviam correções maiores que a segunda ordem. O fluxo de energia, entretanto, contém momentos de ordem maior. Nesse caso, as técnicas de perturbação são mais úteis (Balbus e Hawley, 1998). Da equação (A.3), os termos dominantes no fluxo de energia radial são o da energia cinética, o da energia potencial gravitacional e o da energia magnética. Desprezando os demais termos e utilizando a relação (B.6), obtemos

$$\rho u_r \left( \psi + \frac{1}{2}r^2\Omega_K^2 + r\Omega_K u_\phi \right) - \frac{r\Omega_K}{4\pi} B_r B_\phi,$$

onde consideramos que  $v_r$  e  $v_z$  são muito menores que  $v_\phi$ . Usando o resultado virial  $\psi = -r\Omega_K$  e depois de integrar e tomar as médias, obtemos para o fluxo de energia

$$F_E = \frac{\dot{M}r\Omega_K^2}{4\pi} + \Sigma r\Omega_K W_{r\phi}.$$

Substituindo  $\Omega_K$  e utilizando (B.14) para o tensor de estresse, obtemos a seguinte relação:

$$F_E = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^2} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{B.15})$$

Ao contrário do fluxo de momento angular, o divergente do fluxo de energia não anula-se em uma configuração estacionária. Na verdade, a energia depositada por esse fluxo é a origem da luminosidade do disco. A emissividade superficial do disco  $Q$ , para cada face, corresponde a

$$Q = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right) \right]. \quad (\text{B.16})$$

<sup>3</sup> Em outras palavras, a taxa de acreção é constante. Note que, para o comportamento estacionário do sistema, devemos assumir que a massa do objeto primário cresce muito lentamente com a acreção de matéria (e.g., Frank et al., 1992).

Note que o tensor de *stress* não aparece nesta relação. A relação  $Q - \dot{M}$  depende apenas da conservação local da energia e deve ser obtida independentemente da forma do tensor de *stress* (Shakura e Sunyaev, 1973). Entretanto, o tratamento utilizado nesta seção leva-nos a uma relação entre  $Q$  e as flutuações de primeira ordem do disco. Eliminando  $\dot{M}$ , das equações (B.14) e (B.16) temos

$$Q = \frac{3}{4} \Sigma \Omega_K W_{r\phi} = \frac{3}{4} \Sigma \Omega_K \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho, \quad (\text{B.17})$$

que é uma espécie de relação flutuação – dissipação para discos de acreção estacionários (Balbus et al., 1994). A forma na qual  $W_{r\phi}$  aparece na equação (B.17) ressalta um ponto importante: é a correlação entre as componentes da flutuação da velocidade, e não simplesmente a existência delas, que é responsável pelas altas luminosidades e pelo transporte eficiente de momento angular para fora dos discos (Balbus e Hawley, 1998).

A taxa na qual a energia é irradiada pelo disco pode ser simplesmente obtida integrando-se o divergente do fluxo. Entre  $r_0$  e  $r$ , a luminosidade total obtida é

$$L(r_0 \leq r) = \frac{GM\dot{M}}{2r_0} \left[ 1 - 3\frac{r_0}{r} + 2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{3/2} \right]. \quad (\text{B.18})$$

Note que no limite em que  $r \rightarrow \infty$ ,  $L = GM\dot{M}/2r_0$ , o que mostra que precisamente metade da energia de ligação da órbita mais interna do disco é convertida em radiação<sup>4</sup>. A outra metade é retida como energia cinética, conforme discutido na página 146. A equação (B.18) revela ainda um importante e geral aspecto da luminosidade dos discos de acreção: esta é dominada pelas órbitas mais internas (e.g., Shakura e Sunyaev, 1973; Frank et al., 1992).

Antes de ser irradiada na superfície, a energia gerada internamente pela viscosidade turbulenta é transportada verticalmente através do disco fino pela radiação. Existem, em geral, vários regimes de transporte radiativo que podem ser aplicados em diferentes regiões do disco e em diversos modelos (Shapiro e Teukolsky, 1986).

Se a profundidade óptica  $\tau$  do disco (medida na direção vertical) exceder a unidade, os fótons são transportados até a superfície do disco via difusão. Assim, para o fluxo vertical

---

<sup>4</sup> Iremos considerar que a luminosidade irradiada pelo disco, entre  $r_0$  e  $r$ , é proporcional a  $\eta GM\dot{M}/r_0$ , sendo  $\eta$  um fator de eficiência da transformação da energia gravitacional em radiação. Dessa forma, o fator 1/2 está embutido no  $\eta$ .

de fótons teremos

$$F_D(r, z) = -\frac{c}{3} \frac{d}{d\tau}(aT^4), \quad \tau > 1, \quad (\text{B.19})$$

assumindo que a matéria e o gás de fótons estão em equilíbrio termodinâmico local. A quantidade  $\tau$  é a profundidade óptica calculada a partir da opacidade média de Rosseland,

$$\tau = \int_0^H \kappa \rho dz \approx \bar{\kappa}(\rho, T) \Sigma. \quad (\text{B.20})$$

Substituindo a derivada por diferenças finitas, é possível integrar a equação (B.19) aproximadamente de forma a obter o fluxo na superfície  $F_D(r, z = H) = Q$ ,

$$Q \approx \frac{4ac}{3\tau} T_{d,c}^4 \approx \frac{16\sigma}{3\bar{\kappa}\Sigma} T_{d,c}^4, \quad \tau(r) > 1. \quad (\text{B.21})$$

Este regime opticamente espesso aplica-se às regiões externas dos discos de acreção e também às regiões internas, exceto para os discos mais quentes (Shapiro e Teukolsky, 1986).

Se  $\tau$  for menor que a unidade, então o disco torna-se opticamente fino. Em outras palavras, os fótons podem escapar do disco quase que livremente a partir do seu ponto de emissão, sem sofrer espalhamentos ou absorções. Nesse caso, o fluxo de fótons na superfície será

$$Q \approx \int_0^H \Lambda(\rho, T) dz \approx H \Lambda(\rho, T), \quad \tau(r) < 1, \quad (\text{B.22})$$

onde  $\Lambda(\rho, T)$  é a emissividade média dos fótons ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ) no disco. Tipicamente, a emissividade é devido ao Bremsstrahlung térmico (emissão livre-livre) e/ou ao efeito Compton. Isto é discutido em maiores detalhes no apêndice I de Shapiro e Teukolsky (1986).

Para completar o conjunto de equações necessárias para descrever matematicamente o disco, precisamos de uma relação  $\kappa_R = \kappa_R[\rho, T_c]$  para a opacidade e uma equação para a *stress* turbulento, isto é, uma equação para  $W_{r\phi}$ . Resumindo, temos o seguinte sistema de equações:

$$\rho_{d,c} = \Sigma/2H \quad (\text{B.23})$$

$$H = \sqrt{2}c_s/\Omega_K \quad (\text{B.24})$$

$$c_s^2 = P/\rho_{d,c} \quad (\text{B.25})$$

$$P = \rho k_B T_{d,c} / \mu m_p + P_{rad} \quad (\text{B.26})$$

$$Q = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right] = F(r) \quad (\text{B.27})$$

$$\tau(\Sigma, \rho_{d,c}, T_{d,c}) = \bar{\kappa}(\rho_{d,c}, T_{d,c}) \Sigma \quad (\text{B.28})$$

$$Q = (3/4) \Sigma \Omega_K W_{r\phi} \quad (\text{B.29})$$

$$W_{r\phi} = W_{r\phi}(\rho_{d,c}, T_{d,c}, \dot{M}, \dots) \quad (\text{B.30})$$

Este sistema pode ser resolvido para as incógnitas  $\rho_{d,c}$ ,  $\Sigma$ ,  $P$  e  $T_{d,c}$  em função de  $\dot{M}$ ,  $M$ ,  $r$  e de mais um outro parâmetro associado à viscosidade.

### B.3.1 A prescrição $\alpha$

Vamos analisar agora a questão do *stress* turbulento. Embora a relação entre a emissividade superficial do disco estacionário  $Q$  e a taxa de acreção  $\dot{M}$  seja independente das propriedades detalhadas do transporte do momento angular e da energia, a maior parte das grandezas do disco depende do tensor de *stress* turbulento  $W_{r\phi}$ . Reconhecendo a importância central de  $W_{r\phi}$  e também sua difícil determinação, Shakura e Sunyaev (1973) sugeriram que uma escala natural para o tensor de *stress* é  $W_{r\phi} \sim c_s^2$  e introduziram o parâmetro  $\alpha$ , agora clássico:

$$W_{r\phi} = \alpha c_s^2. \quad (\text{B.31})$$

A idéia é que as velocidades turbulentas, cuja correlação determina  $W_{r\phi}$ , seriam limitadas pela velocidade local do som: velocidades em excesso a esta desenvolveriam choques e rapidamente atingiriam valores abaixo de  $c_s$  devido à dissipação da energia cinética nos choques. Note que a presença de campos magnéticos não é incompatível com esse formalismo. É importante ressaltar que (B.31) é apenas uma parametrização: toda a nossa ignorância sobre o *stress* foi isolado no parâmetro  $\alpha$ .

Uma outra maneira de abordar essa questão é introduzir a “viscosidade turbulenta” (e.g., Frank et al., 1992):

$$\nu \cong \lambda_{turb} v_{turb} \cong \alpha c_s H. \quad (\text{B.32})$$

Aqui, o papel das velocidades aleatórias também é feito pela velocidade do som e a escala de altura  $H$  representa um livre caminho médio efetivo. Como as equações (B.31) e (B.32)

são produtos de análise dimensional, seus  $\alpha$ s devem ser iguais a menos de um fator da ordem da unidade (e.g., Balbus e Hawley, 1998).

Considerando que a fonte de turbulência nos disco seja a instabilidade magneto-rotacional, é possível substituir o parâmetro  $\alpha$  de forma a considerar a instabilidade. A grosso modo, se o *stress* associado à turbulência induzida pela IMR é da ordem de  $\rho v_A^2$  e se considerarmos que a IMR atua como uma viscosidade- $\alpha$ , cujo *stress* é  $\alpha \rho c_s^2$ , temos que  $\rho v_A^2 \approx \alpha \rho c_s^2$ , ou,

$$\alpha \approx \frac{v_A^2}{2c_s^2} \approx \frac{1}{\beta}$$

Mais precisamente, as simulações numéricas de Hawley et al. (1995) indicam que

$$\alpha \approx \frac{0.55}{1 + \beta} \tag{B.33}$$

Dessa forma, a substituição de  $\alpha$  pela expressão acima pode ser bastante interessante, pois elimina um parâmetro do modelo.

### O cenário magnetocentrífugo

O cenário MHD mais aceito para a produção de ventos e jatos a partir de discos de acreção é o magnetocentrífugo. Aqui, serão brevemente introduzidos os princípios físicos deste cenário. Seu formalismo matemático pode ser encontrado em trabalhos renomados como Blandford e Payne (1982), onde o mecanismo foi proposto pela primeira vez, e Spruit (1996), onde foi revisado.

Primeiramente, vamos dividir o disco e a coroa ao seu redor segundo a importância relativa da densidade de energia magnética (figura C.1). Considere que as linhas do campo utilizado para produzir o vento estão ancoradas no disco. Logo, a densidade de energia magnética no disco é muito menor que a energia cinética rotacional deste. Sem muitas especificações, vamos considerar que o módulo da componente vertical do campo magnético, na superfície do disco, é razoavelmente grande. Fora do disco, a densidade de partículas geralmente é tão baixa (assumindo um disco frio) que a densidade de energia magnética é grande comparada às energias térmica e rotacional. Logo, o campo nesta região assume uma configuração *force-free*, típica de uma coroa. Vamos assumir também que algumas linhas de campo assumem uma geometria aberta<sup>1</sup>.

As partículas carregadas giram ao redor das linhas de campo. À medida que o fluido é acelerado, o módulo do campo diminui devido ao aumento da distância ao disco. A aceleração efetivamente pára quando a velocidade do fluido atinge a velocidade Alfvén local no fluido. O lugar que isso acontece é denominado de superfície Alfvén. Acima dessa superfície onde o campo magnético domina, existe novamente uma região na qual o campo não é *force-free*.

---

<sup>1</sup> Teoricamente, elas se fecham no infinito.



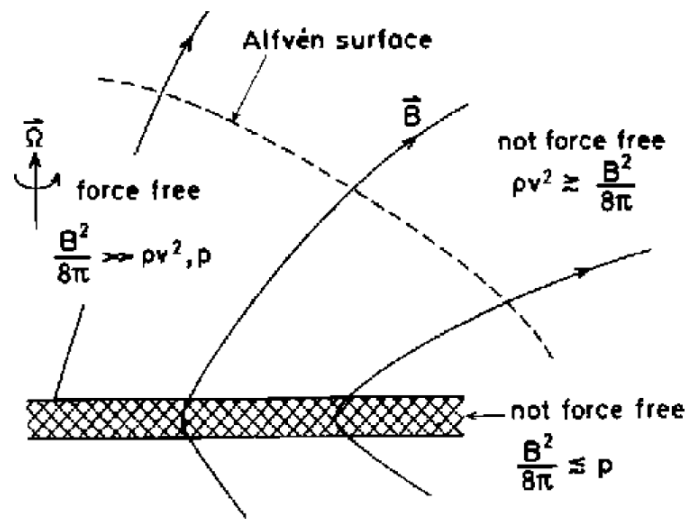


Figura C.1: Divisão do sistema disco+coroa baseada no domínio das forças magnéticas. Retirado de Spruit, 1996.

O processo de aceleração é ilustrado na figura C.2. Vamos assumir que o disco é frio, fino e a rotação segue um perfil aproximadamente Kepleriano. Próximo ao disco, a coroa é forçada a girar junto com ele (isto é, em corrotação). Como a força de Lorentz tem apenas componentes perpendiculares ao campo, o gás é livre para mover-se ao longo das linhas, sob a influência de outras forças. Na base da linha magnética, a força de atração gravitacional é balanceada pela força centrífuga (devido à nossa escolha do perfil Kepleriano). Ao longo da linha, a força centrífuga cresce com a distância ao eixo. Quando a componente da força centrífuga paralela ao campo torna-se maior que a da gravidade, o gás preso à linha de campo é acelerado para fora.

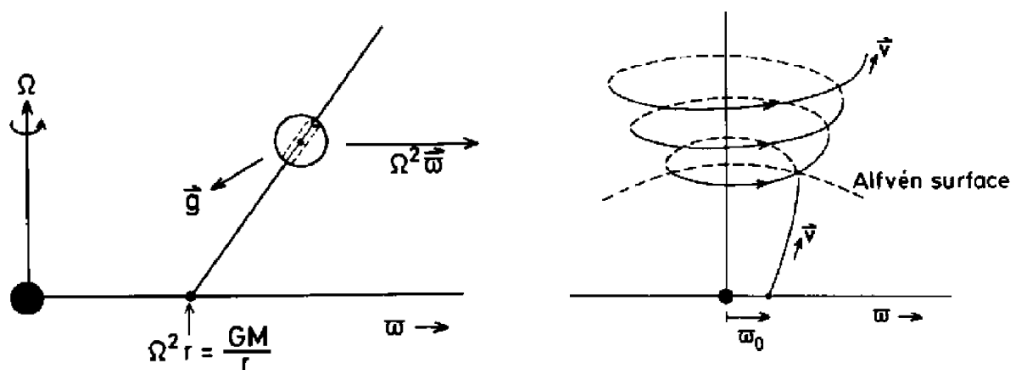


Figura C.2: À direita, esquema ilustrando a aceleração centrífuga. À esquerda, a estrutura espiral do campo magnético após a superfície Alfvén. Retirado de Spruit, 1996.

---

Este processo pára quando a velocidade do fluido é comparável à velocidade Alfvén, pois nesse ponto, o campo não é forte o suficiente para forçar a corotação. Acima da superfície Alfvén, o campo magnético assume uma estrutura espiral (figura C.2) devido ao atraso das linhas de campo relativo ao fluido. O fluido acelerado pode ser colimado pela força de curvatura do campo azimutal (embora a questão da colimação dos jatos ainda esteja em aberto).

Assim, a estrutura do vento ou jato (dependendo do grau de colimação) produzido pode ser dividida em três partes: lançamento, aceleração e colimação. Este modelo tornou-se famoso pois é capaz de explicar *outflows* com altas velocidades, altos graus de colimação e grandes fluxos de momento. Além disso, é independente da escala do sistema: pode ser aplicado desde discos protoestelares até AGNs.



## Abreviações, constantes da natureza e símbolos utilizados

*Tabela D.1 - Principais abreviações utilizadas na dissertação.*

Abreviação	Significado
AGNs	<i>Active Galaxy Nuclei</i>
BHB	<i>Black Hole Binary</i>
BHC	<i>Black Hole Candidate</i>
BLR	<i>Broad line region</i>
HSS	<i>High Soft State</i>
HS	<i>Hard State</i>
LHS	<i>Low Hard State</i>
MHD	Magneto-hidrodinâmica
NLR	<i>Narrow line region</i>
SPLS	<i>Steep Power Law State</i>
TS	<i>Thermal State</i>
VHS	<i>Very High State</i>
YSO	<i>Young Stellar Object</i>

Tabela D.2 - Principais constantes utilizadas ao longo da dissertação.

Constante	Nome	Valor	Unidade
$c$	Velocidade da luz no vácuo	$2,99 \times 10^8$	cm/s
$e$	Carga do elétron	$4,80 \times 10^{-10}$	statcoulomb
$G$	Constante Gravitacional	$6,67 \times 10^{-8}$	dina cm <sup>2</sup> /g <sup>2</sup>
$k_B$	Constante de Boltzmann	$1,38 \times 10^{-16}$	erg/K
$\kappa_T$	Opacidade Thomson	0,40	cm <sup>2</sup> /g
$M_\odot$	Massa solar	$1,99 \times 10^{33}$	g
$m_e$	Massa do elétron	$9,11 \times 10^{-28}$	g
$m_p$	Massa do próton	$1,67 \times 10^{-24}$	g
$R_\odot$	Raio solar	$6,95 \times 10^{10}$	cm
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$5,67 \times 10^{-5}$	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> K <sup>-4</sup>

Tabela D.3 - Principais símbolos utilizados na dissertação.

Símbolo	Significado
$\alpha$	Parâmetro da viscosidade
$\alpha_E$	Índice Espectral da distribuição eletrônica
$\alpha_R$	Índice Espectral da distribuição dos fótons em rádio
$\alpha_{RX}$	Índice Espectral da distribuição dos fótons em raio-x
$\beta$	Razão entre a pressão efetiva do disco e a pressão magnética
$\gamma_A$	Fator relativístico da velocidade Alfvén
$\Delta R_X$	Largura da zona de reconexão
$\gamma$	Fator de Lorentz
$\kappa$	Opacidade do disco
$\eta$	Fator de eficiência da conversão de energia gravitacional em radiação
$\mu$	Coefficiente de deformação do campo dipolar devido à pressão dinâmica do gás
$\nu$	Coefficiente de viscosidade do disco
$\Omega_K$	Velocidade angular Kepleriana

Tabela D.3 - Continuação

Símbolo	Significado
$\rho_d$	Densidade volumétrica do disco
$\Sigma$	Densidade superficial do disco
$\tau$	Profundidade óptica do disco
$\tau_{cond}$	Escala de tempo de condução térmica ao longo das linhas de campo magnético
$\xi$	Fator de eficiência da reconexão
$\dot{M}$	Taxa de acreção de massa
$\dot{M}_{Edd}$	Taxa de acreção de massa de Eddington
$\dot{W}_{ac}$	Potência associada à acreção de matéria
$\dot{W}_B$	Taxa de liberação de energia magnética via reconexão
$B_*$	Campo magnético superficial
$B_d$	Campo magnético ancorado no disco
$B_X$	Campo magnético na zona de reconexão
$c_s$	Velocidade do som
$E$	Energia das partículas (elétrons ou fótons)
$F(r)$	Fluxo de energia vertical no disco de acreção
$\Gamma$	Índice Espectral da distribuição dos fótons
$\Gamma_e$	Índice espectral da distribuição eletrônica
$H_d$	Meia espessura do disco de acreção
$j$	Densidade de corrente elétrica
$l$	Altura do loop magnético
$L_{Edd}$	Luminosidade de Eddington
$L_R$	Luminosidade em rádio
$L_X$	Luminosidade em raio-x
$M$	Massa do objeto central
$N(E)$	Número de fótons/elétrons com energia entre $E$ e $E + dE$
$n_d$	Densidade numérica do disco
$P_{ram}$	Pressão dinâmica do gás do disco
$P_B$	Pressão magnética
$P_{esc}$	Probabilidade de escape das partículas da zona de reconexão
$P_{gas}$	Pressão do gás no disco

Tabela D.3 - Continuação

Símbolo	Significado
$P_{rad}$	Pressão de radiação no disco
$Q$	Emissividade superficial do disco
$R_*$	Raio da estrela central
$R_S$	Raio de Schwartzchild
$R_{tr}$	Raio de Truncamento do disco
$R_X$	Raio da última órbita estável do disco de acreção
$S_\nu$	Fluxo de fótons com frequência entre $\nu$ e $\nu + d\nu$
$T_{pc}$	Temperatura no pico do flare em raio-x dos YSOs
$T_c$	Temperatura coronal
$T_d$	Temperatura do disco de acreção
$t_{rec}$	Tempo de reconexão
$U_d$	Campo de radiação do disco a ser espalhado na coroa
$v_A$	Velocidade Alfvén
$v_{A0}$	Velocidade Alfvén no limite clássico
$v_e$	Velocidade de deriva dos elétrons
$v_{rec}$	Velocidade de reconexão
$v_t$	Velocidade térmica dos íons
$W_{r\phi}$	Componente não nula do tensor de <i>stress</i> viscoso
$Z$	Número Atômico

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)



[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)