

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

**Mapeamento “tridimensional” do entorno dos
buracos negros supermassivos em galáxias Seyfert***

Rogemar André Riffel

Tese realizada sob orientação da Professora
Dra. Thaisa Storchi Bergmann e apresen-
tada ao Instituto de Física da UFRGS em
preenchimento parcial dos requisitos para a
obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre

Março, 2008

*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)

Para Morgana

Agradecimentos

- À minha esposa, Morgana, pelo amor e estímulo, essenciais na realização deste trabalho;
- À Thaisa pela competente orientação e pelo entusiasmo pela ciência que transmite a todos que a cercam;
- Aos meus pais, Normélio e Marlene, e a minha irmã, Adriane, pelo apoio e carinho;
- Ao meu irmão, Rogério, pelo incentivo e inúmeras sugestões;
- Aos colegas do Departamento de Astronomia, pelas valiosas discussões que enriqueceram o presente trabalho.

Enfim, agradeço a todos que colaboraram na realização deste trabalho.

Rogemar André Riffel

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Março 2008

Resumo

Apresentamos mapas bidimensionais (2D) para os fluxos e razões de linhas de emissão, cinemática do gás e das estrelas na região central ($\approx 100 - 300$ pc de raio em torno do núcleo) das galáxias Seyfert ESO 428-G14, NGC 7582, NGC 4051 e NGC 4258 a partir de dados espectroscópicos obtidos com a Unidade de Campo Integral (IFU) do instrumento GNIRS (*Gemini Near-Infrared Spectrograph*) e com o instrumento NIFS (*Near-infrared Integral Field Spectrograph*) instaladas nos telescópios Gemini. Obtivemos medidas da cinemática estelar a partir de ajustes das bandas de absorção do CO em $\lambda \approx 2,3 \mu\text{m}$ por templates estelares e mapas para as distribuições e cinemática do gás a partir de ajustes de curvas gaussianas aos perfis das linhas de emissão. A alta resolução espectral dos dados ainda nos permitiu obter a “tomografia” do gás a partir de cortes ao longo dos perfis das linhas, fornecendo um mapeamento “tridimensional”.

Os campos de velocidades das estrelas são dominados por rotação no disco da galáxia. Modelamos estes campos através de rotação num potencial de Plummer. O campo de velocidades de NGC 4051 é bem representado pelo modelo e apresenta um potencial gravitacional bastante concentrado, atribuído ao bojo. NGC 7582 apresenta algumas distorções no campo de velocidades que não são bem representadas pelo modelo, as quais podem ser atribuídas a uma barra nuclear presente nesta galáxia. Para NGC 4258 tivemos que incluir, além do potencial do bojo, uma componente para o potencial gravitacional do buraco negro supermassivo, uma vez que seu raio de influência está resolvido, o que é confirmado pelo aumento do valor da dispersão de velocidades estelar (σ_*) dentro de 11 pc do núcleo. Os mapas de σ_* em NGC 4051 e NGC 7582 apresentam regiões de baixos valores imersas num bojo de maiores valores. Estes baixos valores de σ_* foram atribuídos a estrelas jovens, formadas a partir de um gás frio recentemente acretao à região nuclear, as quais ainda preservam a cinemática do gás que as formou.

Os campos de velocidades do gás apresentam componentes que diferem de rotação pura. Em ESO 428-G14 e NGC 7582 estas componentes são observadas como *outflows* do núcleo. Para ESO 428-G14 os *outflows* são devido à interação entre o jato rádio e o meio interestelar (ISM) circundante. Já em NGC 7582 os *outflows* são atribuídos a ventos do disco de acreção. Em NGC 4051 observamos *inflows* em direção ao núcleo ao longo de braços espirais nucleares. Em geral, observamos também que o gás emissor de H_2 apresenta cinemática diferente da observada para o gás ionizado – enquanto que o H_2 está mais restrito ao plano das galáxias, onde componentes de rotação são importantes, o gás de maior ionização estende-se a altas latitudes galácticas, onde são mais importantes os movimentos de *outflows*.

A partir das distribuições de fluxos e razões de linhas concluímos que a emissão de H_2 observada em NGC 4051 é principalmente devida a excitação por raios X oriundos do núcleo, enquanto que em ESO 428-G14 o mecanismo de excitação dominante

é a interação do jato rádio com o ISM. A emissão do [Fe II] em ESO 428-G14 também é produzida por choques devido ao jato rádio.

Determinamos massas de H₂ quente que variam de 72 a 2700 M_⊙ e de H II entre $1,4 \times 10^5$ e $3,9 \times 10^6$ M_⊙, as quais são comparáveis a valores publicados na literatura. Estimamos também as taxas de *outflow* e de *inflow* para NGC 7582 e NGC 4051, respectivamente. Obtivemos uma taxa de *outflow* de $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 6,3 \times 10^{-2} \text{ M}_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para o hidrogênio ionizado e de $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 8,3 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para o H₂ quente. Para NGC 4051 obtivemos uma taxa de *inflow* de $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 8 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para o H₂ quente, a qual é aproximadamente 100 vezes menor do que o valor necessário para produzir a emissão observada. Concluimos que a taxa de *inflow* total de gás molecular deve ser muito maior, considerando que estamos amostrando apenas uma pequena parcela do gás molecular presente na região nuclear das galáxias ativas – o gás molecular quente.

A principal inovação do presente trabalho é a riqueza de detalhes com que foi mapeada a distribuição e cinemática do gás, bem como a cinemática das estrelas na região central de galáxias Seyfert, com resoluções espaciais sem precedentes na literatura. Tal resolução espacial, combinada com a alta resolução espectral, permitiram uma comparação detalhada entre os mapas de emissão em rádio com os mapas de fluxo, razão de fluxos e principalmente da cinemática “tridimensional”. Através deste trabalho foi possível, pela primeira vez em comprimentos de onda infravermelho, mapear um *inflow* de gás molecular em uma galáxia ativa dentro dos 300 pc. Contribuímos também para o primeiro mapeamento de *inflows* no ótico nestas mesmas escalas.

Abstract

We present two-dimensional (2D) maps for emission line fluxes and ratios, gaseous kinematics and stellar kinematics for the central regions of the Seyfert galaxies ESO 428-G14, NGC 7582, NGC 4051 and NGC 4258 using spectroscopic data obtained with the Gemini Near-Infrared Spectrograph (GNIRS) Integral Field Unit (IFU) and with the Near-infrared Integral Field Spectrograph (NIFS) at the Gemini telescopes. We have obtained measurements for the stellar kinematics by fitting the CO absorption bandheads around $\lambda \approx 2, 3 \mu\text{m}$ by stellar templates and have obtained maps for the gaseous distribution and kinematics from the fit of gaussian curves to the emission-line profiles. The high spectral resolution of the data allowed us to obtain a gaseous “tomography” by performing cuts in velocity bins along the emission line profiles, which provide a “tri-dimensional” map of the gas emission.

The stellar velocity fields are dominated by rotation in the galactic disk. We have modelled these velocities by circular orbits in a Plummer potential. The velocity field of NGC 4051 is well reproduced by the model and presents a highly concentrated gravitational potential, attributed to a compact stellar bulge. NGC 7582 presents some distortions in its velocity field, which are not reproduced by the model and are attributed to a nuclear bar observed in this galaxy. For NGC 4258 we needed to include, besides the bulge potential, the supermassive black hole potential, since its sphere of influence is resolved in our observations, what is confirmed by the increase in the stellar velocity dispersions (σ_*) within 11 pc from the nucleus. The σ_* maps for NGC 4051 and NGC 7582 present regions of low values immersed in a background of higher values. These low σ_* values were attributed to young stars, formed from cold gas recently accreted to the nuclear region, which still preserve the kinematics of the gas from which they have formed.

The gaseous velocity fields present components that differ from pure rotation. For ESO 428-G14 and NGC 7582 these components are outflows from the nucleus. The outflows for ESO 428-G14 are due to the interaction of the radio jet with the circumnuclear interstellar medium (ISM) and for NGC 7582 the outflows are attributed to winds from the accretion disk. For NGC 4051 we observe inflows towards the nucleus along nuclear spiral arms. We also observe that in general, the H_2 emitting gas presents a distinct kinematics from that of the ionized gas – while the H_2 is restricted to the galactic plane, where rotation is important, the higher ionization gas extends to high galactic latitudes, where the outflows are more important.

From the flux distributions and line ratios we conclude that the H_2 emission in NGC 4051 is dominated by X rays heating, while for ESO 428-G14 the main excitation mechanism is shocks due to the radio jet. The [Fe II] emission observed in ESO 428-G14 is also dominated by excitation by the radio jet.

We have obtained masses for the hot H_2 gas varying from 72 to 2700 M_\odot and for the ionized gas (H II) varying from 1.4×10^5 to $3.9 \times 10^6 M_\odot$, which are in agreement with previously published values for active galaxies. We also derive the

gas outflow and inflow rates for NGC 7582 and NGC 4051, respectively. For NGC 7582 we obtained an outflow rate of $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 6,3 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for the ionized hydrogen and of $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 8,3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for the hot H_2 . For NGC 4051 the hot H_2 inflow rate is $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 8 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, which is approximately 100 times smaller than the value necessary to produce the observed emission. We conclude that the total inflow rate of molecular gas must be much higher, as we are sampling only a small part of the molecular gas present in the nuclear region of the active galaxies – the hot emitting gas.

Sumário

Agradecimentos	ii
Sumário	vii
Lista de Tabelas	x
Lista de Figuras	xi
1 Introdução	1
1.1 O mecanismo de alimentação do BNS	3
1.2 Propriedades físicas da NLR	4
1.2.1 A cinemática do gás	4
1.2.2 Excitação do H ₂	7
1.2.3 Excitação do [Fe II]	8
1.3 A Cinemática estelar	9
1.4 Motivação e objetivos	10
2 A amostra e tratamento dos dados	12
2.1 A Amostra	12
2.1.1 ESO 428-G14	13
2.1.2 NGC 7582	13
2.1.3 NGC 4051	14
2.1.4 NGC 4258	16
2.2 Observações e Redução dos dados	17
2.2.1 Os Instrumentos utilizados	17
2.2.2 As Observações	20
2.2.3 A redução dos dados	21

3	Metodologia	23
3.1	Medidas das linhas de emissão	23
3.2	Tomografia nas linhas de emissão	24
3.3	Determinação de massas	25
3.4	A cinemática estelar	27
3.4.1	A biblioteca de templates	29
3.4.2	O modelo de rotação	31
4	Resultados: A galáxia ESO 428-G14	34
4.1	As distribuições de fluxos	36
4.2	Razões de linhas	38
4.3	A cinemática do gás	38
4.4	Tomografia nas linhas de emissão	41
4.5	Discussão	42
4.5.1	A cinemática do gás	42
4.5.2	Origem da emissão do H ₂	47
4.5.3	Origem da emissão do [Fe II]	50
4.5.4	Massas de gás	51
5	Resultados: A galáxia NGC 7582	52
5.1	A cinemática estelar	52
5.2	As distribuições de fluxos	56
5.3	A cinemática do gás	58
5.4	A tomografia nas linhas de emissão	60
5.5	Discussão	60
5.5.1	A Cinemática estelar	60
5.5.2	As distribuições de fluxos	63
5.5.3	A cinemática do gás	65
5.5.4	A excitação do H ₂	66
6	Resultados: A galáxia NGC 4051	67
6.1	A cinemática estelar	67
6.2	As distribuições de fluxos	73
6.3	A razão H ₂ λ 2, 1218 μ m/Br γ	75
6.4	A cinemática do gás	76
6.5	A tomografia nas linhas de emissão	76

6.6	Discussão	79
6.6.1	A cinemática estelar	79
6.6.2	A cinemática do gás	81
6.6.3	A linha coronal [Ca VIII] λ 2,3211 μ m	83
6.6.4	Massa do gás emissor e taxa de <i>inflow</i>	84
6.6.5	A excitação do H ₂	85
7	Resultados: A galáxia NGC 4258	87
7.1	A cinemática estelar	89
7.2	Discussão	93
8	Considerações finais	97
8.1	Sumário e Conclusões	97
8.2	Contextualização dos principais resultados	100
8.2.1	A cinemática estelar	100
8.2.2	A cinemática do gás	101
8.2.3	Massas de gás	102
8.2.4	Taxas de <i>inflow</i> e <i>outflow</i>	103
8.2.5	Excitação do gás	104
8.3	Perspectivas	105
	Referências Bibliográficas	106

Lista de Tabelas

2.1	As configurações do NIFS	19
2.2	Comparação entre as propriedades dos instrumentos GNIRS e NIFS. .	20
2.3	Detalhes das observações	21
3.1	A biblioteca de templates estelares	30
4.1	Fluxos observados e preditos por modelos para o H ₂ em ESO 428-G14	50
5.1	Propriedades físicas das CNSFRs de NGC 7582	64
6.1	Fluxos observados e previstos por modelos para o H ₂ em NGC 4051 .	86

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática do modelo unificado para AGNs	3
1.2	Mapas bidimensionais para a cinemática do gás de NGC 6951	5
2.1	Ilustração do princípio AIS equipado com três <i>slices</i>	18
3.1	Representação esquemática da metodologia adotada para obter a tomografia nas linhas de emissão	25
3.2	Espectros de templates estelares	31
3.3	Modelo de rotação em torno de um potencial de Plummer	32
4.1	Imagem em grande escala, mapa de fluxo para o H ₂ e espectros de ESO 428-G14	35
4.2	Mapas bidimensionais para fluxos e razões de linhas para ESO 428-G14	37
4.3	Mapa de cor $J - K$ para ESO 428-G14	39
4.4	Cinemática do gás para ESO 428-G14	40
4.5	Tomografia no H ₂ para ESO 428-G14	42
4.6	Tomografia para a linha Br γ em ESO 428-G14	43
4.7	Tomografia para a linha Pa β em ESO 428-G14	44
4.8	Tomografia no [Fe II] em ESO 428-G14	45
4.9	Cortes unidimensionais nos campos de velocidades de ESO 428-G14 .	46
5.1	Imagem em grande escala, mapa de fluxo para o Br γ e espectros de NGC 7582	53
5.2	Ajustes da cinemática estelar para NGC 7582	54
5.3	Mapas bidimensionais para a cinemática estelar de NGC 7582	55
5.4	Modelo de rotação e mapa de resíduos para NGC 7582	56
5.5	Cortes unidimensionais para as velocidades do gás e das estrelas para NGC 7582	57

5.6	Mapas de fluxos e razões de linhas para NGC 7582	58
5.7	Mapas para a cinemática do gás em NGC 7582	59
5.8	Mapas de resíduos entre os campos de velocidades do gás e das estrelas em NGC 7582	60
5.9	Tomografia na linha de emissão Br γ para NGC 7582	61
5.10	Tomografia no H $_2$ para NGC 7582	62
6.1	Imagem em grande escala, mapa no contínuo e espectros de NGC 4051	68
6.2	Ajustes da cinemática estelar de NGC 4051	70
6.3	Mapas bidimensionais para a cinemática estelar de NGC 4051	71
6.4	Corte unidimensional no campo de velocidades das estrelas de NGC 4051	72
6.5	Modelo de rotação e mapa de resíduos para NGC 4051	73
6.6	Mapas de fluxos e razões de linhas para NGC 4051	74
6.7	Cinemática do gás em NGC 4051	77
6.8	Tomografia no H $_2$ em NGC 4051	78
6.9	Tomografia no [Ca VIII] em NGC 4051	80
6.10	Diferença entre a cinemática do H $_2$ e das estrelas para NGC 4051 . . .	82
7.1	Imagem em grande escala, mapa do contínuo e espectros de NGC 4258	88
7.2	Ajustes da cinemática estelar de NGC 4258	89
7.3	Mapas para a cinemática estelar de NGC 4051	91
7.4	Modelo de rotação e mapa de resíduos para NGC4258	93
7.5	Corte unidimensional no campo de velocidades estelar de NGC 4258 .	94

Capítulo 1

Introdução

Galáxias com núcleo ativo (AGN – *Active Galactic Nuclei*) são galáxias nas quais a energia proveniente do núcleo não pode ser atribuída somente à emissão de estrelas (Peterson 1997), sendo necessária uma outra fonte emissora de energia (radiação e jatos de partículas). O termo AGN engloba várias classes de objetos de diferentes luminosidades, tais como os QUASARES (*quasi-stellar radio sources*), as rádio-galáxias, os LINERS (*low-ionization nuclear emission-line region*) e as galáxias Seyfert. Neste estudo nos restringimos a uma amostra de galáxias Seyfert e não discutiremos as propriedades físicas das demais classes.

O primeiro espectro ótico de um AGN foi observado em 1908, mas somente em 1943 Carl Seyfert observou que várias galáxias apresentaram características semelhantes formando um grupo diferenciado (Peterson 1997). Os objetos estudados por Seyfert foram selecionados por apresentarem núcleos com altos brilhos superficiais e aparência estelar cujos espectros óticos eram dominados por linhas de emissão de alta excitação, sendo que em alguns casos, as linhas do hidrogênio eram mais largas do que as outras. Objetos com estas características receberam o nome de galáxias Seyfert.

Atualmente é amplamente aceita a idéia de que a energia emitida pelos AGNs é produzida pela acreção de matéria a um buraco negro supermassivo (BNS) central. Esse processo transforma energia gravitacional em energia luminosa em um disco de acreção (Peterson 1997). Acredita-se que todas as galáxias que formam bojos, também formam um BNS em seu centro cuja massa é proporcional à massa do bojo (Ferrarese & Merritt 2000, Gebhardt et al. 2000) e dessa forma as galáxias ativas seriam aquelas que estão acretando matéria no presente, através de um disco de acreção.

As galáxias Seyfert podem ser divididas em duas classes. Nas galáxias tipo Seyfert 1 são observadas duas componentes nas linhas de emissão. Uma delas apresenta larguras semelhantes as observadas em galáxias normais ou com formação estelar ($\approx 500 \text{ km s}^{-1}$) característica de um gás ionizado de baixa densidade eletrônica ($10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$). A outra componente apresenta larguras de cerca 5000 km s^{-1} e é observada somente em linhas permitidas, indicando que o gás emissor possui altas densidades ($> 10^9 \text{ cm}^{-3}$). As galáxias de tipo Seyfert 2 apresentam apenas linhas estreitas em seus espectros. Outra diferença entre estas classes é que o contínuo observado nas Seyfert 1 é dominado por uma componente espectral tipo lei de potência, enquanto que nas Seyfert 2 o contínuo é menos brilhante e não é dominado por uma componente tipo lei de potência, mas sim por um espectro estelar composto.

As diferenças entre as galáxias Seyfert 1 e 2 podem ser explicadas pelo Modelo Unificado (Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995) como devidas a diferentes orientações do AGN em relação à linha de visada. Na Figura 1.1 representamos esquematicamente este modelo, na qual observa-se um BNS central circundado por um disco de gás, chamado disco de acreção, em cuja parte interna se origina um jato de partículas. Neste modelo as linhas largas são produzidas em nuvens de gás localizadas em uma região interna a um toro denso de gás molecular. Esta região é chamada de *Broad Line Region* (BLR) e as linhas estreitas são produzidas em regiões externas ao toro, chamadas de *Narrow Line Region* (NLR). Dependendo da orientação da linha de visada o toro pode produzir obscurecimento tanto do contínuo nuclear quanto da BLR. Galáxias do tipo Seyfert 1 são galáxias em que a direção de observação é tal que recebemos tanto a luz da BLR quanto da NLR enquanto que em galáxias do tipo Seyfert 2 observamos o toro molecular de perfil, obscurecendo a BLR, e assim observa-se apenas linhas estreitas.

De acordo com este cenário, três questões ainda em aberto sobre a atividade nuclear em galáxias ativas são: 1) Qual é a natureza do mecanismo de alimentação do BNS: como a matéria é transportada de escalas galácticas até as proximidades do núcleo para alimentar o BNS? 2) Qual é a relação entre a taxa de matéria acretada pelo BNS e a emissão de energia e jatos, incluindo a energia depositada na NLR? 3) Qual é a massa dos BNSs em galáxias ativas?

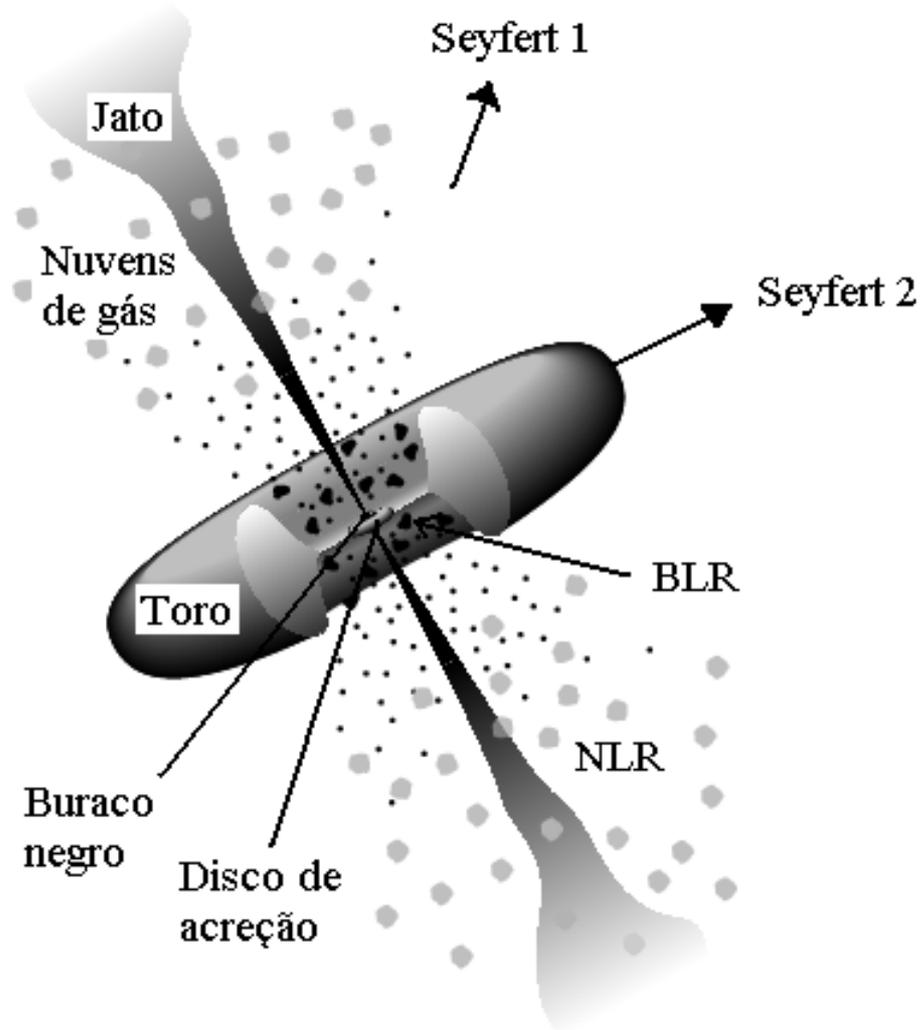


Figura 1.1: Representação esquemática do modelo unificado para AGNs. Figura de Urry & Padovani (1995) com algumas modificações.

1.1 O mecanismo de alimentação do BNS

O cenário mais aceito atualmente para os AGNs atribui a energia emitida à transformação de energia potencial gravitacional em radiação e energia cinética dos jatos através da acreção de matéria ao BNS central, o que implica na presença de um reservatório de gás na região circunuclear, utilizado para alimentar o BNS. Isto foi verificado por Simões Lopes et al. (2007) que utilizaram observações do telescópio espacial Hubble de uma amostra de galáxias *early-type* com e sem atividade nuclear e encontraram que todas as galáxias hospedeiras de AGNs possuem poeira circunuclear, enquanto somente 26% das galáxias inativas possuem estruturas de poeira. A

existência de poeira circumnuclear em galáxias ativas significa que também há muito gás nestas regiões. Um reservatório de gás próximo ao AGN também é suportado pela presença de formação estelar na região circumnuclear (Schmitt et al. 1999, Boisson et al. 2000, Storchi-Bergmann et al. 2000, 2005, Cid Fernandes et al. 2001, 2005).

No entanto, a evidência mais direta da alimentação do BNS é a detecção de escoamentos de gás em direção ao núcleo de galáxias ativas próximas. Tais escoamentos já foram observados em escalas galácticas em comprimentos de onda rádio. Adler & Westpfahl (1996), por exemplo, encontraram escoamentos de gás em direção ao núcleo ao longo de braços espirais de M 81 utilizando linhas do H I, enquanto Mundell & Shone (1999) encontraram escoamentos semelhantes ao longo de uma barra em NGC 4151. Em regiões mais próximas do núcleo, o gás molecular tem sido utilizado para mapear a cinemática e os *inflows* (e.g. García-Burillo et al. 2003, Krips et al. 2005, Boone et al. 2007).

Em comprimentos de onda óticos os *inflows* de gás foram observados até o momento somente para duas galáxias, NGC 1097 e NGC 6951, em dois trabalhos realizados por nosso grupo (Fathi et al. 2006, Storchi-Bergmann et al. 2007). Nestes trabalhos utilizamos dados espectroscópicos obtidos com a unidade de campo integral (IFU) do instrumento GMOS (*Gemini Multi-Object Spectrograph*) no telescópio Gemini Norte. Nos painéis superiores da Fig. 1.2 apresentamos o campo de velocidades para a linha H α (esquerda) e um modelo de um disco em rotação (direita) para a galáxia NGC 6951; no painel inferior direito apresentamos o mapa de resíduos entre as velocidades observadas e modeladas. Observamos claramente os escoamentos de gás em direção ao centro no campo de velocidades e no mapa de resíduos. Estes escoamentos seguem as estruturas de poeira representadas pelas setas no mapa de estruturas (painel inferior à esquerda). Particpei dos trabalhos acima na parte de redução e análise de dados. No presente trabalho, nos concentramos no estudo das propriedades físicas do gás emissor das linhas observadas no infravermelho próximo e não apresentamos maiores detalhes dos trabalhos óticos acima mencionados.

1.2 Propriedades físicas da NLR

1.2.1 A cinemática do gás

O estudo da região de formação de linhas estreitas nos permite investigar as condições físicas do gás na região circumnuclear e possibilita um melhor entendimento sobre a

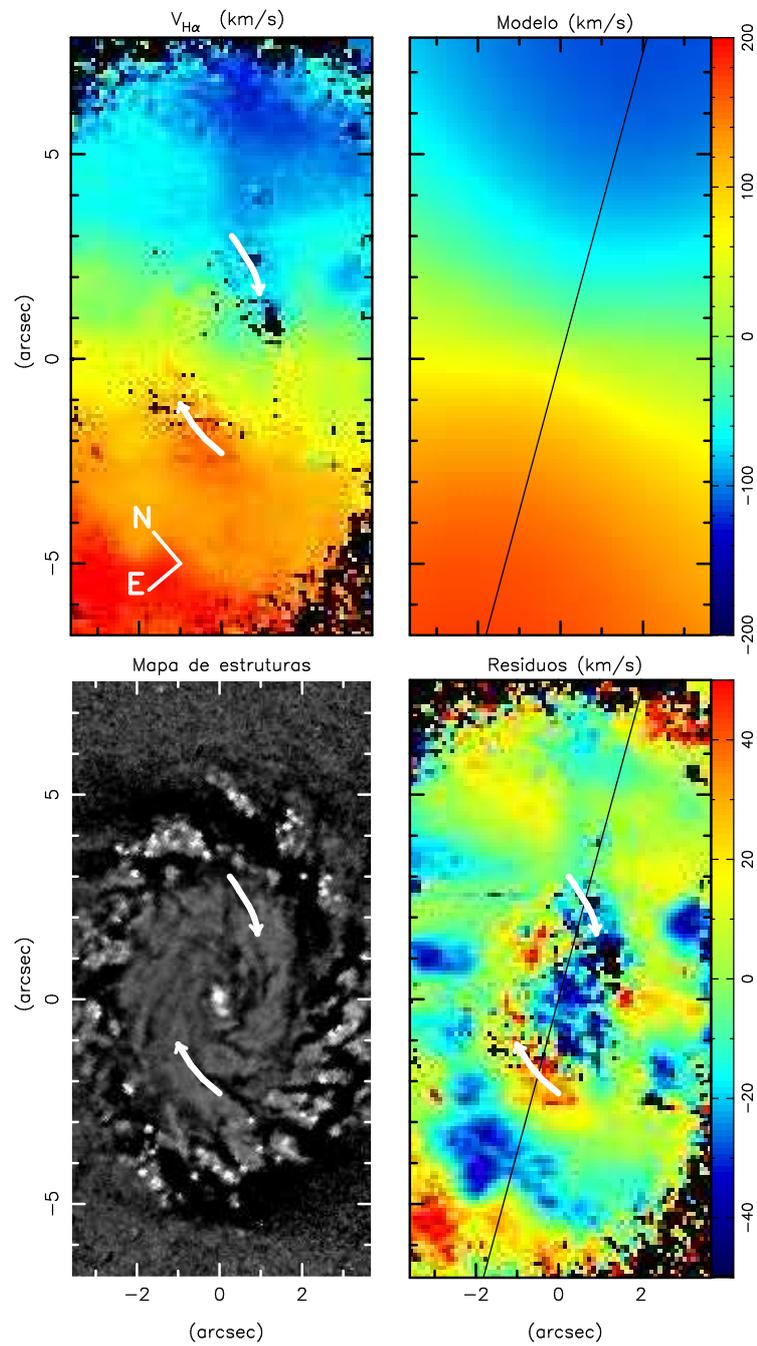


Figura 1.2: Acima: Campo de velocidades para a linha $H\alpha$ (esquerda) e modelo de rotação (direita) para NGC 6951. Abaixo: Mapa de estruturas (esquerda) e mapas de resíduos entre o campo de velocidades observado e modelado (direita). A linha preta representa a orientação da linha dos nodos obtida do modelo e as setas brancas mostram os escoamentos de gás em direção ao centro.

interação do AGN com o gás em seu entorno. A excitação e a dinâmica do gás da NLR pode revelar como a radiação e ejeções de massa do núcleo interagem com o gás circumnuclear. Até recentemente, as medidas destas propriedades foram feitas utilizando imagens através de filtros de banda estreita ou espectroscopia de fenda longa. Imagens através de filtros de banda estreita em linhas óticas utilizando o telescópio espacial Hubble (HST) têm formas de cones projetados que se estendem a várias dezenas e mesmo centenas de parsecs do núcleo (e.g. Wilson et al. 1993, Capetti et al. 1996, Schmitt & Kinney 1996). Comparações entre imagens de banda estreita óticas e imagens rádio mostram que as distribuições de fluxos nas linhas de emissão óticas têm formas de filamentos e estruturas que se assemelham a casulos em torno dos jatos rádio (e.g. Falcke et al. 1996, 1998, Capetti et al. 1996). As interações entre jatos rádio e o meio interestelar também são observadas em estudos com espectroscopia de fenda longa, os quais sugerem que esta interação não somente influencia as distribuições de fluxos como também a cinemática do gás emissor (Winge et al. 1997, 1999, Axon et al. 1998). No entanto, a interação entre o jato rádio e o meio interestelar não ocorre sempre e alguns autores concluem que não há relação entre a cinemática do gás da NLR e os jatos rádio em alguns objetos (e.g. Kaiser et al. 2000, Das et al. 2005).

Na espectroscopia de campo integral é possível obter espectros cobrindo uma região espacial bidimensional com resolução angular que depende do tamanho do pixel do detector. Esta espectroscopia “tridimensional” permite estudos detalhados de objetos extensos com a cobertura espacial que falta em estudos espectroscópicos de fenda longa. As IFUs instaladas em grandes telescópios permitem mapear simultaneamente a distribuição, excitação e cinemática do gás e das estrelas em escalas espaciais de dezenas a centenas de parsecs ao redor do núcleo e com resolução espectral suficientemente alta. Estudos espectroscópicos bidimensionais de AGNs em tais escalas espaciais são raros (eg. Barbosa et al. 2006, Gerssen et al. 2006, Fathi et al. 2006, Davies et al. 2006, Storchi-Bergmann et al. 2007) e em sua maioria em comprimentos de onda da região espectral ótica. Um importante resultado destes estudos é que em geral a cinemática do gás na região circumnuclear de AGNs possui componentes importantes que diferem da cinemática usual de rotação do gás no disco da galáxia e estas componentes são identificadas tanto como ejeções de matéria do núcleo (eg. Gerssen et al. 2006, Barbosa et al. 2008) quanto como escoamentos de gás em direção ao núcleo (Fathi et al. 2006, Storchi-Bergmann et al. 2007). Estes resultados evidenciam a importância de um mapeamento detalhado da cinemática do

gás na região circumnuclear de AGNs, mapeamento este somente obtido com dados espectroscópicos observados com IFUs.

1.2.2 Excitação do H₂

Mulchaey et al. (1996) e Ferruit et al. (2000) mostraram que o obscurecimento pode afetar a morfologia ótica da região do gás emissor, um problema que pode ser aliviado utilizando linhas do infravermelho próximo. Linhas relevantes nesta região espectral incluem linhas do ferro, tais como [Fe II] λ 1,2570 μ m e [Fe II] λ 1,6440 μ m, linhas de recombinação do H I como Pa β e Br γ e linhas do hidrogênio molecular tais como H₂ λ 1,9576 μ m e H₂ λ 2,1218 μ m, as quais podem ser usadas para mapear a excitação e cinemática do gás (eg. Storchi-Bergmann et al. 1999, Winge et al. 2000).

As linhas do H₂ podem ser excitadas de duas maneiras: excitação fluorescente devido à absorção de fótons ultravioleta (UV) “moles” (912-1108 Å) nas bandas de Lyman e Werner (Black & van Dishoeck 1987) e excitação colisional devido a colisões inelásticas em um gás morno ($T \geq 1000$ K). O aquecimento necessário para a excitação colisional pode ser produzido por: choques (Hollenbach & McKee 1989) e/ou por raios-X (Maloney et al. 1996). O método comumente usado para diferenciar excitação colisional de fluorescente é baseado em razões de linhas do H₂ na banda K. Baseado em medidas de tais razões para uma grande amostra de galáxias, Rodríguez-Ardila et al. (2005) concluíram que a excitação fluorescente não é importante para os AGNs.

Quillen et al. (1999), usando imagens de banda estreita numa linha do H₂ com o HST para uma amostra de 10 galáxias Seyfert, detectaram emissão estendida em 6 delas. Em 3 galáxias a emissão na NLR é coincidente com a emissão do [O III] e H α + [N II]. Para estas galáxias eles descartaram a excitação UV como o mecanismo de excitação dominante, com base na razão entre H α e H₂ e sugeriram que choques lentos são o principal processo para explicar estas razões de linhas. Os autores compilaram observações espectroscópicas do H₂ de Koornneef & Israel (1996), Ruiz (1997) e Veilleux et al. (1997) e procuraram correlações entre fluxos de H₂ e fluxos rádio e com raios-X duros. Não encontraram correlação com raios-X, sugerindo que este não é o mecanismo dominante na excitação do H₂, e encontraram uma fraca correlação com a emissão rádio em 6 cm indicando que não há um único mecanismo responsável pela excitação do H₂ em galáxias Seyfert.

Com estudos espectroscópicos utilizando IFUs é possível investigar em detalhes os mecanismos de excitação das linhas de emissão em diferentes regiões espaciais em

torno do AGN. A partir de observações com a IFU do instrumento SINFONI (*Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared*) instalado no VLT (*Very Large Telescope*) da galáxia Circinus, Mueller Sánchez et al. (2006) sugeriram que a origem da emissão de H_2 neste objeto é a formação estelar com base na semelhança entre as morfologias das distribuições de fluxos nas linhas de emissão $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ e $\text{Br}\gamma \lambda 2, 1661 \mu\text{m}$ ao contínuo estelar e semelhança de suas cinemáticas. Utilizando observações obtidas com o mesmo instrumento para Mrk 609, Zuther et al. (2007) encontraram que o aquecimento por raios X provenientes da fonte central pode reproduzir grande parte da emissão de H_2 observada neste objeto. No entanto, estes autores também encontraram que modelos de excitação por choques podem reproduzir as razões de linhas observadas em Mrk 609 e sugeriram um cenário composto, incluindo excitação por choques e por raios X, para a emissão do H_2 nesta galáxia.

1.2.3 Excitação do [Fe II]

Vários artigos apresentam revisões e estudos detalhados das condições físicas do gás emissor do [Fe II] em Starbursts e AGNs (Mouri et al. 1990, 1993, Rodríguez-Ardila et al. 2005). Nestes estudos argumenta-se que a razão $[\text{Fe II}]/\text{Br}\gamma$ é controlada pela razão entre os volumes de regiões de gás parcialmente e completamente ionizados. Tais zonas em AGNs são criadas por fotoionização por um espectro do tipo lei de potência (que inclui os raios-X emitidos pelo AGN) ou por choques. Estes processos são diferenciados pela temperatura eletrônica da região em que o [Fe II] está presente: $T_e \approx 8000 \text{ K}$ para fotoionização e $T_e \approx 6000 \text{ K}$ para choques. A contribuição de choques produzidos por jatos rádio é apoiada por resultados como os de Forbes & Ward (1993) que encontraram uma correlação entre a emissão do [Fe II] e emissão rádio em rádio galáxias. No entanto, Simpson et al. (1996) argumentaram que o mecanismo dominante para a excitação do [Fe II] em AGNs é a fotoionização com uma contribuição de excitação por choques de apenas $\approx 20\%$.

Os mecanismos de excitação do [Fe II] também podem ser investigados utilizando razões de linhas. Rodríguez-Ardila et al. (2005) mostraram que para *Starbursts* a razão $[\text{Fe II}]\lambda 1, 2570 \mu\text{m}/\text{Pa}\beta$ é menor do que 0,6 e maior do que 2 para remanescentes de supernovas, para as quais choques são o principal mecanismo de excitação. Galáxias Seyfert têm valores entre 0,6 e 2, sugerindo que esta razão pode ser usada como uma medida da contribuição relativa de fotoionização e choques. Oliva et al. (2001) propuseram o uso da razão de linhas $[\text{Fe II}]\lambda 1, 2570 \mu\text{m}/[\text{P II}]\lambda 1, 1886 \mu\text{m}$ para

distinguir entre excitação por choques ou por raios X. De acordo com estes autores, em regiões excitadas por choques rápidos esta razão é $[\text{Fe II}]/[\text{P II}] \gtrsim 20$, enquanto que para excitação por raios X $[\text{Fe II}]/[\text{P II}] \lesssim 2$. Utilizando esta razão, Oliva et al. (2001) concluíram que a excitação por raios X é o mecanismo dominante para a emissão nuclear observada em NGC 1068.

Zuther et al. (2007), utilizando observações com IFU, concluíram que o gás emissor do $[\text{Fe II}]$ em Mrk 609 é excitado predominantemente por choques com uma pequena contribuição de raios X no núcleo. Já em regiões mais afastadas do núcleo a contribuição de raios X para a excitação do $[\text{Fe II}]$ nesta galáxia é nula.

1.3 A Cinemática estelar

De acordo com o paradigma atual da evolução de galáxias, todas as galáxias que formam um esferóide também formam um BNS em seu centro (Ferrarese & Merritt 2000, Gebhardt et al. 2000) e um problema ainda não resolvido é como explicar a alimentação do BNS e o fato de sua massa ser proporcional à massa do bojo estelar da galáxia. O estudo da cinemática das estrelas de uma galáxia é o meio mais robusto de se obter informações sobre seu potencial gravitacional e assim obter uma melhor compreensão deste problema.

Estudos da cinemática estelar em regiões sob a influência do potencial gravitacional do BNS tem sido realizados principalmente para galáxias inativas (eg. Tremaine et al. 2002, Gebhardt et al. 2003, Ferrarese & Ford 2005). Para galáxias ativas, o brilho do AGN e suas maiores distâncias, em média, tornam tais medidas mais difíceis e até o momento foram reportadas apenas duas galáxias ativas para as quais foram determinadas as massas de seus BNS centrais através da cinemática estelar, Centaurus A (Silge et al. 2005) e NGC 3227 (Davies et al. 2006). Para algumas outras galáxias ativas foram derivadas massas utilizando a cinemática do gás (Ferrarese & Ford 1999, Marconi et al. 2001, Capetti et al. 2005, de Francesco et al. 2006).

O potencial gravitacional das galáxias com núcleo ativo tem sido investigado principalmente em escalas de quiloparsecs (eg. Nelson & Whittle 1995, 1996) e estes estudos sugerem que as galáxias Seyfert têm menores razões massa/luminosidade do que galáxias normais, provavelmente devido a uma população estelar mais jovem nas vizinhanças do núcleo (Oliva et al. 1995, 1999).

Estudos da cinemática das estrelas em galáxias com núcleos ativos em escalas da ordem de 100 pc mostram que a dispersão de velocidades estelar apresenta uma

queda em regiões próximas ao núcleo em algumas delas (e.g. Emsellem et al. 2001, Márquez et al. 2003). Uma possível interpretação para esta queda é que se deve a um disco nuclear frio que teria recentemente formado novas estrelas, as quais ainda não compartilham o mesmo campo de velocidades das estrelas do bojo (Emsellem et al. 2001). Esta interpretação está de acordo com o cenário evolutivo proposto com base em estudos da população estelar no entorno de núcleos Seyfert (Schmitt et al. 1999, Cid Fernandes et al. 2001, Storch-Bergmann et al. 2000, 2001) e da sua interação com o meio ambiente da galáxia hospedeira (interações com outras galáxias): interações seriam responsáveis por mandar o gás para a região nuclear, provocando a ignição do núcleo ativo e também processos de formação estelar (*starbursts*) no entorno do núcleo (Cid Fernandes et al. 2001, Storch-Bergmann et al. 2001). Embora o *starburst* evolua rapidamente (milhões de anos), ele retém, por um bom tempo, a baixa dispersão de velocidades do gás a partir do qual ele se formou.

Recentemente, Barbosa et al. (2006) mapearam a cinemática estelar da região circumnuclear de 6 galáxias Seyfert próximas, obtida a partir de observações com a IFU do GMOS por ajustes das absorções estelares do Ca II em $\approx 8500 \text{ \AA}$, com resoluções espaciais que variam desde 20 até 180 pc. Estes autores observaram que os campos de velocidades radiais são dominados por rotação e são bem representados por um modelo de rotação simples, no qual as estrelas possuem órbitas circulares planas em um potencial central de Plummer. A comparação entre a cinemática do gás e das estrelas permite isolar componentes do gás que não compartilham da mesma cinemática observada para as estrelas. Barbosa et al. (2008) fizeram esta comparação utilizando a cinemática observada para o gás emissor da linha do [S III] em 9069 \AA e observaram ejeções de matéria do núcleo na maioria dos objetos estudados.

1.4 Motivação e objetivos

Recentemente entraram em operação as IFUs instaladas nos telescópios Gemini que operam no infravermelho próximo. Nesta região espectral os efeitos de obscurecimento pela poeira, importantes no ótico, são minimizados. O fato desses instrumentos possuírem a capacidade necessária para mapear em detalhes as redondezas do BNS central aliado ao fato de que trabalhos dessa natureza no infravermelho são escassos na literatura nos motivou a realizar este estudo. Neste trabalho, apresentamos um mapeamento bidimensional da distribuição e cinemática do gás emissor e da cinemática das estrelas na região circumnuclear de 4 galáxias Seyfert utilizando a IFU

do instrumento GNIRS (*Gemini Near-Infrared Spectrograph*) e o instrumento NIFS (*Near-infrared Integral Field Spectrograph*), que é uma IFU, instalados nos telescópios Gemini Sul e Norte, respectivamente.

Com este estudo pretendemos aprofundar o conhecimento dos processos físicos que ocorrem na região central de AGNs fazendo uso do grande poder de resolução dos instrumentos acima mencionados. Os principais objetivos deste trabalho são:

- Fazer um mapeamento bidimensional detalhado da cinemática das estrelas e do gás emissor das linhas observadas no infravermelho próximo nas regiões circumnucleares de galáxias Seyfert, utilizando dados obtidos com as IFUs dos telescópios Gemini, com altas resoluções espectral e espacial.
- Investigar o potencial gravitacional destas galáxias em regiões espaciais próximas do núcleo a partir da cinemática das estrelas.
- Isolar componentes da cinemática do gás que não são dominadas pelo potencial gravitacional da galáxia e investigar como estas componentes interagem com o meio interestelar de cada galáxia.
- Determinar massas de gás e de estrelas nas redondezas do BNS e taxas de ejeção de matéria e/ou taxas de escoamento de gás em direção ao núcleo.
- Investigar os mecanismos de excitação do gás emissor das linhas do H_2 e $[Fe II]$ nestas galáxias.

O presente trabalho originou dois artigos científicos, Riffel et al. (2006b) e Riffel et al. (2008), publicados no periódico *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, nos quais apresentamos a análise detalhada dos resultados para as galáxias ESO 4258-G14 e NGC 4051. Além destes dois trabalhos, colaborei na parte de redução e análise de dados das IFUs dos instrumentos GMOS que originaram três artigos científicos. Dois destes, Fathi et al. (2006) e Storchi-Bergmann et al. (2007) já foram publicados nos periódicos *Astrophysical Journal Letters* e *Astrophysical Journal*, respectivamente, e o terceiro, Dors et al. (2008) está aceito para publicação no periódico *Astronomy & Astrophysics*.

Capítulo 2

A amostra e tratamento dos dados

Neste capítulo apresentamos a amostra selecionada para este estudo, bem como a descrição das observações e o processo de redução dos dados.

2.1 A Amostra

Uma vez que estamos interessados em estudar as condições físicas da região central de galáxias ativas com a máxima resolução espacial possível (poucos parsecs) selecionamos uma amostra de galáxias a menos de ≈ 20 Mpc de distância. A amostra é constituída pelas galáxias Seyfert ESO 428-G14, NGC 4051, NGC 7582 e NGC 4258. Estas galáxias foram escolhidas por apresentarem características que permitem mapear a emissão da NLR e/ou a cinemática estelar no infravermelho próximo. Em particular, ESO 428-G14 foi selecionada por apresentar emissão rádio contínua estendida, sendo assim uma excelente candidata para investigar os efeitos dos choques produzidos por jatos rádio na excitação e cinemática do gás emissor. NGC 4051 foi selecionada com base em resultados obtidos recentemente por Barbosa et al. (2006) para a cinemática estelar da região central utilizando dados de IFU no ótico. Estes autores observaram que o raio de *turnover* da curva de rotação ocorre a apenas ≈ 50 pc do núcleo. Além disso, NGC 4051 também apresenta emissão intensa do H_2 (Riffel et al. 2006a), sendo assim uma boa candidata para estudar a cinemática da região circumnuclear. NGC 7582 foi selecionada por apresentar um núcleo obscurecido pela poeira em observações óticas e apresentar emissão de gás em forma de cone, observada em imagens de banda estreita do $[O III]\lambda 5007 \text{ \AA}$, produzida pela ejeção de matéria do núcleo (Storchi-Bergmann & Bonatto 1991) e com espectroscopia bidimensional podemos investigar a cinemática do gás nesta região. Já NGC 4258 foi

selecionada devido à sua grande proximidade, sendo assim possível resolver o raio de influência do BNS e determinar sua massa através da cinemática estelar.

2.1.1 ESO 428-G14

ESO 428-G14 é uma galáxia lenticular (S0) de acordo com a classificação morfológica de Hubble e possui núcleo ativo classificado como Seyfert 2 por Bergvall et al. (1986). Está localizada a uma distância de ≈ 19 Mpc (Falcke et al. 1998) para a qual $1''$ corresponde a ≈ 92 pc na galáxia.

Mapas da emissão rádio contínua em alta resolução obtidos com o VLA (*Very Large Array*) mostram um jato rádio assimétrico para os dois lados do núcleo orientados ao longo dos ângulos de posição PA=129° (SE) e PA=-51° (NW). O lado NW é menos estendido e termina em um *hot spot* brilhante a $0''.75$ do núcleo, enquanto no lado SE a emissão é bem mais fraca, o jato curva-se para norte e apresenta uma extensão pelo menos três vezes maior (Ulvestad & Wilson 1989, Falcke et al. 1996, 1998). Imagens em banda estreita nas linhas de emissão de $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ e $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ obtidas com o HST mostram emissão estendida bem alinhada com o jato rádio e com emissão mais intensa no lado NW como observado no contínuo rádio. A razão $[\text{O III}]/(\text{H}\alpha + [\text{N II}])$ mostra uma estrutura bipolar com maiores valores para SE (Falcke et al. 1996, 1998).

2.1.2 NGC 7582

NGC 7582 é uma galáxia espiral do tipo SBab bastante inclinada ($i \approx 60^\circ$) localizada a uma distância de $\approx 21,5$ Mpc (adotando $z = 0.00525$ e $H_0 = 73 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ obtidos do NED*), para a qual $1''$ corresponde a ≈ 105 pc. Esta galáxia possui um espectro nuclear composto indicando a presença de uma componente não térmica (responsável pela presença de espécies altamente ionizadas tais como He II e $[\text{Ne V}]$) e de fotoionização por estrelas quentes, indicada pelos baixos valores da razão $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ (Morris et al. 1985). NGC 7582 apresenta uma emissão intensa em raios-X com luminosidade típica de galáxias Seyfert 1 de baixa luminosidade, $L(2-10 \text{ keV}) \approx 5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, porém é classificada como Seyfert 2 devido ao fato de apresentar linhas de emissão estreitas no ótico (Morris et al. 1985). Galáxias com estas características também

**Nasa/Ipac Extragalactic Database* disponível em <http://nedwww.ipac.caltech.edu>.

são classificadas como galáxias emisoras de raios-X com linhas estreitas, uma espécie de transição entre galáxias Seyfert 1 e Seyfert 2 (Mushotzky 1982). NGC 7582 é considerada um protótipo desta classe de galáxias (Schachter et al. 1998).

Imagens de banda estreita na linha de emissão de $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ apresentam forma de um cone projetado que se estende para SW do núcleo com o vértice centrado no núcleo da galáxia, e o eixo orientado ao longo do $\text{PA} \approx 230^\circ$ (Storchi-Bergmann & Bonatto 1991). Observações de fenda longa orientada ao longo do $\text{PA}=203^\circ$, mostram que o pico das linhas de emissão no infravermelho próximo ocorre a $0''.7-0''.8$ NE do pico da emissão contínua, na direção oposta ao cone de ionização observado em $[\text{O III}]$. Um pico secundário, a $\approx 1''.7$ SW do núcleo, é observado para a emissão do $[\text{Fe II}]\lambda 1,6440 \mu\text{m}$ e a razão $[\text{Fe II}]/\text{Pa}\beta$ indica que a excitação do $[\text{Fe II}]$ na direção oposta ao cone é devida à formação estelar enquanto que na direção do cone há uma contribuição adicional de raios X e/ou interação com plasma rádio (Winge et al. 2000). Observações de campo integral com *seeing* de $\approx 1''$ mostram que as emissões do H_2 , H I e $[\text{Fe II}]$ são mais extensas na direção do eixo maior da galáxia (Sosa-Brito et al. 2001).

O contínuo nuclear no infravermelho é dominado pela emissão de poeira (Winge et al. 2000). Regan & Mulchaey (1999) identificaram uma estrutura de poeira na forma de um anel elíptico circundando o núcleo com eixo menor de $\approx 2''$ e eixo maior de $\approx 3''$ orientado na direção SE-NW. Este anel está quebrado na direção SE do núcleo. A presença de linhas de absorção do CO e os grandes valores da razão luminosidade/massa no infravermelho próximo, semelhantes a razões de galáxias H II e um fator de 5 maior do que em galáxias elípticas e espirais normais, indicam que estrelas supergigantes vermelhas dominam a emissão nos 200 pc centrais nestes comprimentos de onda (Oliva et al. 1995). Wold & Galliano (2006a) reportam a descoberta de várias regiões compactas de emissão no infravermelho médio na região circumnuclear de NGC 7582 a partir de imagens de banda estreita na linha de emissão $[\text{Ne II}]\lambda 12,8 \mu\text{m}$ obtidas com o VLT e interpretam estas regiões como sendo aglomerados jovens de estrelas.

2.1.3 NGC 4051

NGC 4051 é uma galáxia do tipo SABbc com um núcleo ativo classificado como Seyfert 1 de linhas estreitas e localizada a aproximadamente 9,3 Mpc, para a qual $1''$ corresponde a ≈ 45 pc.

Utilizando imagens de banda estreita na linha de emissão $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ obtidas com o HST, Schmitt & Kinney (1996) encontraram uma fonte nuclear não resolvida e uma componente mais fraca que se estende a $1''.2$ do núcleo ao longo do $\text{PA} = 100^\circ$, aproximadamente a mesma orientação que conecta duas componentes separadas por $0''.4$, observadas em imagens rádio em 6 cm (Ulvestad & Wilson 1984). Veilleux (1991) descreve a presença de asas azuis com velocidades de 800 km s^{-1} nos perfis de linhas de emissão proibidas no ótico. Observações de banda estreita na linha $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ mostram emissão em forma de cone que se estende até $\approx 9''$ do núcleo (Christopoulou et al. 1997). Espectroscopia de fenda longa deste gás ionizado a $1''.5$ do núcleo mostra que a linha de emissão $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ é composta por duas componentes, ambas desviadas para o azul, com larguras de 140 km s^{-1} e separadas por 120 km s^{-1} (Christopoulou et al. 1997). Nagao et al. (2000) detectaram uma região de emissão de linhas altamente ionizadas espacialmente estendida com um raio de $3''$ para SE do núcleo a partir de observações da linha $[\text{Fe X}]\lambda 6374$.

Em raios-X, Lawrence et al. (1985) observaram uma variabilidade de grande amplitude com escala de tempo da ordem de 1 hora. Ponti et al. (2006) encontraram que a emissão nuclear em raios-X pode ser modelada por uma componente do tipo lei de potência e outra componente devido a reflexão no disco de acreção.

Salvati et al. (1993) encontraram variações no fluxo em $2,24 \mu\text{m}$ de um fator de 2 em 6 meses e apresentaram possíveis cenários para esta variabilidade, nos quais a emissão no infravermelho próximo pode ser produzida por reprocessamento da emissão ultravioleta do núcleo ou diretamente por sua emissão não térmica. Rodriguez Espinosa et al. (1996) e Contini & Viegas (1999) explicaram a emissão no infravermelho médio e distante como sendo devida a emissão de poeira quente.

O raio da BLR foi calculado utilizando o método de reverberação a partir do atraso na variação de uma linha de emissão em relação a variação do contínuo do AGN. Os fótons do contínuo são absorvidos e reemitidos como fótons de linhas na BLR, e assim as variações do fluxo das linhas largas tem um atraso em relação a variações do contínuo, que corresponde ao tempo que a luz demora para atravessar a BLR. Utilizando este método, Shemmer et al. (2003) obtiveram o raio da BLR, $R_{BLR} = 3,0 \pm 1,5$ dias-luz e a massa do BNS, $M_{BH} = 5_{-3}^{+6} \times 10^5 M_\odot$ para NGC 4051. Kaspi et al. (2000) determinaram a massa do BNS utilizando a correlação entre o R_{BLR} e a luminosidade do contínuo em 5100 \AA e obtiveram $M_{BH} = 1,3_{-0,8}^{+1,3} \times 10^6 M_\odot$.

2.1.4 NGC 4258

NGC 4258 é uma galáxia tipo SABbc com um núcleo ativo classificado como LINER/Seyfert 1.9. Sua distância foi calculada como sendo $8,1 \pm 0,4$ Mpc a partir de observações de estrelas Cefeidas (Maoz et al. 1999) enquanto que a determinação geométrica da distância a partir de movimentos orbitais de um disco de gás circundando o núcleo fornece $d = 7,2 \pm 0,3$ Mpc (Herrnstein et al. 1999). Adotando a distância geométrica, a qual é mais robusta, $1''0$ corresponde a $34,9$ pc na galáxia.

Miyoshi et al. (1995) apresentaram observações de emissão maser em H_2O com o rádio interferômetro VLBA (*Very Long Baseline Array*) e encontraram um disco de gás em rotação. Obtiveram uma massa de $3,6 \times 10^7 M_\odot$ para a massa responsável pelo potencial central dentro de um raio de somente $0,13$ pc, assumindo uma distância à galáxia de $6,4$ Mpc. Tal massa concentrada num raio tão pequeno só pode estar concentrada num BNS. Esta determinação de massa faz de NGC 4258 a segunda galáxia com massa de BNS mais robusta, a primeira sendo para o BNS da Via Láctea. Pastorini et al. (2007) obtiveram $M_{\text{BH}} = 7,9_{-3,5}^{+6,2} \times 10^7 M_\odot$ a partir do modelamento da cinemática do gás ionizado com observações do HST.

O espectro nuclear no infravermelho é bem descrito por uma lei de potência do tipo $f_\nu \propto \nu^{-1,4}$, a qual pode ser estendida para o ótico e ultravioleta (Yuan et al. 2002). Já em raios-X os espectros nucleares foram modelados por duas leis de potência, uma componente térmica e uma componente para a linha de emissão $\text{FeK}\alpha$ (Yang et al. 2007). O imageamento do núcleo na faixa de 1 a $18 \mu\text{m}$ mostra que a fonte nuclear é não resolvida com uma resolução espacial de $0''.2$ e apresenta uma luminosidade total no infravermelho de $2 \times 10^8 L_\odot$ (Chary et al. 2000).

Em escalas de quiloparsecs são observados braços anômalos no ótico, raios-X e rádio, os quais são interpretados como extensões do jato nuclear (e.g. Cecil et al. 1995, 2000). Interações entre o jato rádio e o meio interestelar são observadas nestes braços, sendo o jato rádio importante no modelamento e excitação do gás emissor observado no ótico (Cecil et al. 2000).

2.2 Observações e Redução dos dados

2.2.1 Os Instrumentos utilizados

Neste trabalho, foram utilizadas a IFU do instrumento GNIRS e o instrumento NIFS (que é uma IFU) instalados nos telescópios Gemini. Alguns detalhes dos instrumentos serão descritos a seguir.

Na maioria das IFUs em operação o transporte do sinal do detector até o espectrógrafo é feito através de fibras óticas. Na IFU do GNIRS e no NIFS isto é feito refletindo as imagens através de espelhos. Os projetos óticos dessas IFUs são baseados no método AIS (*Advanced Image Slicer*) proposto por Content (1997), no qual a imagem 2D original é fatiada em sub-imagens que são re-imageadas lado a lado como se fossem várias “fendas longas” na entrada do espectrógrafo. Na Fig. 2.1, ilustramos este método. Os espelhos S1 (*slices*) dividem a imagem 2D em sub-imagens equivalentes ao que se teria através de uma fenda longa e estas são refletidas nos espelhos S2 (um por *slice*) que projetam-nas em um conjunto de espelhos S3 localizados na superfície focal da entrada do espectrógrafo. Estas imagens são reorganizadas formando uma pseudo-fenda, concluindo assim a conversão da imagem 2D em várias “fendas longas”.

O GNIRS

O instrumento GNIRS (Elias et al. 1998) foi construído pelo NOAO (*National Optical Astronomy Observatory*) em Tucson, Arizona, Estados Unidos e montado no telescópio Gemini Sul em outubro de 2003. A IFU do GNIRS (Allington-Smith et al. 2006) é um sistema desenvolvido pela Universidade de Durham, Inglaterra que foi integrado ao instrumento no começo de 2004.

O GNIRS apresenta vários modos de operação incluindo espectroscopia de fenda longa no intervalo espectral de 1 a $5,5\mu\text{m}$ com resoluções espectrais $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 1700, 5900$ e 18000 ; espectroscopia com dispersão cruzada e cobertura espectral de 1 a $2,5\mu\text{m}$ simultânea em $R \approx 1700$ e 5900 ; e a espectroscopia IFU no intervalo entre 1 e $5,5\mu\text{m}$. Neste trabalho utilizamos a espectroscopia IFU e portanto, não iremos discutir detalhes dos outros modos de operação do instrumento GNIRS.

A IFU do GNIRS tem um campo de visão retangular de $3''2 \times 4''8$, o qual é dividido em 21 *slices* de $0''15$ de largura. Estas *slices* são divididas em pixels quadrados de $0''15$ reorganizados no detector como se fossem pequenas aberturas de modo a preservar toda a informação espacial.

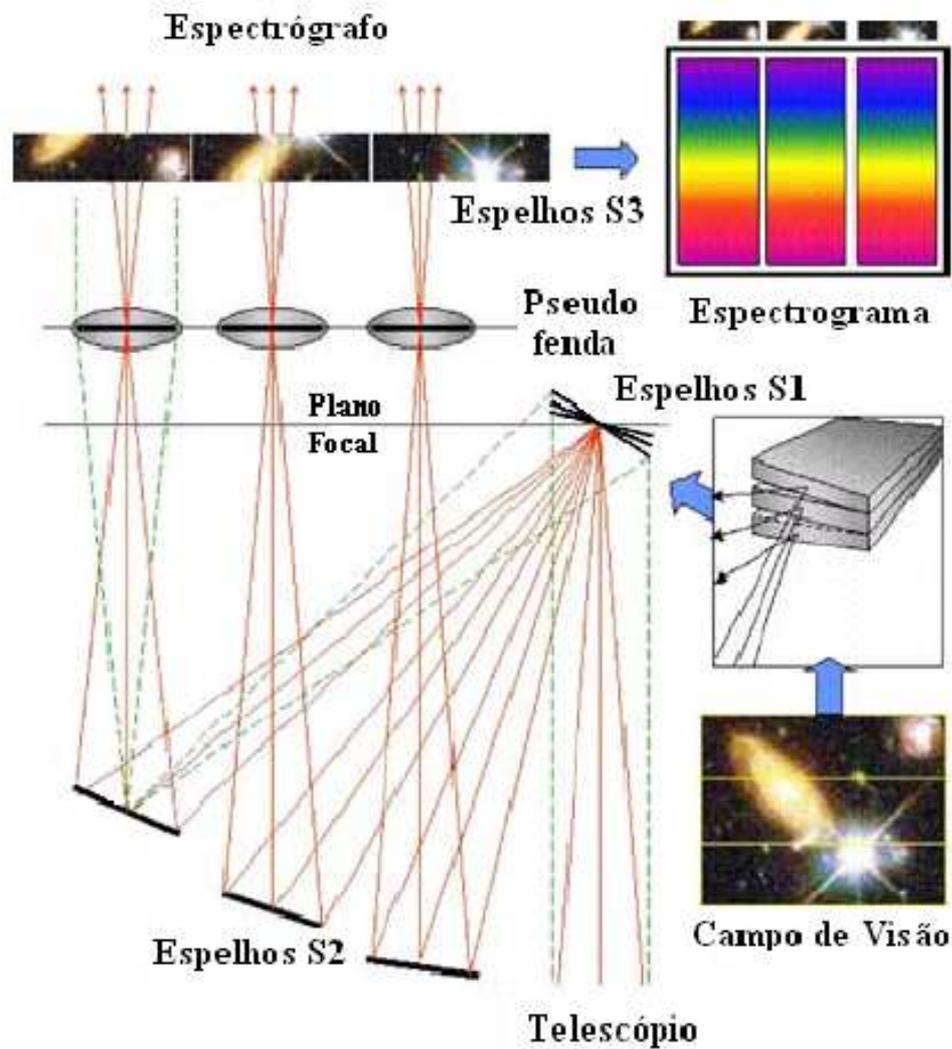


Figura 2.1: Ilustração do princípio do AIS equipado com três *slices*. Figura extraída de Allington-Smith et al. (2006) com algumas modificações.

O espectrógrafo possui um detector ALADDIN III InSb de 1024×1024 pixels, o qual é operado a uma temperatura de aproximadamente 31 K. A resolução da IFU é $R \approx 1700$ para a rede de 31,7 linhas/mm e $R \approx 5900$ para a rede de 110,5 linhas/mm para dois pixels no detector; assim, há rigorosamente apenas 512 elementos de resolução espectral.

A eficiência na transmissão de dados da IFU é aproximadamente de 70 a 90% em relação ao modo de fenda longa no intervalo espectral de 1 a $2,5 \mu\text{m}$. A variação desta eficiência sobre todo o campo da IFU é de apenas 3%, exceto nas *slices* 1, 13 e 21. As *slices* das bordas (1 e 21) tem uma eficiência de transmissão em torno de 35 a 55%

Tabela 2.1: Propriedades das quatro redes utilizadas pelo NIFS em suas configurações padrão.

Rede	Filtro	Comprimento de onda central (μm)	Intervalo Espectral (μm)	$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$
Z	ZJ	1,05	0,94-1,15	4990
J	ZJ	1,25	1,15-1,33	6040
H	JH	1,65	1,49-1,80	5290
K	HK	2,20	1,99-2,40	5290

respectivamente, da eficiência do resto do campo. Já a *slice* 13, que foi danificada durante a montagem do instrumento, apresenta uma eficiência de transmissão de apenas 20% em relação às outras *slices*.

O NIFS

O NIFS (McGregor et al. 2003) é um espectrógrafo de campo integral, que opera no infravermelho próximo, construído pela RSAA (*Research School of Astronomy and Astrophysics*) da ANU (*Australian National University*) e montado no telescópio Gemini Norte em julho de 2005.

O NIFS opera juntamente com o módulo de ótica adaptativa do Gemini Norte (ALTAIR) e foi designado para obter dados espectroscópicos de alta qualidade e resolução espacial. A IFU possui um campo de visão de aproximadamente $3''0 \times 3''0$ dividido em 29 *slices* com uma amostragem na direção de dispersão de $0''1$, a qual corresponde à largura das *slices*, e de $0''04$ na direção espacial. A amostragem na direção espacial é escolhida para ser próxima do limite de difração do telescópio Gemini e portanto, o campo de visão resultante é pequeno.

O espectrógrafo usa um detector Rockwell HAWAII-2 de 2048×2048 pixels com 2048 pixels espectrais por elemento espacial e opera nas bandas espectrais *Z*, *J*, *H* e *K*, cobrindo o intervalo espectral de 0.94 a $2.50 \mu\text{m}$, no qual o sistema ALTAIR é mais eficiente, com uma resolução espectral (para 2 pixels) que varia de $R = 4990$ a 6040 dependendo da rede utilizada, conforme mostrado na Tabela 2.1.

Na Tabela 2.2 apresentamos um resumo das principais propriedades das IFUs de GNIRS e do NIFS. Estes instrumentos são ideais para estudar a NLR em galáxias ativas no infravermelho próximo, uma vez que possuem alta resolução espacial e espectral.

Tabela 2.2: Comparação entre as propriedades dos instrumentos GNIRS e NIFS.

Instrumento	GNIRS	NIFS
Campo de Visão	3''2×4''8	3''0×3''0
Intervalo Espectral	1-5,5 μ m	0,95-2,40 μ m
Número de <i>slices</i>	21	29
Amostragem Espacial	0''15×0''15	0''10×0''04
Tamanho do Detector	1024×1024 pixels	2048×2048 pixels
Poder de Resolução	1700, 5900 e 18000	4990-6040

2.2.2 As Observações

Os dados espectroscópicos de campo integral foram obtidos com a IFU do GNIRS para as galáxias ESO 428-G14 e NGC 7582. NGC 4051 e NGC 4258 foram observadas com o NIFS, operando juntamente com o módulo de ótica adaptativa ALTAIR. O procedimento de observação seguiu a sequência padrão Objeto-Céu-Céu-Objeto com observações de estrelas telúricas imediatamente após a observação de cada objeto.

As observações de ESO 428-G14 foram realizadas em dezembro de 2004 sob o programa de verificação científica GS-2004B-SV-26, consistindo de 4 exposições individuais de 600s na banda K centradas em $\lambda = 2,21\mu\text{m}$ e 2 exposições de 600s na banda J centradas em $\lambda = 1,27\mu\text{m}$ com o eixo maior da IFU orientado ao longo do $\text{PA} = 129^\circ$, que é a orientação do jato rádio. Uma das *slices* da IFU do GNIRS foi quebrada durante a montagem do instrumento e possui transmissão menor do que as outras *slices*. Para corrigir este problema foram feitos pequenos deslocamentos entre as exposições em ambas as direções espaciais, pois assim pode-se recuperar as observações que caem sobre a *slice* com defeito.

NGC 7582 foi observada em fevereiro de 2006 sob o projeto GS-2005B-Q-25 com 4 exposições individuais de 900s centradas em $\lambda = 2,24\mu\text{m}$ com o eixo maior da IFU orientado ao longo do $\text{PA} = 203^\circ$, dentro do cone de ionização observado no ótico por Storchi-Bergmann & Bonatto (1991). Foram obtidos dois conjuntos de observações em diferentes posições; o primeiro centrado na posição distante 1''2 do núcleo ao longo do $\text{PA}=23^\circ$ e o segundo centrado na posição a 0''75 do núcleo ao longo do $\text{PA}=203^\circ$.

NGC 4051 foi observada em janeiro de 2006 sob o projeto de verificação científica GN-2006A-SV-123 e o procedimento de observação consistiu de 6 exposições individuais de 750s na banda K centradas em $\lambda = 2,2499\mu\text{m}$. Foram obtidos dois conjuntos de observações em diferentes posições; o primeiro centrado na posição 0''4

Tabela 2.3: Detalhes das observações. PA é o ângulo de posição da IFU; t_{exp} é o tempo total de exposição; $\Delta\lambda$ é o intervalo espectral; $d\lambda$ é a resolução espectral (FWHM de uma linha da lâmpada de calibração) e ds é a amostragem espacial.

Galáxia	ESO 428-G14		NGC 7582	NGC 4051	NGC 4258
Instrumento	GNIRS		GNIRS	NIFS	NIFS
Banda	<i>J</i>	<i>K</i>	<i>K</i>	<i>K</i>	<i>K</i>
Filtro	J_G0505	K_G0503	K_G0503	HK_G060	HK_G0603
Rede	1111/mm	1111/mm	1111/mm	K_G5605	K_G5605
PA	129°	129°	203°	106°	325°
t_{exp} (s)	1200	2400	3600	4500	6000
$\Delta\lambda$ (μm)	1,21-1,33	2,11-2,31	2,14-2,33	1,99-2,42	2,0-2,43
$d\lambda$ (\AA)	2,2	2,9	3,1	3,2	3,2
Campo (pc^2)	360×275	360×275	661×315	131×180	135×135
ds (pc/pix)	13,8	13,8	15,7	4,5	1,7

do núcleo ao longo do PA=-74° e o segundo na posição a 0".5 do núcleo ao longo do PA=106°. A IFU foi orientada ao longo do PA = 106°, o qual corresponde à orientação da linha dos nodos derivada a partir do modelamento do campo de velocidades radiais das estrelas por Barbosa et al. (2006).

NGC 4258 foi observada em abril de 2007 sob o projeto GN-2007A-Q-25. Foram feitas 10 exposições individuais de 600s cada na banda *K* centradas no núcleo com comprimento de onda central em $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$. O eixo paralelo às *slices* foi orientado ao longo do PA = 325°, que é aproximadamente a orientação do eixo maior da galáxia. Na tabela 2.3 apresentamos mais detalhes das observações.

2.2.3 A redução dos dados

A redução dos dados foi realizada usando tarefas dos pacotes GNIRS e NIFS os quais fazem parte do pacote GEMINI do IRAF, bem como tarefas genéricas do IRAF. Durante a redução, aplicamos a divisão por *flat field*, subtração do céu, calibração em comprimento de onda e correção por distorção espacial, remoção das bandas telúricas e calibração em fluxo, obtida a partir de ajustes de distribuições de energia de corpo negro aos contínuos das estrelas telúricas. Após estes procedimentos, criamos os cubos de dados, os quais contém a informação espacial em duas direções e a informação espectral na terceira dimensão. No caso de ESO 428-G14 não obtivemos uma calibração em fluxo satisfatória devido a problemas na observação da estrela telúrica e,

por este motivo, utilizamos valores de fluxos publicados na literatura por Riffel et al. (2006a) para recalibrar os fluxos.

Para as galáxias ESO 428-G14, NGC 7582 e NGC 4051 foram feitos deslocamentos nas direções espaciais durante as observações, conforme descrito na seção anterior. Os cubos finais foram obtidos fazendo um mosaico dos cubos individuais para cada objeto e com isso, para NGC 7582 e NGC 4051, obtivemos cubos com cobertura espacial maior do que o campo de visão dos instrumentos utilizados, com menor razão sinal/ruído nas bordas do cubo onde o tempo de exposição é menor, pois foram combinados menos cubos individuais do que na região central. Para ESO 428-G14 a razão sinal/ruído dos cubos individuais foi muito pequena e não foi possível fazer o mosaico utilizando-se somente os espectros que restaram da combinação de todos os cubos. No turno de observação de NGC 4258 não foi solicitado nenhum tipo de deslocamento espacial, porém ocorreram alguns problemas de guiagem, deslocando ligeiramente a posição espacial central entre uma exposição individual e outra. Com isso também foi necessário fazer um mosaico entre os cubos individuais para esta galáxia.

Para ESO 428-G14 obtivemos dois cubos, um para a banda J e outro para a banda K , cobrindo um campo de $3''.9 \times 3''.0$ com uma amostragem espacial de $0''.15 \text{ pix}^{-1}$, totalizando 520 espectros por banda. Para NGC 7582, obtivemos um cubo na banda K cobrindo um campo de $6''.3 \times 3''.0$ com uma amostragem espacial de $0''.15 \text{ pix}^{-1}$, totalizando 840 espectros. O cubo obtido para NGC 4051 possui 1189 espectros e cobre um campo de $2''.9 \times 4''.1$ com uma amostragem espacial de $0''.1 \text{ pix}^{-1}$. Já para NGC 4258, o cubo cobre os $3''.25 \times 3''.3$ centrais com uma amostragem espacial de $0''.05 \text{ pix}^{-1}$, totalizando 4290 espectros. Na tabela 2.3 apresentamos o intervalo espectral, resolução espectral, o campo de visão e a amostragem espacial obtidos para o cubo final de cada objeto.

Capítulo 3

Metodologia

A fim de investigar os fenômenos físicos que ocorrem na região circumnuclear das galáxias observadas, construímos mapas bidimensionais para a cinemática do gás e das estrelas, para intensidades e razões de linhas de emissão e apresentamos uma tomografia nas linhas de emissão. Descrevemos detalhes da metodologia de análise neste capítulo.

3.1 Medidas das linhas de emissão

Conforme descrito no capítulo 2, o resultado final da redução é um cubo de dados para cada galáxia, e o número total de espectros a serem analisados é de aproximadamente 7400 para todas as galáxias. Com tamanha quantidade de informação se torna inviável fazer medidas manualmente de todas as linhas de emissão para cada espectro e por isso automatizamos as medidas utilizando a tarefa FITPROFS do IRAF. Utilizamos esta tarefa para fazer ajustes de curvas gaussianas aos perfis das linhas de emissão com o objetivo de obter mapas bidimensionais para as distribuições de fluxos e razões de linhas, o campo de velocidades, obtido do comprimento de onda correspondente ao pico da gaussiana, e mapas para a dispersão de velocidades (σ) obtidos da largura a meia altura (FWHM – *Full Width at Half Maximum*) da gaussiana como $\sigma = \text{FWHM}/2,355$. Obtivemos mapas de contínuo fazendo médias de regiões do espectro onde não há linhas de emissão e/ou absorção.

Para ESO 428-G14 apresentamos medidas das seguintes linhas de emissão: [Fe II] $\lambda 1$, 2567 μm , Pa α β $\lambda 1$, 2818 μm , H₂ $\lambda 2$, 1218 μm e Br γ $\lambda 2$, 1661 μm . Para NGC 7582 medimos as linhas Br γ $\lambda 2$, 1661 μm e H₂ $\lambda 2$, 2235 μm . Para NGC 4051 apresentamos os mapas para as linhas do H₂ em 2,0338, 2,1218 e 2,2235 μm , para o Br γ e para a

linha coronal do [Ca VIII] em $2,4211 \mu\text{m}$. Para NGC 4258 detectamos apenas a linha Br γ e somente na região nuclear e por isso não apresentamos mapas 2D para linhas de emissão desta galáxia.

3.2 Tomografia nas linhas de emissão

A resolução espectral relativamente alta dos instrumentos utilizados nos permitiu “fatiar” os cubos de dados integrando o fluxo em pequenos intervalos ou *bins* de velocidades ao longo dos perfis das linhas de emissão obtendo uma melhor amostragem da cinemática do gás, não somente restrita ao comprimento de onda correspondente ao pico da linha. Estas “fatias” foram obtidas depois de subtrair o contínuo determinado como médias dos fluxos no contínuo adjacente a cada linha. Para cada uma destas “fatias” obtivemos um mapa 2D para o fluxo da linha na velocidade correspondente. O incremento de velocidades é aproximadamente 50 km s^{-1} , mas varia um pouco de galáxia para galáxia de acordo com a resolução espectral dos dados e da razão sinal/ruído da linha. Podemos dizer que a tomografia permite um mapeamento “tridimensional” do gás emissor.

Na Fig. 3.1 representamos esquematicamente a metodologia adotada para obter a tomografia nas linhas de emissão. Nos painéis superiores desta figura mostramos os perfis de uma dada linha de emissão, obtidos para as posições A (esquerda) e B (direita) identificadas no painel inferior esquerdo. Nos painéis inferiores mostramos os mapas de fluxos integrados em *bins* de comprimentos de onda e, conseqüentemente de velocidades, identificados em azul, verde e vermelho nos painéis superiores, para velocidades *blueshifted* centradas em -150 km s^{-1} , velocidade zero e velocidades *redshifted* centradas em 150 km s^{-1} em relação a uma velocidade zero adotada (velocidade sistêmica da galáxia). Os valores do contínuo são obtidos a partir das médias de fluxos em regiões adjacentes ao perfil, conforme identificado na figura. Os fluxos integrados nos *bins* de velocidades identificados pelos retângulos azuis, verdes e vermelhos nos painéis superiores fornecem um pixel para cada posição (A e B) no respectivo mapa 2D para fluxo. Os mapas 2D para o fluxo são o resultado dos fluxos obtidos para todos os pixels espaciais em cada *bin* de velocidade.

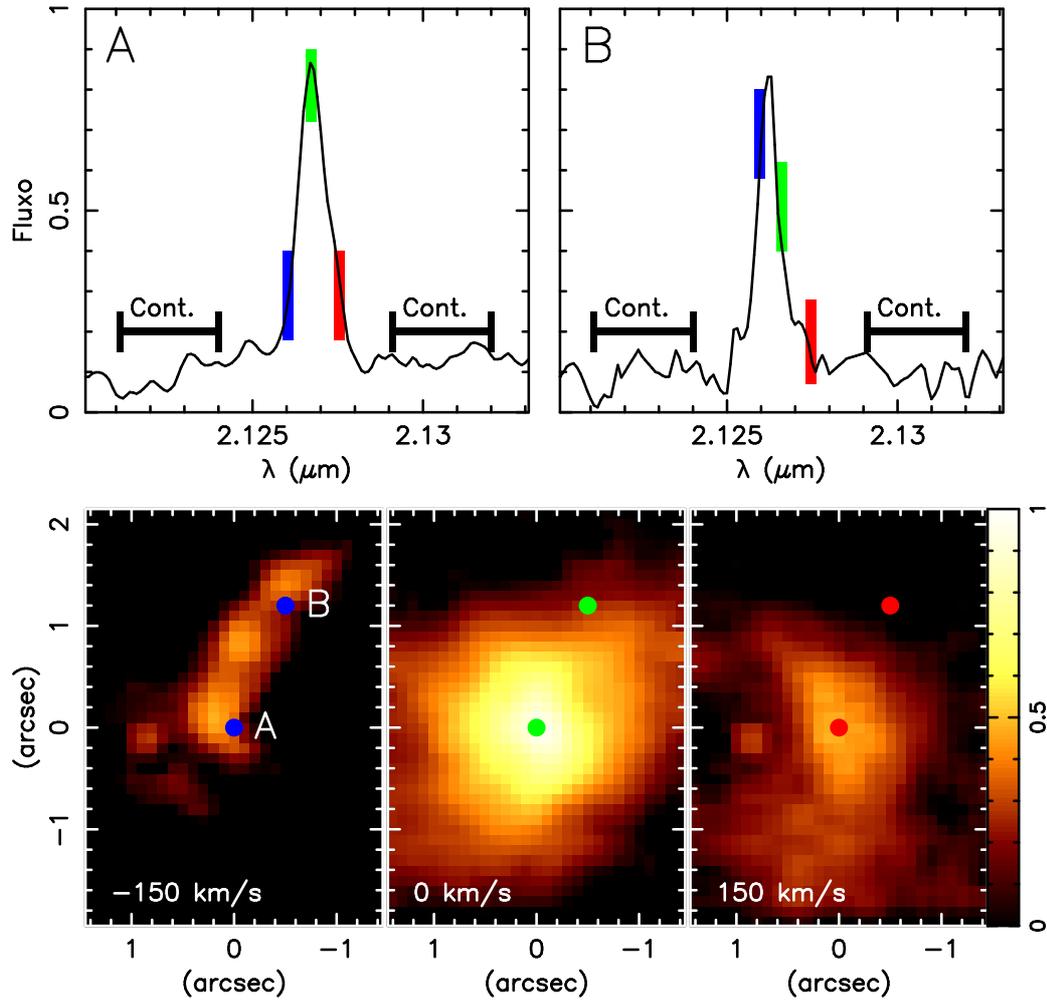


Figura 3.1: Representação esquemática da metodologia adotada para obter a tomografia nas linhas de emissão. A descrição detalhada encontra-se na seção 3.2.

3.3 Determinação de massas

Determinamos as massas do gás emissor das linhas do hidrogênio molecular e atômico a partir de medidas do fluxo nas linhas de emissão observadas. A massa do hidrogênio molecular quente, emissor das linhas no infravermelho próximo, pode ser estimada da seguinte forma:

$$M_{\text{H}_2} = 2m_p N_{\text{H}_2} V_{\text{H}_2},$$

onde m_p é a massa do próton, N_{H_2} é a densidade de hidrogênio molecular e V_{H_2} é o volume da região. Substituindo $N_{\text{H}_2} V_{\text{H}_2}$ pela equação dada em Scoville et al. (1982)

obtemos:

$$M_{\text{H}_2} = \frac{2m_p F_{\text{H}_2\lambda 2,1218} 4\pi d^2}{f_{\nu=1,J=3} A_{\nu=1\rightarrow 0S(1)} h\nu} = 5,0776 \times 10^{13} \left(\frac{F_{\text{H}_2\lambda 2,1218}}{\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)^2, \quad (3.1)$$

onde $F_{\text{H}_2\lambda 2,1218}$ é o fluxo da linha de emissão 1-0S(1) do hidrogênio molecular em 2,1218 μm , d é a distância ao objeto, h é a constante de Planck, ν é a frequência da transição, $A_{\nu=1\rightarrow 0S(1)} = 3,47 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$ é a probabilidade de transição (Turner et al. 1977) e $f_{\nu=1,J=3} = 1,22 \times 10^{-2}$ é a fração do H_2 quente no nível $\nu = 1, J = 3$ calculado assumindo uma temperatura vibracional $T = 2000 \text{ K}$ (Scoville et al. 1982). Nesta equação M_{H_2} é expressa em massas solares.

Para casos em que o intervalo espectral observado não inclui a transição 1-0S(1) pode-se utilizar a linha de emissão 1-0S(0) em 2,2235 μm para estimar a massa de H_2 quente. Para isso temos que calcular a fração de população do nível $\nu = 1, J = 2$ (que origina a transição). A fração de população de um nível qualquer é dada por

$$f_{\nu,J} = C g e^{-E/kT},$$

onde E é a energia do nível superior, k é a constante de Boltzmann, $g = g_s(2J + 1)$ é o peso estatístico, onde $g_s = 1$ para transições com J par e $g_s = 3$ para transições com J ímpar, C é uma constante que está relacionada ao somatório das populações de todos os níveis. Utilizando $f_{\nu=1,J=3} = 1,22 \times 10^{-2}$, $g = 21$, $T = 2000 \text{ K}$ e $E/k = 6956 \text{ K}^*$ obtemos $C = 1,88 \times 10^{-2}$. Agora substituindo C na equação acima com $E/k = 6471 \text{ K}^*$, $g = 5$ (parâmetros para a transição 1-0S(0) em 2,2235 μm), obtemos $f_{\nu=1,J=2} = 3,70 \times 10^{-3}$ e utilizando $A_{\nu=1\rightarrow 0S(0)} = 2,53 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$ (Turner et al. 1977) obtemos uma expressão análoga à equação 3.1 para a transição 1-0S(0), dada por:

$$M_{\text{H}_2} = 2,39624 \times 10^{14} \left(\frac{F_{\text{H}_2\lambda 2,2235}}{\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)^2, \quad (3.2)$$

onde M_{H_2} é expressa em massas solares.

A massa de hidrogênio ionizado pode ser determinada por

$$M_{\text{HII}} = m_p N_e V_{\text{HII}},$$

*Obtido do site de Darren L. DePoy em <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~depo>

onde N_e é a densidade eletrônica, V_{HII} é o volume da região emissora. Substituindo $N_e V_{\text{HII}}$ pela expressão dada em Scoville et al. (1982), obtemos

$$M_{\text{HII}} = 2,88 \times 10^{17} \left(\frac{F_{\text{Br}\gamma}}{\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)^2, \quad (3.3)$$

onde M_{HII} é expressa em massas solares e assume-se uma temperatura eletrônica $T = 10^4 \text{ K}$ e densidade eletrônica $N_e = 100 \text{ cm}^{-3}$.

Estimamos valores para a massa do BNS central (M_{BH}) a partir da dispersão de velocidades das estrelas (σ_*) observada para o bojo das galáxias utilizando a seguinte relação (Tremaine et al. 2002):

$$\log \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right) = \alpha + \beta \log \left(\frac{\sigma_*}{\sigma_0} \right), \quad (3.4)$$

onde $\alpha = 8,13 \pm 0,06$, $\beta = 4,02 \pm 0,32$ e $\sigma_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$. Esta relação foi obtida a partir de uma amostra de 31 galáxias com massas de BNS e dispersão de velocidades das estrelas do bojo bem conhecidas.

3.4 A cinemática estelar

Utilizamos o método pPXF (*penalized Pixel-Fitting*) de Cappellari & Emsellem (2004) para obter a distribuição de velocidades ao longo da linha de visada (LSVD - *Line-of-Sight Velocity Distribution*), utilizando as bandas de absorções estelares do CO presentes nos espectros das galáxias na banda K em $\approx 2,3 \mu\text{m}$. Descrevemos a seguir o método pPXF segundo o trabalho de Cappellari & Emsellem (2004).

Este método adota um modelo para o espectro da galáxia $G_{\text{mod}}(x)$, obtido a partir da convolução do espectro de um template estelar $T(x)$ com a LSVD, e rebina os espectro dos templates e da galáxia para uma escala linear $x = \ln \lambda$, onde λ é o comprimento de onda. Os parâmetros que melhor ajustam a LOSVD são determinados minimizando o χ^2 , que mede a concordância entre o modelo e o espectro observado da galáxia $G(x)$ para o conjunto de N pixels:

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N r_n^2, \quad (3.5)$$

onde os resíduos são definidos como

$$r_n = \frac{G_{\text{mod}}(x_n) - G(x_n)}{\Delta G(x_n)}, \quad (3.6)$$

onde $\Delta G(x_n)$ é o erro em $G(x_n)$.

Matematicamente, o modelo adotado para o espectro da galáxia pode ser escrito como:

$$G_{\text{mod}}(x) = \sum_{k=1}^K w_k [B * T_k](x) + \sum_{l=0}^L b_l P_l(x) \quad w_k \geq 0, \quad (3.7)$$

onde T_k é o template k da biblioteca de templates estelares, $B(x) = L(cx)$ é a função de alargamento, $L(v)$ é a LOSVD, $v = cx$, c é a velocidade da luz e $*$ significa convolução. As funções $P_l(x)$ são polinômios de Legendre de ordem l e reproduzem diferenças em baixas frequências entre os espectros da galáxia e dos templates. Dada a $L(v)$, o melhor ajuste é obtido minimizando os resíduos entre o espectro observado e o modelo através de ajustes por mínimos quadrados não lineares dos pesos $(w_1, \dots, w_k, b_0, \dots, b_L)$.

A LOSVD é escrita em termos das séries de Gauss-Hermite como:

$$L(v) = \frac{e^{-(1/2)y^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left[1 + \sum_{m=3}^M h_m H_m(y) \right], \quad (3.8)$$

onde H_m são os polinômios de Hermite, $y = (v - V)/\sigma$, $v = cx$, V é a velocidade radial, σ é a dispersão de velocidades e h_3, \dots, h_M são momentos de Gauss-Hermite de maiores ordens, que medem os desvios da LOSVD em relação a uma distribuição de velocidades gaussianas. O parâmetro h_3 mede desvios assimétricos (como por ex. asas), enquanto que h_4 mede desvios simétricos (o achatamento) da LOSVD em relação a um perfil gaussiano (van der Marel & Franx 1993). Com estas definições, a minimização do χ^2 na equação 3.5 pode ser obtida a partir de ajustes por mínimos quadrados não lineares dos parâmetros $(V, \sigma, h_3, \dots, h_M)$.

O algoritmo, que foi escrito em IDL (*Interactive Data Language*), permite o uso de vários templates estelares ao mesmo tempo e varia o peso da contribuição de diferentes templates (através dos parâmetros w_k da equação 3.7) para obter o melhor ajuste e, assim minimizar o problema de incompatibilidade entre os templates e o espectro da galáxia. Contudo, o uso do pPXF requer o uso de templates que representem a população estelar da galáxia.

3.4.1 A biblioteca de templates

O fato de inexistirem na literatura bibliotecas de espectros de estrelas de tipos espectrais tardios, com resoluções e intervalos espectrais semelhantes aos dos espectros das galáxias deste trabalho, nos motivou a fazer observações de uma biblioteca de estrelas[†] utilizando a IFU do instrumento GNIRS em um projeto liderado pela Dr^a Cláudia Winge do Observatório Gemini. Os espectros desta biblioteca podem ser utilizados como templates estelares nos ajustes da cinemática estelar de espectros de galáxias tanto para galáxias observadas com a IFU do GNIRS, quanto para galáxias observadas com o NIFS, pois as resoluções espectrais dos dois instrumentos são semelhantes. A seguir, descrevemos algumas características desta biblioteca.

As estrelas de tipos espectrais tardios da biblioteca foram observadas com a IFU do GNIRS utilizando a rede 111 linhas/mm na banda K . A biblioteca é composta por 29 estrelas, que incluem tipos espectrais desde F7 até M3, observadas no intervalo espectral de 2,24 a 2,42 μm . Destas estrelas, 23 também foram observadas em uma configuração que estende a cobertura espectral para comprimentos de onda menores que 2,15 μm . A razão sinal/ruído, medida em uma região de contínuo próximo da primeira banda do CO, é maior do que 50 para a maioria das estrelas e a resolução espectral é $\approx 3,3 \text{ \AA}$, muito próxima da resolução espectral das galáxias observadas para este estudo, e assim não é necessário fazer nenhuma correção na resolução dos templates. Além destas estrelas, também foram observadas três estrelas com o NIFS, cujos espectros também foram incluídos como templates. Na tabela 3.1, apresentamos as estrelas, seus tipos espectrais e as larguras equivalentes (EWs) para as bandas CO(2,0) $\lambda 2,2935 \mu\text{m}$ e CO(3,1) $\lambda 2,3227 \mu\text{m}$. As medidas das EWs foram feitas utilizando o programa PACCE de Vale et al. (2008). Observamos que a amostra apresenta $EW_{CO\lambda 2.29}$ de ≈ 2 a 16 \AA para janelas de integração de 2,2930–2,3015 μm e contínuos adjacentes definidos como médias de fluxos em janelas de 20 \AA . As diferenças entre as larguras equivalentes entre uma estrela e outra também são observadas na Fig. 3.2, onde mostramos as duas primeiras bandas do CO para os espectros de cinco estrelas.

Com o objetivo de investigar a influência dos templates estelares nos valores obtidos para a dispersão de velocidades, além de utilizar vários templates simultaneamente, ajustamos também a cinemática estelar utilizando estrelas individuais como templates. Observamos que as estruturas em grande escala nos mapas de dispersão de velocidades não variam, mas os valores médios de σ_* variam – templates com EWs

[†]A biblioteca está disponível em <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/nir/index.html>

Tabela 3.1: A biblioteca de templates estelares. Os limites de integração foram 2,2930–2,3015 μm para a banda $^{12}\text{CO}(2,0)$ (em 2,2935 μm) e 2,3215–2,3330 μm para a banda $^{12}\text{CO}(3,1)$ (em 2,3227 μm) e os contínuos foram definidos como médias em janelas de 20 Å para ambos os lados de cada banda.

Estrela	Tipo espectral	$\text{EW}_{\text{CO}\lambda 2.29}$ (Å)	$\text{EW}_{\text{CO}\lambda 2.32}$ (Å)
HD 20038	F7 IIIw	4,5	4,7
HD 209750	G2 Ib	2,8	4,3
HD 6461	G3 v	2,9	4,0
HD 173764	G4 IIa	7,8	9,2
HD 36079	G5 II	2,4	2,7
HD 1737	G5 III	6,1	7,1
HD 213789	G6 III	5,2	5,9
HD 212320	G6 III	5,4	6,1
HD 213009	G7 III	7,1	7,4
HD 35369	G8 III	5,8	6,2
HD 107467 ^(a)	G8 III	6,1	5,5
HD 64606	G8 v	1,6	2,7
HD 224533	G9 III	4,8	6,1
HD 4188	K0 III	6,7	7,1
HD 206067	K0 III	7,6	7,7
HIP 58679 ^(a)	K0 III	5,5	6,0
HD 34642	K0 IV	7,0	6,0
HD 198700	K1 II	11,1	12,2
HD 218594	K1 III	9,1	9,2
HD 26965	K1 III	3,2	4,4
HD 39425	K2 III	9,6	8,7
HD 38392	K2 v	3,8	4,1
HD 4730	K3 III	11,4	11,3
HD 191408	K3 v	2,8	3,4
HD 9138	K4 III	13,2	12,5
HD 720	K5 III	11,4	11,9
HD 9655 ^(a)	K5 III	15,0	14,6
HD 32440	K6 III	12,5	13,3
HD 63425B	K7 III	16,0	16,1
HD 113538	K8 v	7,3	7,2
HD 2490	M0 III	15,0	15,1
HD 112300	M3 III	15,6	14,7

(a) Estrelas observadas com o NIFS.

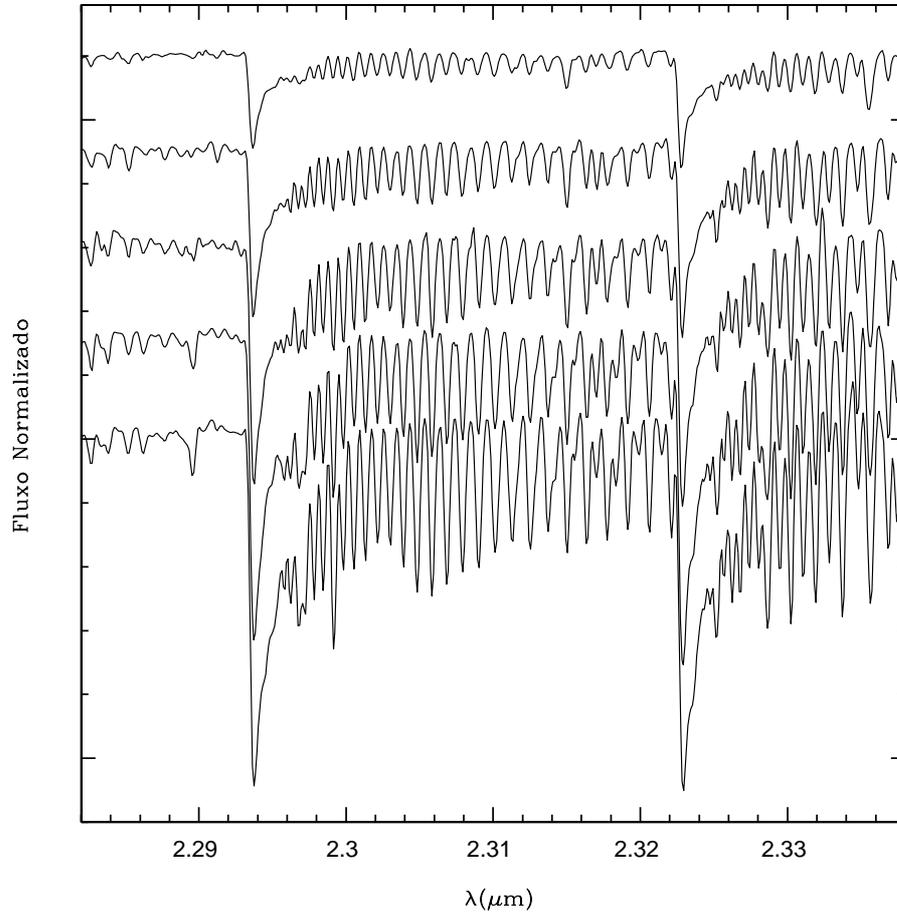


Figura 3.2: Espectros de templates estelares mostrando as diferentes larguras equivalentes das bandas de absorção do CO em 2,2935 e 2,3227 μm . As EWs crescem dos espectros do topo para a base.

maiores resultam em menores valores de σ_* para a galáxia. Este resultado evidencia a importância de se usar uma biblioteca, contendo estrelas de vários tipos espectrais, para obter medidas robustas da dispersão de velocidades estelar.

3.4.2 O modelo de rotação

Os mapas de velocidades estelares para a região circumnuclear das galáxias estudadas neste trabalho são dominados por rotação (ver os próximos capítulos) e por este motivo adotamos um modelo analítico simples para descrever o campo de velocidades, com o objetivo de obter parâmetros físicos como a velocidade sistêmica, orientação

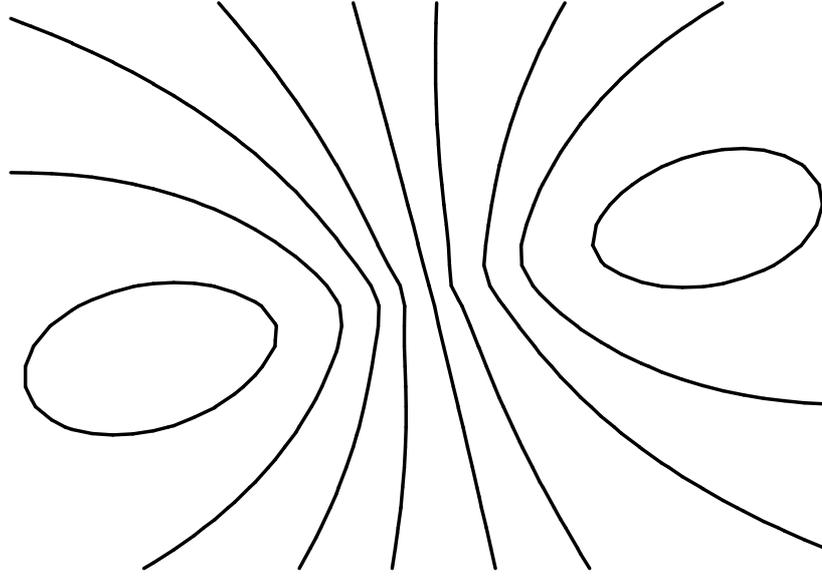


Figura 3.3: Curvas de isovelocidades produzidas pelo modelo de Plummer com valores arbitrários para os parâmetros.

da linha dos nodos, massa do bojo e a posição do centro cinemático, bem como isolar componentes que diferem da rotação para a cinemática do gás. Neste modelo assumimos que as estrelas seguem órbitas circulares planas em um potencial gravitacional de Plummer, dado por (Binney & Tremaine 1988):

$$\Phi = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + a^2}}, \quad (3.9)$$

onde a é um comprimento de escala, r é a distância radial no plano da galáxia, M é a massa contida dentro do raio r e G é a constante gravitacional de Newton. A velocidade circular das estrelas sujeitas a este potencial é dada por:

$$v_c^2 = r \frac{d\Phi}{dr} = \frac{r^2 G M}{\sqrt{r^2 + a^2}}. \quad (3.10)$$

Definindo as coordenadas do centro cinemático do sistema como (X_0, Y_0) e assumindo que as estrelas têm órbitas contidas no plano (i, Ψ_0) , onde i é a inclinação do disco em relação ao plano do céu ($i = 0$ para a galáxia vista de frente e $i = 90^\circ$ para a galáxia vista de perfil) e Ψ_0 é o ângulo de posição da linha dos nodos, a velocidade radial na posição (R, Ψ) , onde R é a distância radial ao núcleo projetada no plano do céu com o correspondente ângulo de posição Ψ [medido de N (0°) para E (90°)], é

dada por (Barbosa et al. 2006):

$$V_r = V_s + \sqrt{\frac{R^2 GM}{(R^2 + A^2)^{3/2}}} \frac{\text{sen}(i)\cos(\Psi - \Psi_0)}{\left(\cos^2(\Psi - \Psi_0) + \frac{\text{sen}^2(\Psi - \Psi_0)}{\cos^2(i)}\right)^{3/4}} \quad (3.11)$$

onde V_s é a velocidade sistêmica e as relações entre r e R e entre a e A são: $r = \alpha R$ e $a = \alpha A$, onde:

$$\alpha = \sqrt{\cos^2(\Psi - \Psi_0) + \frac{\text{sen}^2(\Psi - \Psi_0)}{\cos^2(i)}}. \quad (3.12)$$

O modelo adotado gera curvas de isovelocidades que constituem o chamado “diagrama aranha” que é ilustrado na Fig. 3.3. A equação 3.11 possui seis parâmetros livres, incluindo a posição do centro cinemático, que podem ser determinados pelo ajuste do modelo ao campo de velocidades observado. Os ajustes foram feitos utilizando um algoritmo de ajustes por mínimos quadrados não linear (Levenberg-Marquardt), no qual são dadas estimativas iniciais para os parâmetros livres. A inclinação do disco está acoplada a M pois $V_r^2 \propto M \text{sen}(i)$ e, quando ambos os parâmetros forem mantidos livres, os valores fornecidos pelo ajuste apresentam esta degenerescência.

Capítulo 4

Resultados: A galáxia ESO 428-G14*

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para ESO 428-G14 a partir das observações nas bandas J e K com a IFU do GNIRS. Realizamos medidas das linhas de emissão $[\text{Fe II}] \lambda 1, 2570 \mu\text{m}$, $\text{Pa}\beta \lambda 1, 2822 \mu\text{m}$, $\text{H}_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ e $\text{Br}\gamma \lambda 2, 1661 \mu\text{m}$ e apresentamos mapas 2D para suas distribuições de fluxos, razões de linhas, velocidades radiais e dispersão de velocidades. Apresentamos também a tomografia nestas linhas de emissão.

Na Fig. 4.1 apresentamos uma imagem em grande escala de ESO 428-G14 no ótico (banda R) obtida com o telescópio de 1 m do ESO (*European Southern Observatory*) com amostragem espacial de $1''.4/\text{pixel}$ (Lauberts & Valentijn 1989). Na figura, aplicamos uma rotação à imagem para ficar com a mesma orientação das observações obtidas com a IFU do GNIRS e a orientação espacial está mostrada. No painel superior direito mostramos o mapa de fluxo para a linha do H_2 e nos painéis inferiores apresentamos os espectros obtidos para uma abertura de $0''.15 \times 0''.15$ nas posições identificadas no mapa de fluxo do H_2 , onde N é a posição do núcleo, definido como o pico da emissão contínua, A é a posição a $1''.5$ SE do núcleo, onde o jato rádio apresenta uma curvatura e B é a posição a $0''.75$ NW do núcleo, aproximadamente coincidente com um *hot spot* observado em rádio. Nos espectros correspondentes à posição A identificamos as linhas de emissão.

*Resultados publicados em Riffel et al. (2006b)

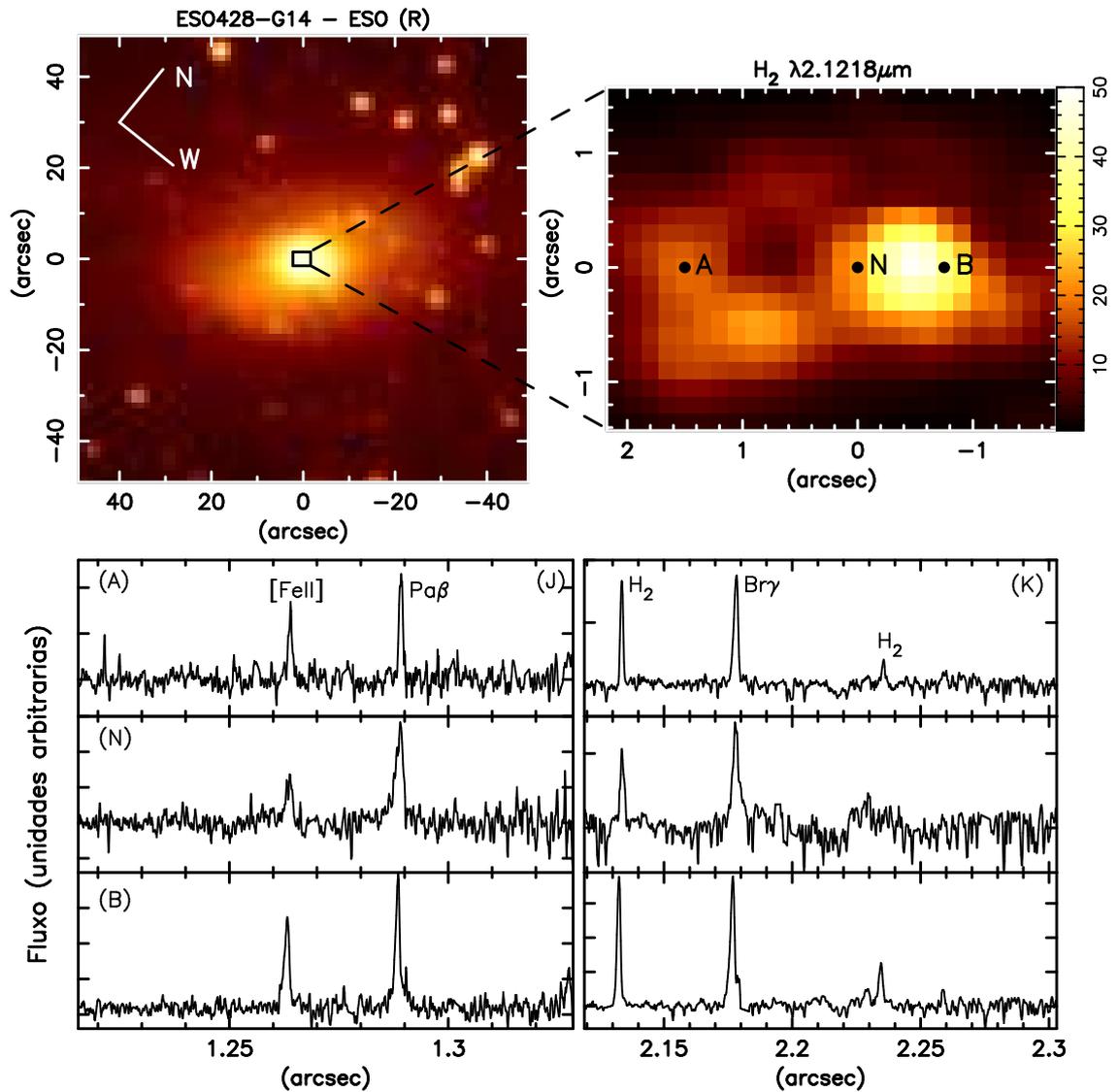


Figura 4.1: Acima: Esquerda - Imagem em grande escala no ótico de ESO 428-G14 onde o retângulo central indica o campo observado com a IFU do GNIRS; Direita - Mapa de fluxo para a emissão do H₂ em 2,1218 μm obtido a partir de dados da IFU do GNIRS. Abaixo: Espectros obtidos para uma abertura de 0".15×0".15 nas posições N, A e B indicadas no mapa de fluxo do H₂.

4.1 As distribuições de fluxos

Na Fig. 4.2 apresentamos mapas 2D obtidos para as medidas dos fluxos do contínuo e das linhas de emissão, em unidades de $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, com incertezas médias de 4, 5, 12, 15 e 17% para o contínuo, $\text{H}_2\lambda 2,1218 \mu\text{m}$, $\text{Br}\gamma \lambda 2,1661 \mu\text{m}$, $\text{Pa}\beta \lambda 1,2822 \mu\text{m}$ e $[\text{Fe II}]\lambda 1,2570 \mu\text{m}$, respectivamente. Na mesma figura também apresentamos as razões $\text{H}_2/\text{Br}\gamma$, $\text{Br}\gamma/\text{Pa}\beta$ e $[\text{Fe II}]/\text{Pa}\beta$. O núcleo nestes mapas é definido como o pico da emissão do contínuo. A fim de investigar a relação entre a emissão rádio e das linhas de emissão, sobreposemos contornos da emissão rádio em 2 cm de Falcke et al. (1998) aos mapas de fluxo de $\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]$, bem como aos mapas de razão de linhas $\text{H}_2/\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]/\text{Pa}\beta$.

Foi possível medir a linha do H_2 em quase todo o campo da IFU, enquanto que para as outras linhas a razão sinal/ruído no topo e na base do campo da IFU não foi suficiente para fazer medidas. A distribuição de fluxos para todas as linhas de emissão é mais estendida ao longo do $\text{PA} = 129^\circ$, que é a orientação do jato rádio e do eixo maior da galáxia. Os mapas de fluxo apresentam estruturas bipolares estendidas para os dois lados do núcleo, em boa concordância com imagens na linha de emissão $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ e no contínuo rádio de Falcke et al. (1998). Os contornos da emissão rádio, sobrepostos aos mapas de fluxos para $\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]$, mostram uma boa correspondência entre as estruturas rádio e as dos mapas das linhas de emissão: o máximo da intensidade das linhas é observado para o NW e aproximadamente coincide com o pico da emissão rádio; a distribuição da emissão nas linhas para o SE curva-se na direção NE, o que também é observado no mapa rádio. Entretanto, uma observação mais cuidadosa revela que o pico de emissão das linhas está, na verdade, um pouco deslocado em relação ao máximo da emissão rádio: o pico das linhas ocorre em $0''.6 \text{ NW}$, enquanto o pico da emissão rádio ocorre a $0''.8 \text{ NW}$ do núcleo.

Uma comparação entre os mapas nas linhas do HI com o mapa na linha do $[\text{Fe II}]$ mostra que o segundo tem a emissão mais intensa deslocada para NW em relação à do HI, traçando a estrutura do *hot spot* rádio, o qual curva-se para oeste. No caso do mapa de emissão do H_2 , além da estrutura bipolar observada, também observa-se uma componente adicional, com intensidades mais baixas, distribuída por todo o campo da IFU.

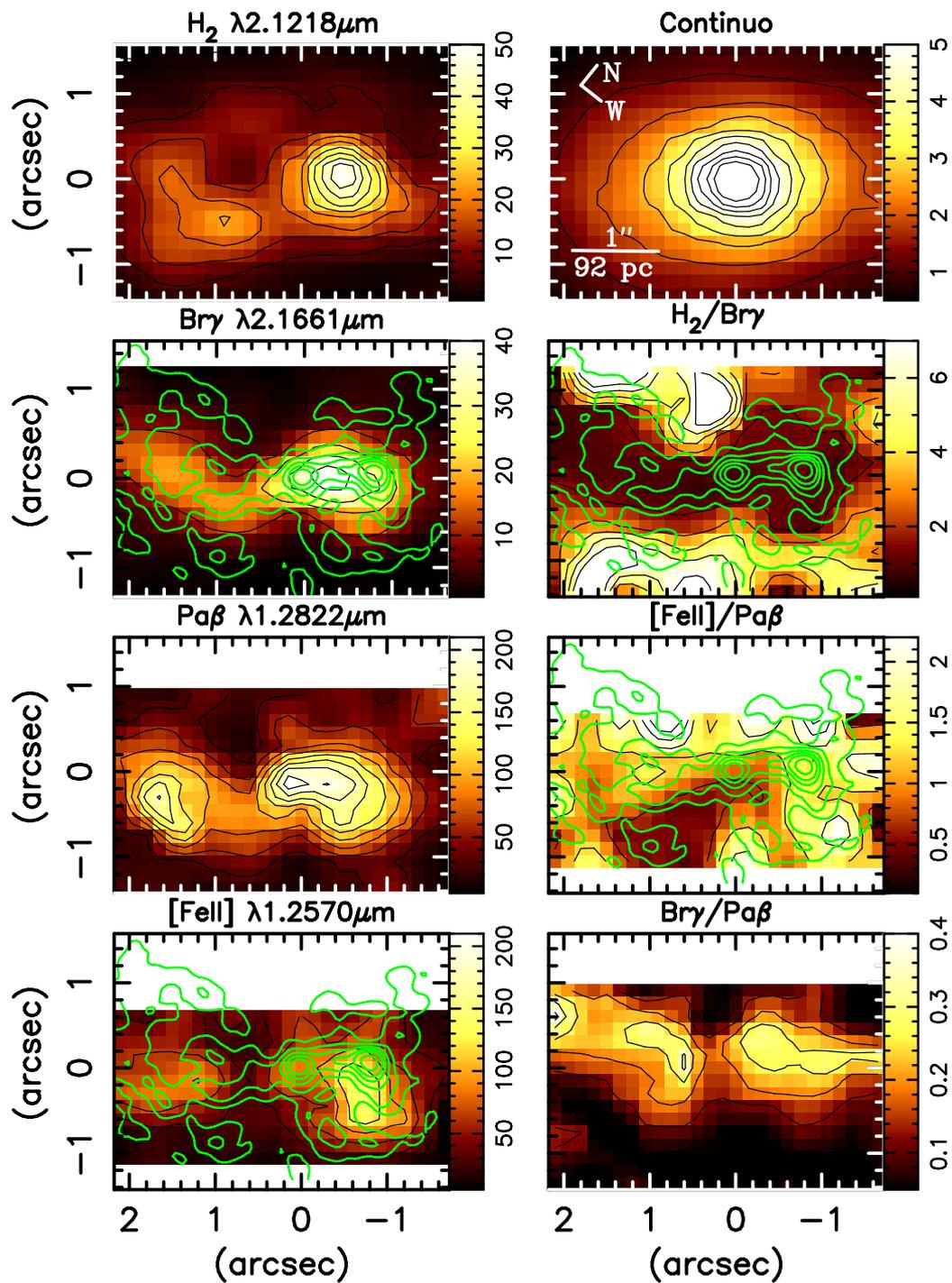


Figura 4.2: Os painéis da esquerda mostram, de cima para baixo, os mapas de fluxos para as linhas de emissão $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$, $Br\gamma$, $Pa\beta$ e $[Fe II] \lambda 1, 2570 \mu\text{m}$, em unidades de $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, com incertezas médias de 5, 12, 15 and 17%, respectivamente. Os painéis da direita mostram, de cima para baixo, a imagem reconstruída para o contínuo em $2,12 \mu\text{m}$ e as razões de linhas $H_2 \lambda 2, 1218/Br\gamma$, $Br\gamma/Pa\beta$ e $[Fe II] \lambda 1, 2570/Pa\beta$. Os contornos sobrepostos aos mapas de $Br\gamma$, $[Fe II]$, $H_2/Br\gamma$ e $[Fe II]/Pa\beta$ correspondem à emissão rádio em 2 cm de Falcke et al. (1998). A orientação e escala espacial são as mesmas para todas as figuras.

4.2 Razões de linhas

A fim de investigar os mecanismos de excitação do H_2 e $[Fe II]$, construímos os mapas para as razões $[Fe II]/Pa\beta$ e $H_2/Br\gamma$ mostrados na Fig. 4.2. Ao longo da estrutura rádio, a razão $H_2/Br\gamma$ se mantém aproximadamente constante, com o valor de $1,0 \pm 0,1$. Fora da região de emissão rádio, a razão $H_2/Br\gamma$ aumenta, alcançando valores de $\approx 7,2 \pm 0,9$ a $1''.2$ do núcleo na direção perpendicular ao eixo rádio. A razão $[Fe II]/Pa\beta$ é $0,9 \pm 0,3$ no núcleo e aumenta para $\geq 1,5$ nas bordas da estrutura rádio, exceto a sul do núcleo, onde apresenta o menor valor ($0,5 \pm 0,2$). Inspeccionando os mapas de fluxos, podemos observar que esta região apresenta intensidades baixas tanto para a emissão do $[Fe II]$, quanto para emissão rádio.

Na Fig. 4.3 apresentamos o mapa de cor $J-K$ obtido com o instrumento OSIRIS (*Ohio State Infrared Imager/Spectrometer*) no telescópio Blanco do CTIO (*Cerro Tololo Inter-American Observatory*). Observa-se um gradiente nos valores que variam de $J-K=0,95$ para SW até $J-K=1,34$ para NE sugerindo que o lado NE encontra-se avermelhado. Construímos então um mapa para a razão $Br\gamma/Pa\beta$, o qual podemos utilizar como um indicador de avermelhamento. De fato, os menores valores são observados para SW (parte inferior do campo da IFU), enquanto que os maiores valores são observados para NE (parte superior do campo da IFU), com a transição ocorrendo aproximadamente na altura do eixo maior da galáxia. Este comportamento sugere que linhas de emissão e contínuo estão sujeitos à mesma extinção, com o lado NE mais avermelhado do que o lado SW, o que leva a concluir que o lado NE é o lado próximo da galáxia.

4.3 A cinemática do gás

Apresentamos os campos de velocidades radiais para o gás emissor das linhas observadas na Fig. 4.4. As incertezas médias nas medidas das velocidades radiais são 5, 8, 12 e 15 km s^{-1} para o $H_2 \lambda 2,1218 \mu\text{m}$, $Br\gamma \lambda 2,1661 \mu\text{m}$, $Pa\beta \lambda 1,2822 \mu\text{m}$ e $[Fe II] \lambda 1,2570 \mu\text{m}$, respectivamente. Nestes mapas subtraímos a velocidade sistêmica heliocêntrica ($V_s = 1685 \text{ km s}^{-1}$), definida como a velocidade observada para o H_2 em uma abertura de $0''.45 \times 0''.45$ na posição correspondente ao núcleo.

Um padrão de rotação está presente nos quatro mapas, contudo em todos os casos observa-se claramente outras componentes cinemáticas importantes, evidenciadas pelos grandes desvios em relação à rotação pura. Tentamos ajustar o campo

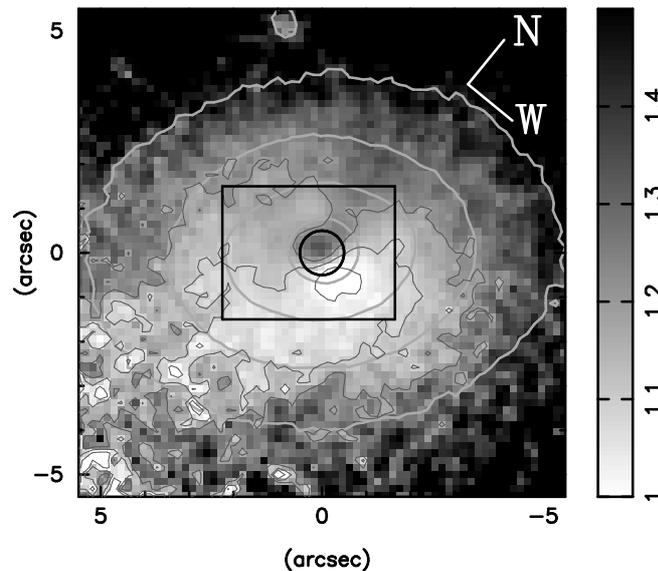


Figura 4.3: Mapa de cor $J - K$ (escala cinzenta e contornos finos). As linhas espessas representam contornos da emissão contínua da banda J , o círculo representa a região afetada pelo *seeing* e o retângulo marca o campo da IFU. As observações nas bandas J e K foram realizadas com o instrumento OSIRIS no telescópio Blanco.

de velocidades utilizando o modelo cinemático descrito no capítulo anterior, porém não obtivemos bons ajustes. Os resíduos entre as velocidades observadas e modeladas atingem valores maiores do que 50 km s^{-1} , evidenciando a importância de outras componentes cinemáticas. Os contornos da emissão rádio foram sobrepostos aos mapas de velocidade radial do $\text{Br}\gamma$ e do $[\text{Fe II}]$, os quais evidenciam a forte influência do jato rádio na cinemática do gás. Em particular, a posição do *hot spot* a NW do núcleo corresponde a regiões onde ocorrem os maiores *blueshifts* observados no gás, havendo também alguma correspondência entre a emissão rádio e os *redshifts* observados para SE, principalmente para os mapas de velocidades das linhas do H I e do $[\text{Fe II}]$.

A partir das medidas da FWHM das linhas obtivemos os valores da dispersão de velocidades e os mapas correspondentes para cada linha de emissão são mostrados nos painéis da direita da Fig. 4.4. As incertezas médias nos valores de σ são 7, 9, 14 e 17 km s^{-1} para H_2 , $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ e $[\text{Fe II}]$, respectivamente. Os contornos da emissão rádio foram sobrepostos aos mapas de σ para $\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]$. Podemos observar que as regiões com maiores valores de σ estão um pouco deslocadas em relação às regiões de maior emissão rádio: por exemplo, os maiores valores de σ são observados entre o núcleo e o *hot spot* rádio no mapa para $\text{Br}\gamma$. Similarmente, no mapa de σ para o $[\text{Fe II}]$

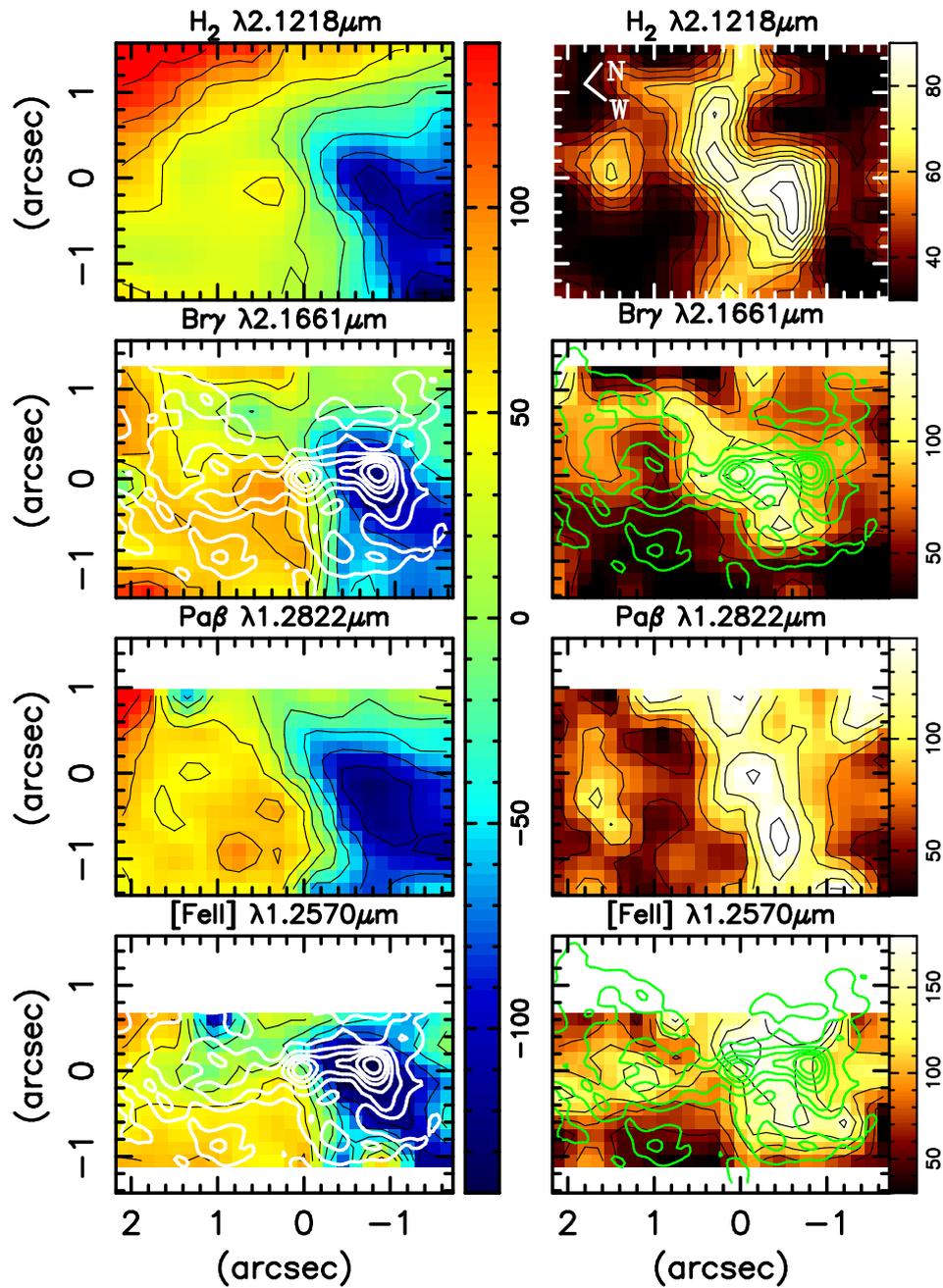


Figura 4.4: Os painéis da esquerda mostram, de cima para baixo, os campos de velocidades radiais para o H_2 , $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ e $[\text{Fe II}]$. As incertezas médias nas medidas das velocidades são 5, 8, 12 e 15 km s^{-1} para H_2 , $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ e $[\text{Fe II}]$, respectivamente. Os painéis da direita mostram os mapas de dispersão de velocidades para cada linha de emissão com incertezas médias de 7, 9, 14 e 17 km s^{-1} para H_2 , $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ e $[\text{Fe II}]$, respectivamente. As linhas pretas finas nos mapas de H_2 e $\text{Pa}\beta$ são contornos de isovelocidades, enquanto que as linhas espessas nos mapas de $\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]$ são contornos da imagem rádio. A orientação e escala espacial são as mesmas da Fig. 4.2.

os maiores valores de σ circundam os nós de emissão rádio, ao invés de coincidirem com eles.

Uma comparação entre os mapas de dispersão de velocidades das diferentes linhas, mostra que os valores de σ para o H_2 são menores do que os valores para as linhas do HI que por sua vez são menores do que os valores para o [Fe II], indicando que o gás emissor destas duas linhas está sucessivamente mais perturbado.

4.4 Tomografia nas linhas de emissão

Nas Figs. 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 apresentamos a tomografia no gás emissor das linhas $H_2 \lambda 2$, $1218 \mu\text{m}$, $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ e [Fe II] $\lambda 1.2570 \mu\text{m}$, respectivamente. Como explicado na seção 3.2, integramos os fluxos das linhas em fatias ou cortes ao longo do seu perfil de emissão, sendo que cada fatia corresponde a dois pixels espectrais adjacentes, resultando num incremento de velocidade de $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$ entre um painel e outro. A velocidade zero foi definida como sendo a velocidade medida para o H_2 em uma abertura de $0''.45 \times 0''.45$ na posição nuclear.

As distribuições de velocidades são diferentes para as diferentes linhas de emissão. Para o HI, à medida que os cortes traçam o gás de velocidades variando desde negativas (*blueshifts*) até positivas (*redshifts*), o pico em fluxo move-se de NW para SE, aproximadamente seguindo o caminho traçado pela emissão rádio. Os *blueshifts* observados em HI chegam a $\approx -330 \text{ km s}^{-1}$, aproximadamente na posição do *hot spot* rádio, entre $0''.6$ NW e $0''.8$ NW do núcleo. Alguns *blueshifts* também são observados para o SE seguindo a estrutura rádio, a qual curva-se para leste (para cima nas figuras). Os *redshifts* são principalmente observados no núcleo, onde atingem $\approx 230 \text{ km s}^{-1}$ e para SE onde atingem valores menores, $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$ entre $1-2''$ SE. A emissão do gás em regiões onde observa-se os *redshifts* a SE também segue a estrutura rádio. Portanto, para SE, observamos ambos *blueshifts* e *redshifts* seguindo a estrutura rádio. Para o H_2 , o comportamento é semelhante ao observado para o HI, porém há uma componente adicional que se estende além da estrutura rádio. Os maiores *blueshifts*, acima de $\approx -350 \text{ km s}^{-1}$, são observados para o gás emissor do [Fe II], o qual mostra uma estrutura mais bipolar do que as outras linhas de emissão.

Em resumo, podemos dizer que o campo de velocidades do [Fe II] apresenta predominantemente uma estrutura bipolar, a qual também é observada para o gás emissor de H_2 e HI nas maiores velocidades. Para velocidades entre -100 e 100 km s^{-1} , a estrutura do HI é melhor descrita como linear, com ambos *blueshifts* e *redshifts*

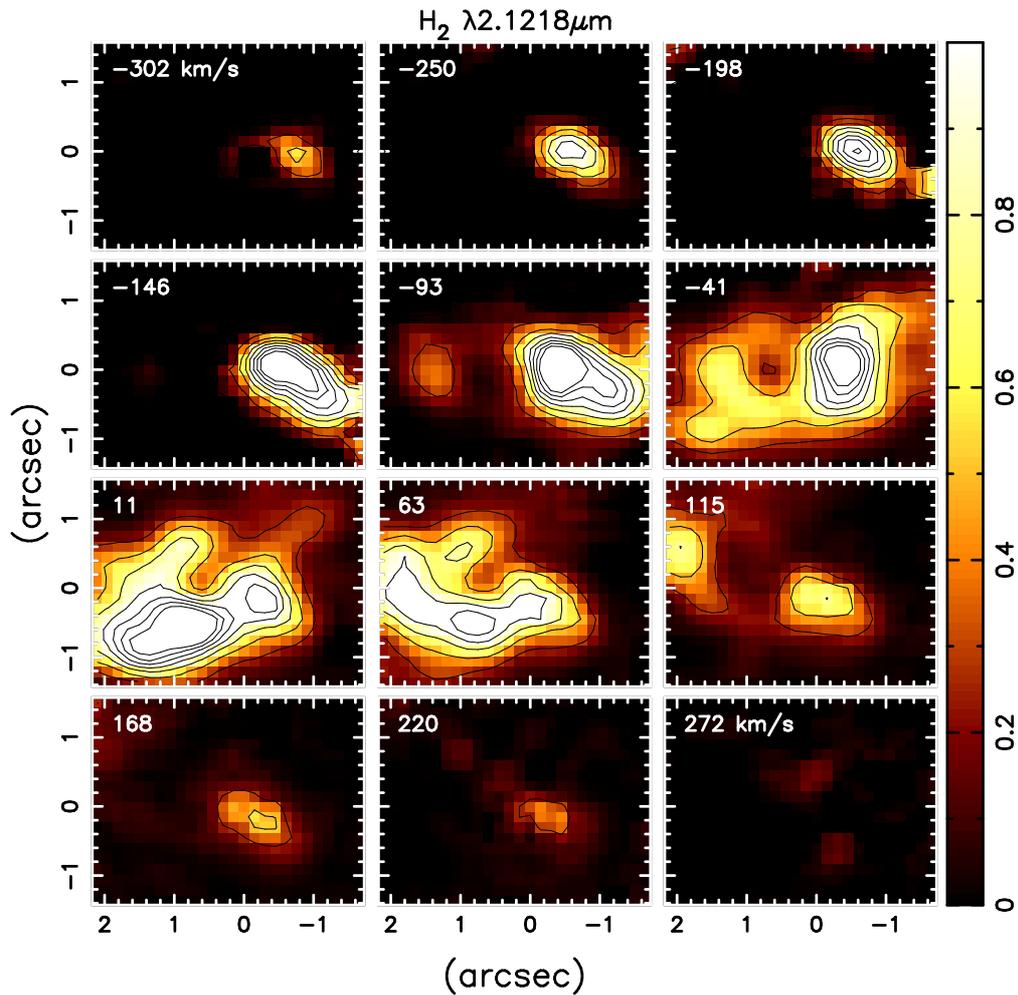


Figura 4.5: Fluxos integrados em fatias de velocidade ao longo do perfil do H_2 com um incremento de $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$ entre um painel e outro. A orientação e escala espacial são as mesmas da Fig. 4.2.

observados nos dois lados do núcleo. No caso do H_2 , para velocidades baixas, a emissão, em baixos níveis de intensidades, se espalha sobre todo o campo da IFU.

4.5 Discussão

4.5.1 A cinemática do gás

Mesmo que todos os campos de velocidades apresentem evidências de um padrão de rotação, o lado em que as velocidades do gás estão desviadas para o azul mostra um gradiente mais abrupto, indo da velocidade sistêmica no centro para -120 km s^{-1} na

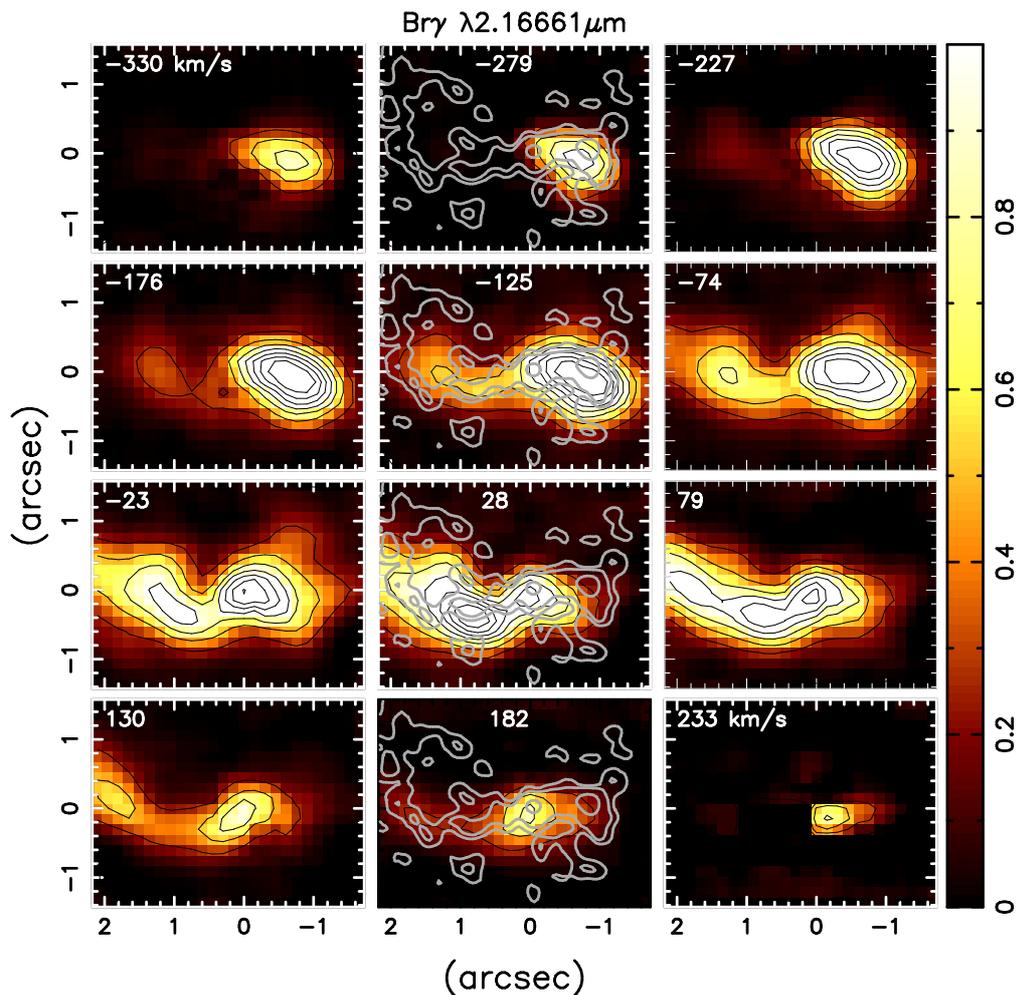


Figura 4.6: Idem a 4.5 para o perfil de $\text{Br}\gamma$. Os contornos sobrepostos aos painéis da coluna central são da emissão rádio.

posição a apenas $0''.6$ NW (55 pc), enquanto que *redshifts* equivalentes são encontrados quase na borda do campo da IFU (210 pc a SE do núcleo). No painel superior da Fig. 4.9, apresentamos cortes unidimensionais nos mapas 2D da velocidade radial ao longo do jato rádio para as linhas de emissão do H_2 , $\text{Br}\gamma$ e $[\text{Fe II}]$, na qual podemos ver claramente este comportamento.

Comparando os mapas de intensidades de linhas (Fig. 4.2) com os campos de velocidades radiais (Fig. 4.4), verificamos que os maiores *blueshifts* coincidem aproximadamente com o pico em intensidade, sugerindo que o aumento em fluxo é produzido por compressão devido ao jato rádio para NW (Falcke et al. 1998), o qual deve estar parcialmente orientado na nossa direção para dar conta do *blueshift* observado. Uma análise mais detalhada da correspondência entre os fluxos e velocidades (porém

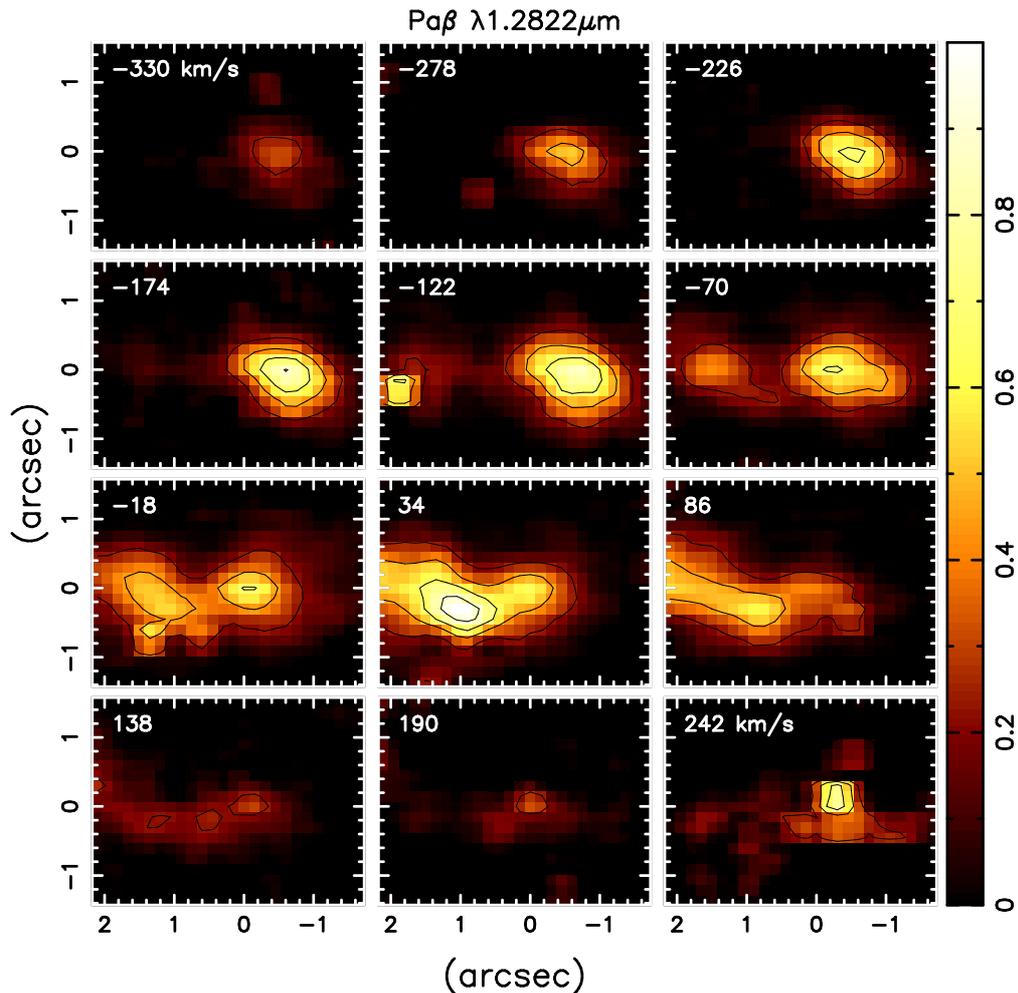


Figura 4.7: Idem a 4.5 para o perfil de $\text{Pa}\beta$.

somente ao longo de um eixo) pode ser feita usando os cortes unidimensionais mostrados na Fig. 4.9 através da comparação entre os painéis superior e central. Nesta comparação podemos observar que o fluxo de $[\text{Fe II}]$ apresenta um pico na localização de maior *blueshift*, entre $0''.6$ e $0''.8$ NW do núcleo, um pico menor no núcleo e outro a $1''.2$ SE do núcleo, na posição coincidente com um “*blueshift* residual” - um decréscimo no *redshift* observado à SE no painel superior da Fig. 4.9. Os fluxos de H_2 e $\text{Br}\gamma$ também apresentam um pico a $\approx 0''.4$ NW, um pouco mais próximo do núcleo do que as posições correspondentes aos maiores *blueshifts* derivados nestas linhas. Entre 1 e $2''$ SE do núcleo, aproximadamente na região de *blueshifts* residuais, também é observado um pico em fluxo para estas linhas. Relações semelhantes entre as emissões rádio e ótica foram observadas por Falcke et al. (1998) na comparação entre imagens nas linhas de emissão $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ e $[\text{N II}]+\text{H}\alpha$ e imagens rádio de ESO 428-G14:

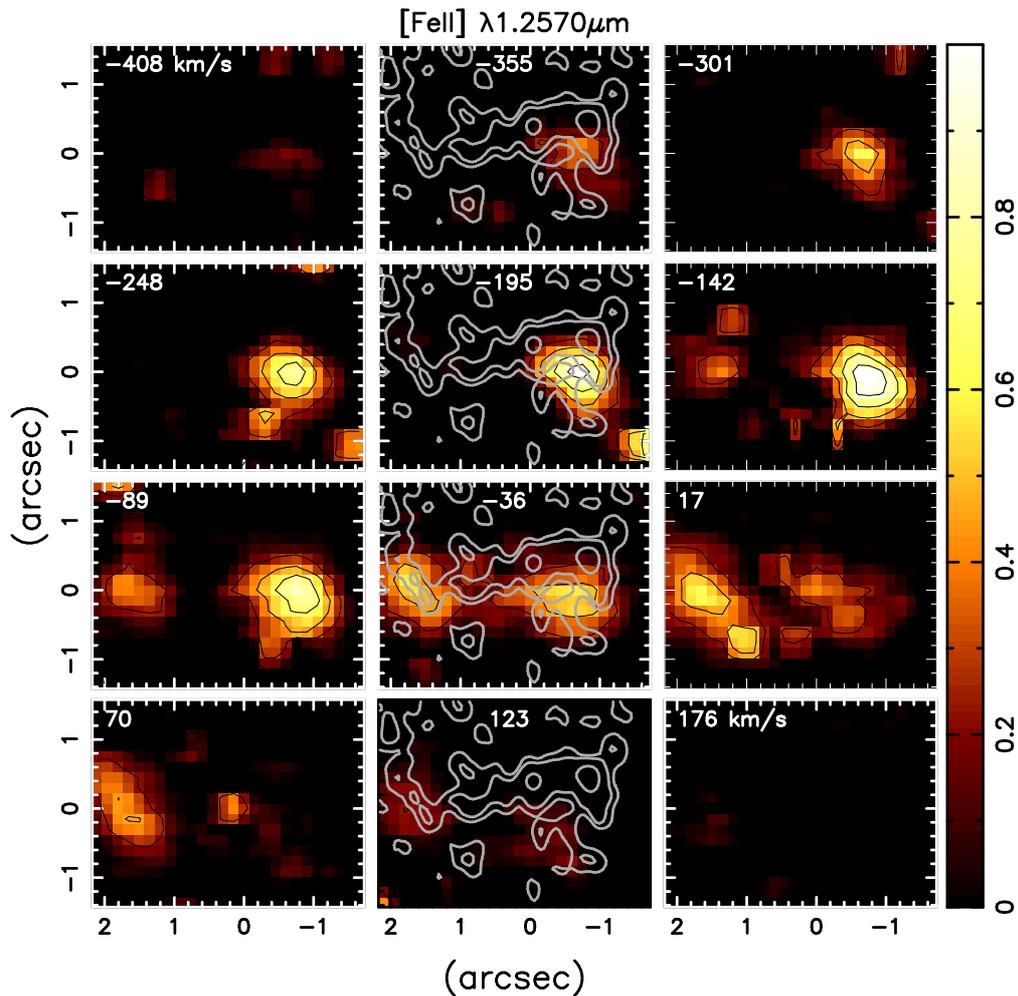


Figura 4.8: Idem a 4.5 para o perfil do $[\text{Fe II}]$. Os contornos sobrepostos aos painéis da coluna central são da emissão rádio.

eles encontraram que os fluxos das linhas de emissão tornam-se mais intensos em nós e filamentos que delineiam casulos circundando o jato rádio.

A boa correspondência entre as estruturas nas linhas de emissão e as do mapa rádio também pode ser observada nos cortes em velocidades mostrados nas Figs. 4.5–4.8 indicando que o jato tem influência em todo o gás emissor. Entretanto, as cinemáticas distintas observadas nas diferentes linhas de emissão sugerem uma contribuição variável do jato rádio para a emissão de cada linha. A cinemática do $[\text{Fe II}]$ é dominada por duas estruturas de *outflows* nas extremidades do jato rádio; a cinemática do H I tem contribuição de todas as regiões emissoras ao longo do jato rádio; e a linha do H_2 apresenta uma estrutura menos bipolar, mais parecida com um padrão de rotação. Nós interpretamos estas diferenças como sendo devidas a uma maior contribuição da

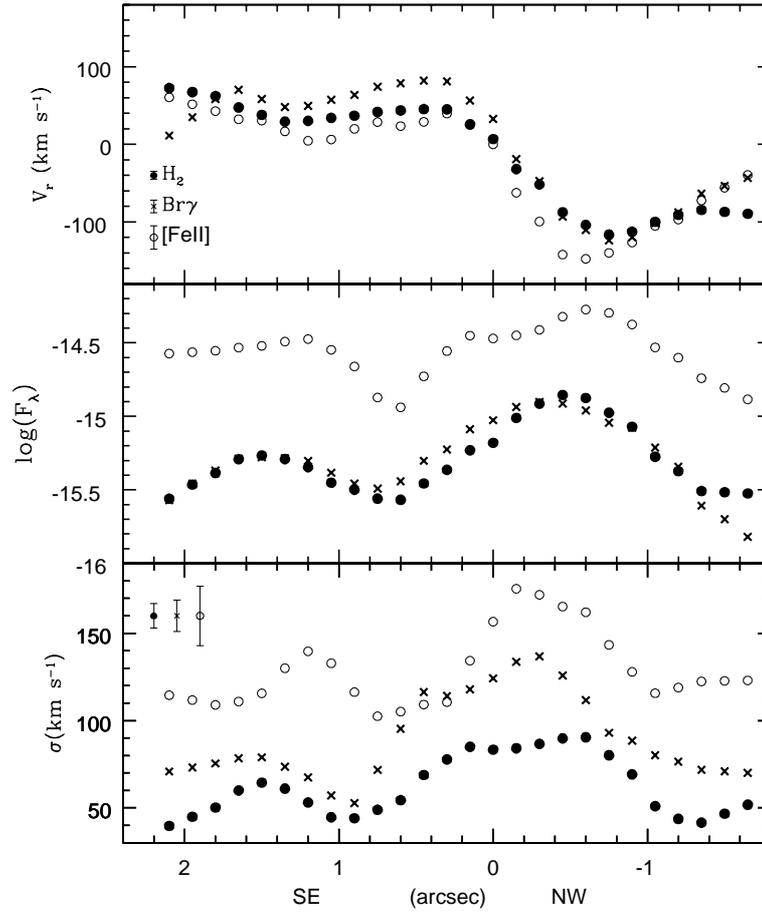


Figura 4.9: Cortes unidimensionais ao longo do eixo rádio. Superior: velocidade radial para o H_2 , $\text{Br}\gamma$ e $[\text{FeII}]$. Central: Fluxos das linhas de emissão. Inferior: Valores de dispersão de velocidades. Os fluxos são mostrados em unidades logarítmicas e as incertezas das medidas nesta escala são pequenas (comparáveis ao tamanho dos pontos).

componente de rotação do disco para a cinemática do gás emissor de H_2 , um aumento da contribuição das perturbações devido ao jato rádio para a cinemática do gás emissor de HI , e uma contribuição ainda maior do jato para a cinemática do gás emissor de $[\text{FeII}]$.

A influência do jato rádio no gás emissor também pode ser observada nos mapas de dispersão de velocidades (Fig. 4.4) e nos cortes unidimensionais ao longo do jato rádio mostrados no painel inferior da Fig. 4.9. Os aumentos nos valores de σ são observados de $0''.4$ SE a $0''.6$ NW ao longo do eixo rádio e entre $0''.8$ e $1''.8$ para SE do núcleo. Para NW, os maiores valores de σ são observados entre o núcleo e o *hot spot* rádio, e não coincide com os picos tanto em fluxo como em velocidade das linhas de

emissão, mas está deslocado em direção ao núcleo. Para o SE, os maiores valores de σ coincidem aproximadamente com os picos em fluxo e velocidade (o *blueshift* residual relativo aos *redshifts* do gás para SE). Nós interpretamos este resultado como sendo devido a interação do jato rádio com o gás ambiente, o qual produz um alargamento das linhas de emissão devido ao momentum transferido para o gás pelo jato. O comportamento diferente dos valores de σ para o NW e para SE pode ser entendido como devido ao choque entre o jato rádio e um ISM denso para NW o qual bloqueia o jato rádio e agita o gás não somente na frente de choque, mas também atrás do choque, o que é observado como um aumento em σ . A presença de uma frente de choque é evidenciada pela terminação abrupta do jato rádio no *hot spot* e o acréscimo na emissão das linhas nesta posição. A interação do jato rádio com o ISM é mais suave para o SE, onde o jato rádio agita o gás, mas não é bloqueado, penetrando mais longe dentro do ISM.

Também podemos observar que os valores da dispersão de velocidades são menores para o H₂ (30 a 85 km s⁻¹), e maiores para o [Fe II] (50 a 180 km s⁻¹), indicando que o [Fe II] traça o gás mais perturbado, enquanto o H₂ traça o gás menos perturbado. Este resultado também é consistente com os obtidos dos campos de velocidades discutidos acima, sugerindo diferentes origens para o gás emissor das diferentes linhas. Cinemáticas distintas para o H I, H₂ e [Fe II] também foram observadas em estudos no infravermelho próximo para outros AGNs (eg. Storchi-Bergmann et al. 1999, Wilman et al. 2000), onde a maior largura do [Fe II] foi atribuída à interação entre nuvens de gás e o jato rádio.

4.5.2 Origem da emissão do H₂

Em um trabalho com o objetivo de explicar a intensa emissão do H₂ em NGC 6240, Draine & Woods (1990) mostraram que choques com velocidades maiores do que os valores de σ para ESO 428-G14 ($50 \leq \sigma \leq 80 \text{ km s}^{-1}$) são capazes de dissociar a molécula de H₂. Portando concluímos que choques mais rápidos, também presentes em ESO 428-G14, como indicado pelos grandes valores de σ para o [Fe II], dissociam o hidrogênio molecular, e por este motivo não vemos linhas de emissão do H₂ mais largas.

Para ESO 428-G14 os mapas de intensidades e cinemáticos para o H₂ sugerem alguma associação com a morfologia rádio, em particular no *hot spot* rádio, porém há uma emissão adicional espalhada em todo o campo da IFU. A razão de linhas

$H_2\lambda 2, 1218 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma$ é ≈ 1 ao longo do jato rádio e aumenta para fora até ≈ 7 na direção perpendicular ao jato. Em galáxias *Starbursts*, onde o principal mecanismo de excitação é a radiação UV, $H_2/\text{Br}\gamma < 0,6$, enquanto que para AGNs esta razão é maior ($0,6 < H_2/\text{Br}\gamma < 2$), devido a emissão adicional de H_2 excitado por choques ou por raios X provenientes do AGN (Rodríguez-Ardila et al. 2005, Storch-Bergmann et al. 1999). Portanto o valor de ≈ 1 observado para ESO 428-G14 ao longo do jato rádio é um valor típico para AGNs.

Os valores maiores para $H_2/\text{Br}\gamma$ observados fora da região do jato são provavelmente devido a raios X do AGN que chegam a estas regiões enquanto que os fótons UV, necessários para excitar o H I, são muito menos numerosos produzindo somente uma emissão fraca da linha $\text{Br}\gamma$.

Da discussão acima, bem como da revisão bibliográfica apresentada na introdução, concluímos que a excitação colisional necessária para produzir a emissão do H_2 em ESO 428-G14 deve ser devido a interação do jato rádio com o ISM ou devido ao aquecimento produzido por raios X emitidos pelo AGN. O crescimento dos valores de σ na região do *hot spot* mostra que o jato está depositando energia cinética no gás. Esta energia pode ser estimada da seguinte forma. Da Fig. 4.4 obtemos um valor mínimo de σ de 35 km s^{-1} (distante da estrutura rádio) e um valor máximo de 80 km s^{-1} na região do *hot spot*. Energias correspondentes a estas velocidades são capazes de excitar o H_2 . Assumindo que o H_2 emitido nas regiões com os menores σ é somente excitado por raios X e que a contribuição dos raios X é a mesma na região do jato, podemos estimar o aumento da energia cinética devido ao jato rádio $(80/35)^2=5$. Sob estas suposições pode-se concluir que $\approx 83\%$ ($5/6$) da excitação do H_2 na região do *hot spot* é devido a choques. Em regiões a SE do núcleo e regiões ao redor do *hot spot*, a razão da energia cinética é 2,7, dessa forma o jato também domina a excitação nestas regiões ($\approx 73\%$). No entanto, os valores calculados são apenas limites superiores para a contribuição dos choques devido ao jato rádio para a excitação, uma vez que a emissão de raios X na região do jato pode ser maior, hipótese que não consideramos nos nossos cálculos. Em um cenário de fotoionização cuja fonte é parcialmente bloqueada por poeira, a ionização do gás é maior ao longo do eixo de colimação do toro e cai com o aumento da distância angular a este eixo (Evans et al. 1993). Isto poderia explicar o fato de o H_2 estar distribuído em uma área maior, em um gás que é irradiado por um contínuo atenuado que não é capaz de ionizar o Fe.

Podemos ainda verificar se a excitação por raios X provenientes do AGN tem alguma contribuição na emissão observada para o H_2 em regiões espacialmente coincidentes com o jato rádio. Para isso utilizamos os modelos de Maloney et al. (1996) para estimar o fluxo da linha $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ emergente de uma nuvem de gás iluminada por uma fonte de raios X duros com uma luminosidade intrínseca L_X . Podemos calcular o parâmetro de ionização por (Zuther et al. 2007):

$$\xi_{\text{eff}} = 1,26 \times 10^{-4} \frac{f_X}{n_5 N_{22}^{0,9}}, \quad (4.1)$$

onde f_X é o fluxo de raios X duros incidente a uma distância d_X [pc] da fonte de raios X, n_5 [10^{-5}cm^{-3}] é a densidade de hidrogênio e N_{22} [10^{22}cm^2] é a densidade colunar. Utilizando $L_X = 2,3 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$ e $N = 2,16 \times 10^{21} \text{cm}^2$, obtidos da base de dados Tartarus do satélite ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*)*, podemos calcular ξ_{eff} . Calculamos ξ_{eff} para três distâncias diferentes do AGN (25, 50 e 100 pc) e para duas densidades de gás diferentes, 10^5cm^{-3} e 10^3cm^{-3} , mesmas densidades utilizadas por Maloney et al. (1996) para estimar os fluxos emergentes do H_2 excitado por raios X. Utilizando os valores calculados para o parâmetro de ionização podemos obter os fluxos emergentes para a linha $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ diretamente da Fig. 6(a,b) de Maloney et al. (1996). Na tabela 4.1 apresentamos o parâmetro de ionização calculado e o fluxo emergente para uma abertura de $0''.15 \times 0''.15$ – correspondente a um ângulo sólido de $5,2 \times 10^{-13} \text{sr}$. Para a densidade de 10^5cm^{-3} e distâncias $d_X = 25 \text{pc}$ e $d_X = 100 \text{pc}$ o parâmetro de ionização calculado está fora do intervalo apresentado por Maloney et al. (1996) e, assim, não foi possível obter os fluxos emergentes nestes casos. Nesta tabela também apresentamos os valores observados para os fluxos do H_2 em posições localizadas a distância d_X ao longo do jato rádio e perpendicular a ele, obtidas por médias dos fluxos em uma abertura de $0''.45 \times 0''.45$.

Comparando os valores observados para o fluxo da linha $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ com os valores previstos pelo modelo de excitação do H_2 por raios X de Maloney et al. (1996), apresentados na tabela 4.1, observamos que a contribuição de excitação por raios X é muito pequena para a emissão de H_2 observada. Dessa forma, concluímos que a maior parte da emissão de H_2 observada em ESO 428-G14 é produzida por excitação do gás devido a choques do jato rádio com o ISM. Porém, estes cálculos estão sujeitos à incertezas dos modelos e das medidas da luminosidade em raios X.

*A base de dados Tartarus está disponível em <http://tartarus.gsfc.nasa.gov/>

Tabela 4.1: Comparação dos fluxos observados para a linha $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ em posições a distâncias d_X ao longo do jato rádio e perpendicular a ele com os fluxos previsto pelos modelos de Maloney et al. (1996) para uma abertura de $0''.15 \times 0''.15$ para as densidades de hidrogênio $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ e $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

d_X (pc)	Observado		$n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$		$n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$	
	\parallel	\perp	$\log(\xi_{\text{eff}})$	$\log(F_{H_2})$	$\log(\xi_{\text{eff}})$	$\log(F_{H_2})$
25	-15,6	-15,7	-	-	-1,8	-19,7
50	-15,6	-15,9	-4,4	-17,9	-2,4	-19,3
100	-15,8	-16,2	-	-	-3,1	-19,4

4.5.3 Origem da emissão do [Fe II]

Os mecanismos de excitação do [Fe II] podem ser investigados utilizando razões de linhas de emissão. Rodríguez-Ardila et al. (2005) mostram que para *Starbursts* a razão $[\text{Fe II}]\lambda 1, 2570 \mu\text{m}/\text{Pa}\beta$ é menor do que 0,6 e maior do que 2 para remanescentes de supernovas, para as quais choques são o principal mecanismo de excitação. Galáxias Seyfert têm valores entre 0,6 e 2, sugerindo que esta razão possa ser usada como uma medida da contribuição relativa de fotoionização e choques. Para ESO 428-G14, obtemos $1,0 \pm 0,3[\text{Fe II}]/\text{Pa}\beta < 2,0 \pm 0,7$ na região do jato rádio, indicando uma variação na contribuição relativa de excitação por fotoionização e por choques, com regiões onde esta razão é ≈ 2 sendo dominadas por choques. Na região correspondente ao *hot spot* rádio esta razão varia de 1,5 a 2 indicando uma contribuição maior de choques.

A fim de estimar um limite superior da contribuição do jato rádio à excitação do [Fe II], usamos as mesmas suposições que foram feitas para o H_2 , assumindo que os menores valores de σ observados para esta linha são produzidos por excitação por raios X. Obtemos a razão entre as energias cinéticas máxima e mínima de $(180/60)^2=9$, e desta forma concluímos que 90% do [Fe II] emitido na região do *hot spot* é excitado pelo jato rádio. Em outras regiões do jato, onde $\sigma \approx 130 \text{ km s}^{-1}$, o percentual de emissão devido a excitação pelo jato rádio cai para 80%. Porém estes também são limites superiores pelos mesmos motivos apontados para o H_2 : a emissão dos raios X pode ser mais intensa ao longo do jato rádio, contribuindo mais para a excitação do [Fe II] em relação a regiões com menores valores de σ . Por outro lado, a melhor associação da intensidade e cinemática do [Fe II] com a estrutura rádio, suporta uma maior contribuição do jato rádio à excitação do [Fe II] do que à do H_2 .

4.5.4 Massas de gás

Podemos calcular a massa do H_2 quente, emissor das linhas observadas no infravermelho próximo, utilizando a equação 3.1. O fluxo da linha $\text{H}_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ integrado em todo o campo ($3''.9 \times 3''.0$) vale $F_{\text{H}_2 \lambda 2, 1218} \approx 5,2 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e utilizando $d = 19 \text{ Mpc}$ obtemos $M_{\text{H}_2} \approx 960 M_{\odot}$. O fluxo de $\text{Br}\gamma$ integrado em todo o campo medido ($3''.9 \times 2''.7$) vale $F_{\text{Br}\gamma} \approx 3,7 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e a massa de hidrogênio ionizado obtida pela equação 3.3, é $M_{\text{HII}} \approx 3,9 \times 10^6 M_{\odot}$. Observamos que a massa de hidrogênio ionizado é um fator 4000 maior do que a massa de hidrogênio molecular quente. Entretanto, a razão entre as massas de H_2 quente (que é a que calculamos) e frio está entre 10^{-7} e 10^{-5} (Dale et al. 2005) sugerindo que a massa total de hidrogênio molecular (quente + frio) pode ser ordens de magnitude maiores do que as massas derivadas neste trabalho.

Capítulo 5

Resultados: A galáxia NGC 7582

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para NGC 7582 a partir das observações na banda K com a IFU do GNIRS. Realizamos medidas das linhas de emissão do H_2 em $2,2235 \mu\text{m}$ e $\text{Br}\gamma \lambda 2,1661 \mu\text{m}$, bem como da cinemática estelar a partir de ajustes de templates estelares ao espectro da galáxia.

Na Fig. 5.1 apresentamos uma imagem em grande escala de NGC 7582 no ótico (banda R) obtida com o telescópio de 1,5 m do CTIO com amostragem espacial de $0''.43/\text{pixel}$ (Hameed & Devereux 1999). Aplicamos uma rotação à imagem para ficar com a mesma orientação das observações obtidas com a IFU do GNIRS. No painel superior direito mostramos o mapa de fluxo em $\text{Br}\gamma$ e nos painéis inferiores apresentamos os espectros obtidos para uma abertura de $0''.15 \times 0''.15$ nas posições identificadas no mapa de fluxo do $\text{Br}\gamma$, onde N é a posição do núcleo, definido como o pico da emissão contínua e A e B são as posições correspondentes a dois picos de emissão de $\text{Br}\gamma$ localizados a $1''.7$ NW e $1''.7$ SE do núcleo, respectivamente. Nestes espectros identificamos as linhas de emissão e a banda de absorção do $\text{CO}(2,0) \lambda 2,2935 \mu\text{m}$. Podemos observar que a banda do CO está fortemente diluída por emissão de poeira no núcleo.

5.1 A cinemática estelar

Na Fig. 5.2 apresentamos ajustes de templates estelares a dois espectros da galáxia obtidos com o método pPXF. No painel da esquerda apresentamos o ajuste obtido para o espectro a $1''.7$ NW do núcleo e no painel da direita para o espectro a $1''.7$ SE do núcleo. Observamos que os ajustes reproduzem os espectros da galáxia satisfatoriamente. Para o espectro a $1''.7$ SE do núcleo os resíduos do ajuste são ligeiramente

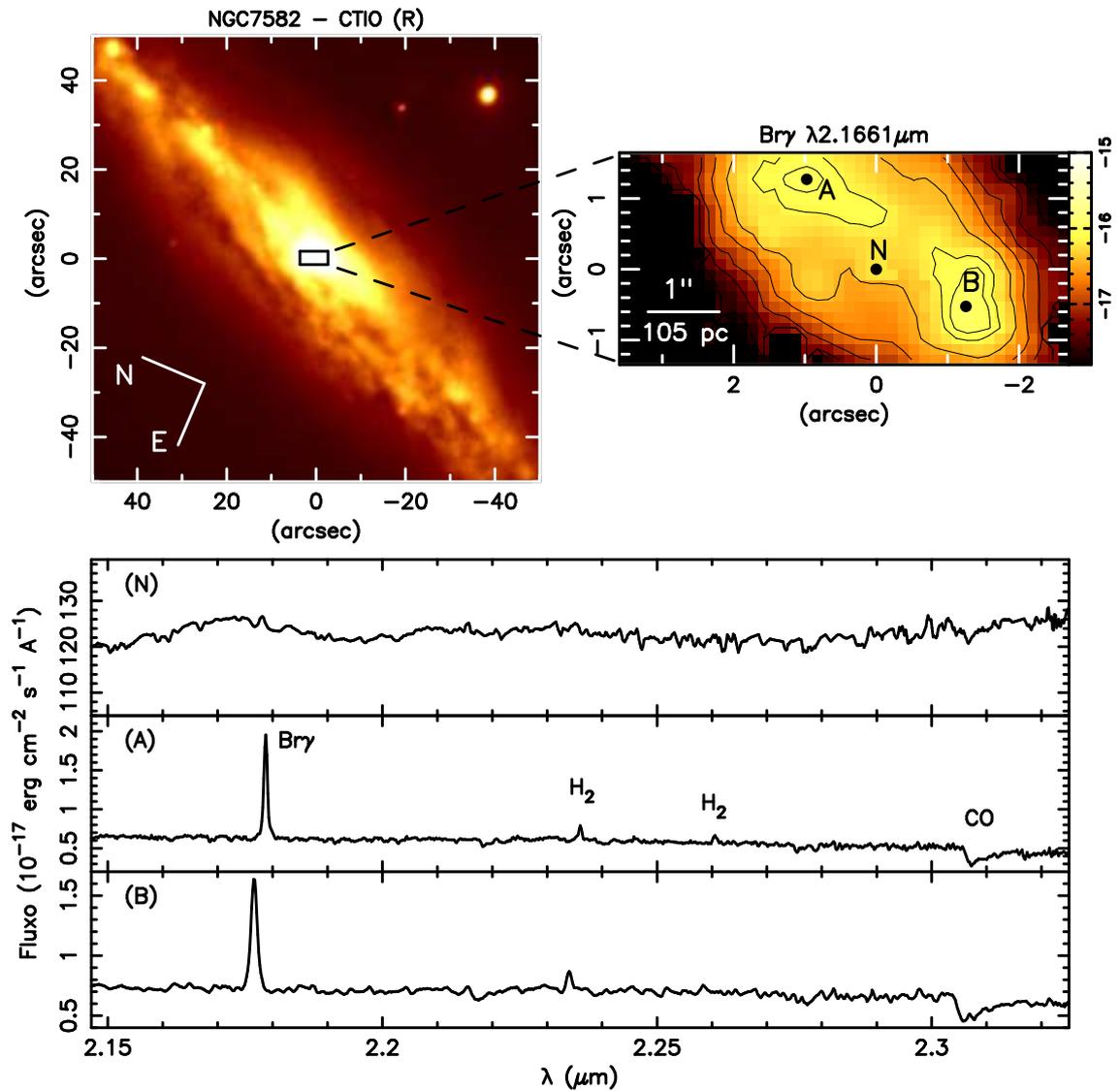


Figura 5.1: Acima: Esquerda - Imagem em grande escala no ótico de NGC 7582 onde o retângulo central indica o campo observado com a IFU do GNIRS; Direita - Mapa de fluxo para a emissão de Br γ obtido a partir de dados da IFU do GNIRS. Abaixo: Espectros obtidos para uma abertura de $0''.15 \times 0''.15$ nas posições N, A e B indicadas no mapa de fluxo de Br γ .

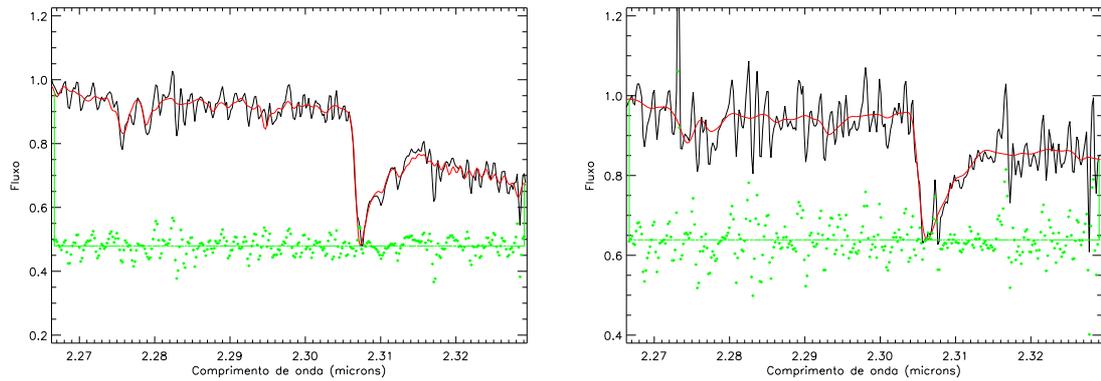


Figura 5.2: Ajustes obtidos para espectros a $1''.7$ NW (esquerda) e $1''.7$ SE (direita) do núcleo utilizando o algoritmo pPXF. Em preto: o espectro observado; em vermelho: o espectro ajustado; em verde: os resíduos.

maiores do que para o espectro em $1''.7$ NW do núcleo, devido à sua menor razão sinal/ruído.

Apresentamos os mapas obtidos para a cinemática estelar na Fig. 5.3. No painel superior esquerdo apresentamos o campo de velocidades radiais, do qual subtraímos a velocidade sistêmica derivada a partir do modelamento do campo de velocidades por um potencial de Plummer (ver abaixo). No painel superior direito apresentamos o mapa para a dispersão de velocidades estelar e nos painéis inferiores mapas para os momentos de Gauss-Hermite h_3 (esquerda) e h_4 (direita). As incertezas médias são $\approx 15 \text{ km s}^{-1}$ para V_r , $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ para σ_* e $\approx 0,05$ para h_3 e h_4 . Devido à baixa razão sinal/ruído dos espectros mais externos foi possível obter a cinemática estelar apenas para os $4''.8 \times 3''.0$ centrais. As regiões em preto nestes painéis são regiões onde o espectro ajustado não reproduz o espectro da galáxia, o que ocorre predominantemente em regiões próximas às bordas do campo observado e é devido a baixa razão sinal/ruído dos espectros observados nestas regiões. Em espectros da região nuclear há contaminação pela emissão de poeira (preenchendo a banda do CO) e assim não foi possível obter bons ajustes.

Observamos que o campo de velocidades radiais apresenta uma amplitude de velocidades de $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$ e um padrão de rotação, com o lado SE se aproximando e o lado NW se afastando de nós, e observamos o *turnover* da curva de rotação a $\approx 1''.7$ do núcleo. A dispersão de velocidades apresenta valores entre 40 e 180 km s^{-1} , com os maiores valores a leste do núcleo e próximo da borda direita do campo (SW do núcleo). Uma região de baixos valores de σ_* , da ordem de 50 km s^{-1} , é observada como um anel parcial circundando o núcleo. Os parâmetros h_3 e h_4 apresentam valores de

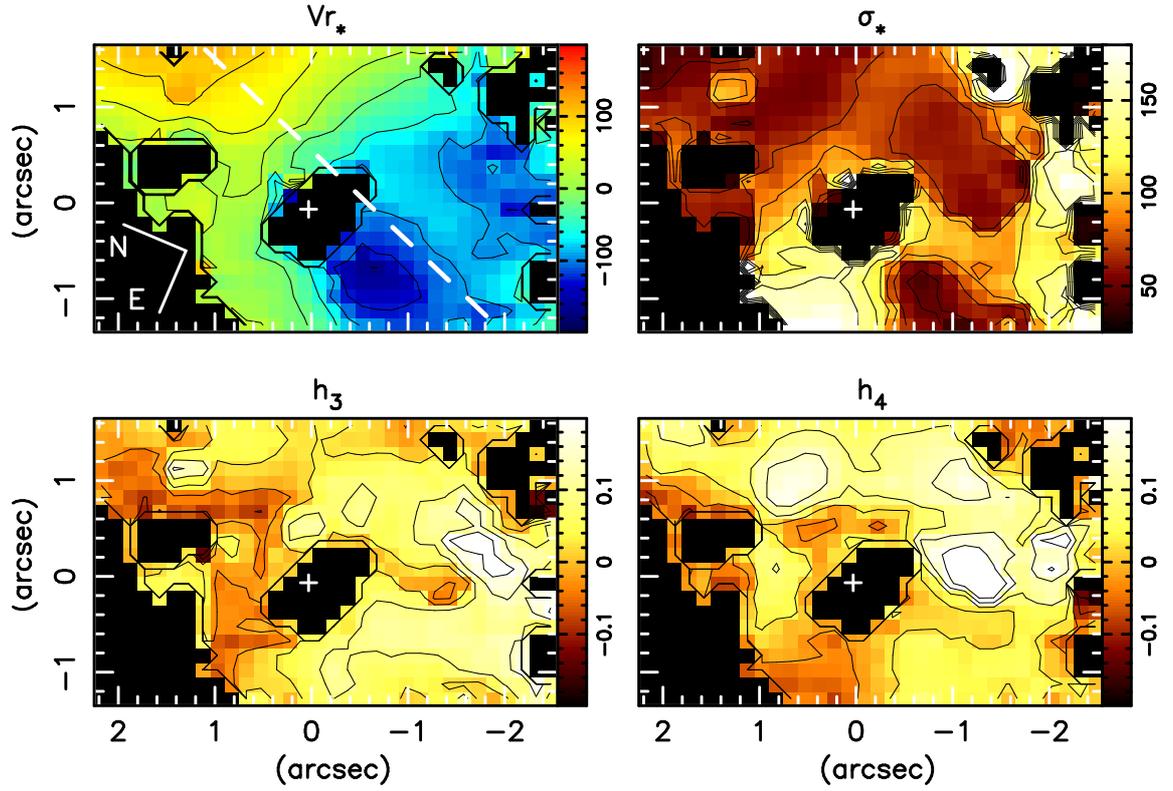


Figura 5.3: Mapas bidimensionais para a cinemática estelar de NGC 7582. Topo: Campo de velocidades radiais (esquerda) e dispersão de velocidades (direita). Base: momentos de Gauss-Hermite de ordem superior (h_3 e h_4). As incertezas são $\approx 15 \text{ km s}^{-1}$ para V_r , $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ para σ_* e $\approx 0,05$ para h_3 e h_4 . A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos.

$-0,15$ a $0,15$, os quais são valores tipicamente obtidos em medidas da cinemática estelar para um grande número de galáxias (Emsellem et al. 2004, Ganda et al. 2006).

Ajustamos o campo de velocidades radiais utilizando a equação 3.11 a fim de obter a velocidade sistêmica (V_s), a massa do bojo (M), a orientação da linha dos nodos (Ψ_0), a posição do centro cinemático e o parâmetro de escala (A), o qual parametriza a concentração da matéria. Neste ajuste, mantivemos a inclinação do disco fixa em $i = 58^\circ$ (Wold et al. 2006b). Os parâmetros derivados foram os seguintes: velocidade sistêmica heliocêntrica $V_s = 1608,9 \pm 17,7 \text{ km s}^{-1}$, $M = 1,4 \pm 0,2 \times 10^9 M_\odot$, $A = 113,0 \pm 8,9 \text{ pc}$ e $\Psi_0 = 158,5^\circ \pm 1,1^\circ$. A posição obtida para o centro cinemático é $X_0 = 16,3 \pm 3,4 \text{ pc}$ e $Y_0 = 76,4 \pm 4,1 \text{ pc}$, medida em relação ao pico do fluxo no contínuo. Os valores derivados para V_s e Ψ_0 estão em boa concordância com os

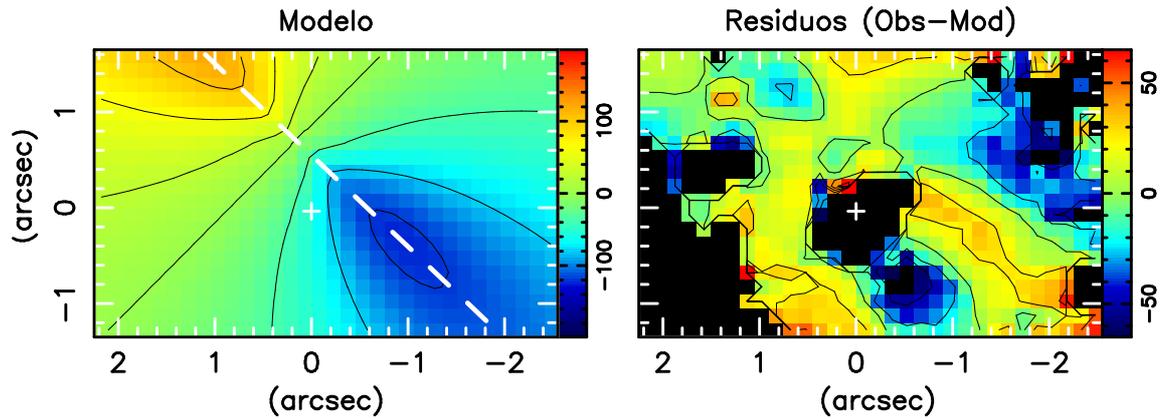


Figura 5.4: Modelo de rotação para NGC 7582 (esquerda) e mapa de resíduos (direita). A linha tracejada indica a orientação da linha dos nodos.

valores apresentados na base de dados HyperLeda* para o disco em grande escala ($V_s = 1605 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ e $\Psi_0 = 156, 3^\circ$). Na Fig. 5.4 apresentamos o modelo obtido e o mapa de resíduos, determinado pela diferença entre o campo de velocidades observado e o modelo. O mapa de resíduos apresenta valores da ordem de 20 km s^{-1} na maior parte do campo e alguns valores maiores ($\approx 50 \text{ km s}^{-1}$) são observados em *blueshift* a SE do núcleo.

Na Fig. 5.5 apresentamos um corte unidimensional do campo de velocidades estelar com uma pseudo-fenda de largura $0''.45$ orientada ao longo de Ψ_0 . Nesta figura apresentamos o modelo pela linha contínua e observamos que as diferenças entre as velocidades observadas e modeladas atingem $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ em regiões próximas da posição onde ocorre o *turnover* da curva de rotação. A amplitude da curva de rotação ($\approx 100 \text{ km s}^{-1}$) e a distância ao núcleo em que ocorre o *turnover* da curva de rotação ($\approx 1''.7 \approx 180 \text{ pc}$) também são mais facilmente visualizados no corte unidimensional do que na Fig. 5.3.

5.2 As distribuições de fluxos

Na Fig. 5.6 apresentamos os mapas 2D obtidos para as medidas dos fluxos nas linhas de emissão $\text{Br}\gamma \lambda 2, 1661 \mu\text{m}$ e $\text{H}_2 \lambda 2, 2235 \mu\text{m}$, com incertezas médias de 6% e 9%, respectivamente. Nesta figura também apresentamos um mapa para a emissão contínua na banda K obtido a partir de médias dos fluxos nas regiões de contínuo próximas à linha $\text{Br}\gamma$ e um mapa para a razão de linhas $\text{H}_2 \lambda 2, 2235/\text{Br}\gamma$. As regiões pretas são

*<http://leda.univ-lyon1.fr>

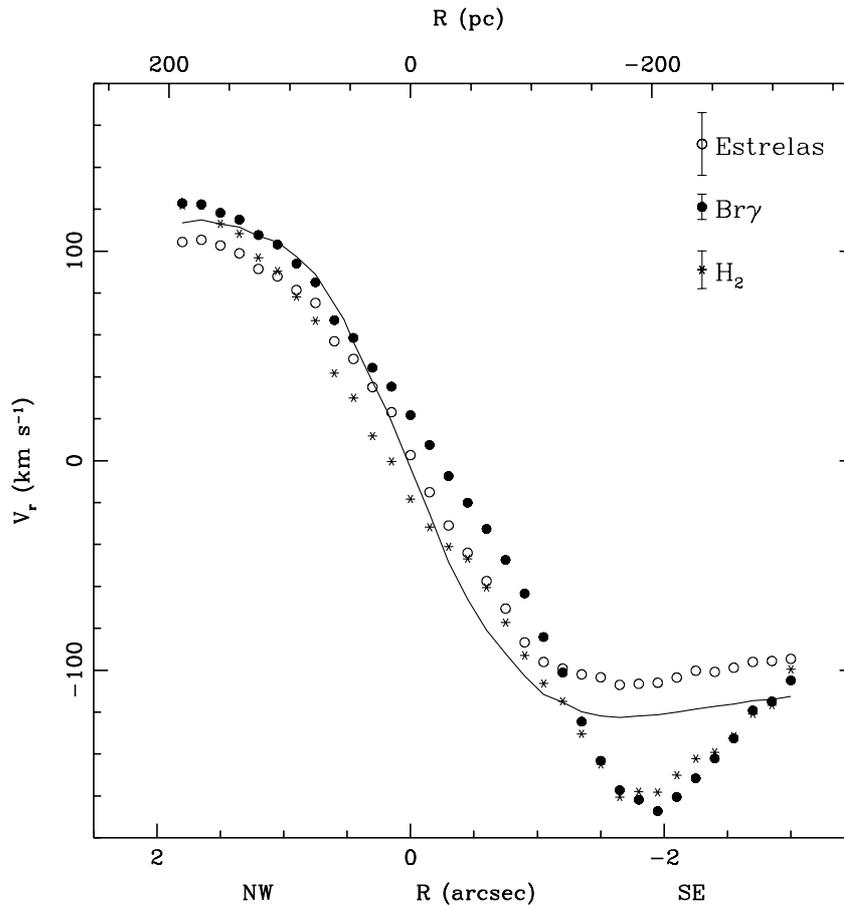


Figura 5.5: Cortes unidimensionais para as velocidades radiais do gás e das estrelas obtidos a partir dos mapas 2D ao longo de uma pseudo-fenda com largura $0''.45$ orientada ao longo de $\Psi_0=158,5^\circ$. A linha contínua representa o modelo ajustado para o campo de velocidades estelar.

regiões onde não foi possível medir a linha do H_2 devido à baixa razão sinal/ruído. Observamos que o contínuo na banda K apresenta isofotas assimétricas (não são elipses). A emissão de $Br\gamma$ é mais estendida ao longo do eixo maior da galáxia numa estrutura na forma de arco com dois picos de emissão – um a $1''.7$ NW do núcleo e o outro a $1''.7$ SE do núcleo. A emissão de H_2 apresenta estruturas semelhantes às do mapa de fluxo do $Br\gamma$ com um pico de emissão a NW do núcleo, na mesma região onde se observa um pico na emissão de $Br\gamma$, porém a estrutura em forma de arco, observada para $Br\gamma$, não está clara na distribuição de H_2 , a qual é mais uniformemente distribuída no disco da galáxia.

A razão $H_2 \lambda 2, 2235 \mu m / Br\gamma$ apresenta valores que variam desde 0,1 até 0,6. Os menores valores são observados ao longo da estrutura em forma de arco descrita

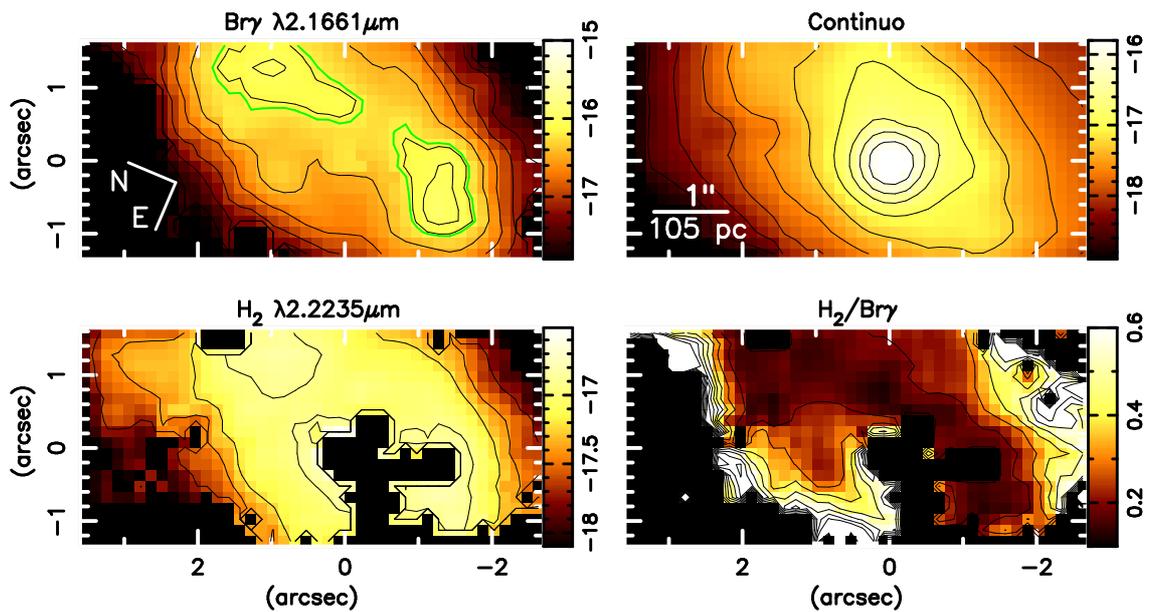


Figura 5.6: Esquerda: Mapas de fluxo para as linhas de emissão $\text{Br}\gamma$ (acima) e $\text{H}_2 \lambda 2, 2235 \mu\text{m}$ (abaixo) com incertezas médias de 6% e 9%, respectivamente. Direita: Mapa da emissão contínua na banda K (acima) e para a razão $\text{H}_2/\text{Br}\gamma$ (abaixo). Os contornos verdes no mapa de fluxo para $\text{Br}\gamma$ delimitam a região em que o fluxo cai a 50% do valor máximo.

acima e os maiores valores são observados em regiões mais distantes do núcleo, onde a emissão do $\text{Br}\gamma$ cai bastante, enquanto que a emissão do H_2 cai menos.

5.3 A cinemática do gás

Na Fig. 5.7 apresentamos os mapas para a velocidade radial e para a dispersão de velocidades das linhas de emissão. As incertezas médias para a V_r são 6 km s^{-1} e 9 km s^{-1} para o $\text{Br}\gamma$ e H_2 , respectivamente, enquanto que para σ são 7 km s^{-1} e 10 km s^{-1} . Os campos de velocidades do H_2 e H I são bem semelhantes. Os maiores *blueshifts* observados atingem velocidades de $\approx -170 \text{ km s}^{-1}$ e ocorrem a $1''.7$ SE do núcleo, enquanto que os maiores *redshifts* são observados a $1''.7$ NW do núcleo e valem $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$. Observamos que os campos de velocidades do gás apresentam um padrão de rotação semelhante ao observado para as estrelas, porém a sul do núcleo os campos de velocidades do gás e das estrelas (ver painel superior esquerdo da Fig. 5.3) apresentam valores diferentes, com maiores *blueshifts* observados para o gás. Estas diferenças também são facilmente observadas nos cortes unidimensionais apresentados na Fig. 5.5.

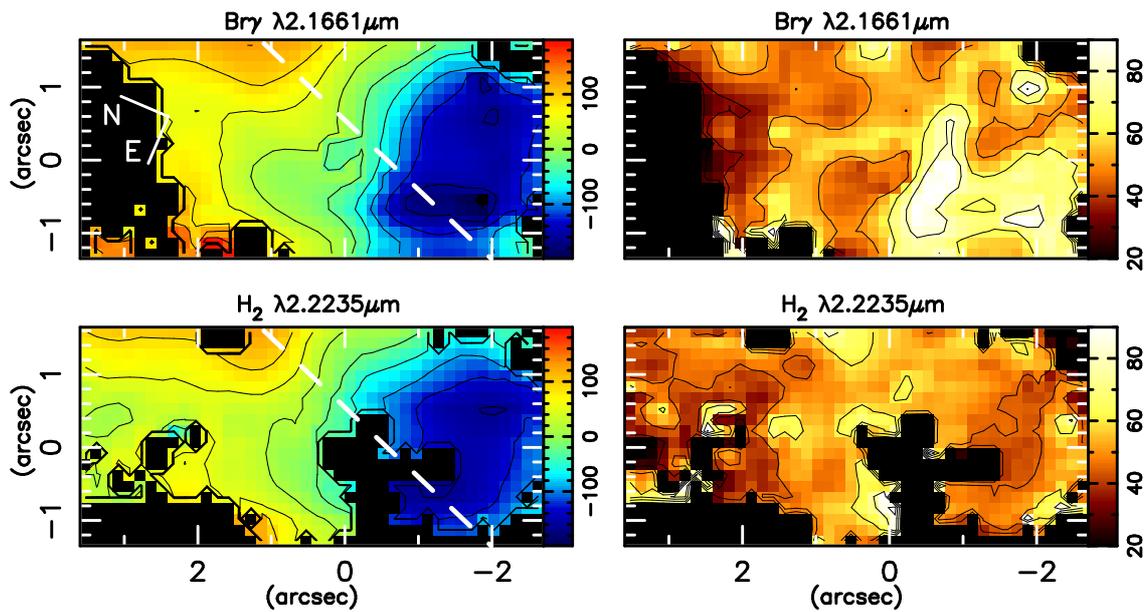


Figura 5.7: Esquerda: O campo de velocidades radiais para as linhas de emissão Br γ (acima) e H $_2$ $\lambda 2, 2235 \mu\text{m}$ (abaixo). Direita: Mapas de dispersão de velocidades para as mesmas linhas. A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos.

Com o objetivo de isolar componentes do campo de velocidades do gás que diferem do campo de velocidades das estrelas, construímos mapas de resíduos entre estes dois campos de velocidades. Preferimos utilizar o campo de velocidade estelar observado ao invés do modelado, pois os resíduos dos ajustes do campo de velocidades estelar em algumas regiões são maiores do que as incertezas nas medidas (ver Fig. 5.4). Na Fig. 5.8 apresentamos estes mapas. Os mapas para Br γ e H $_2$ são semelhantes e apresentam valores aproximadamente zero para regiões localizadas a N e NE do núcleo. Já para o lado SW observamos *blueshifts* com velocidades que atingem -100 km s^{-1} .

Os mapas de dispersão de velocidades apresentados na Fig. 5.7 foram corrigidos pelo alargamento instrumental e apresentam valores que variam de ≈ 20 até $\approx 90 \text{ km s}^{-1}$ para ambas as linhas. Para o Br γ observa-se uma região de pequenos valores de σ ($\approx 30 \text{ km s}^{-1}$) que se estende de NW a NE do núcleo, enquanto que os maiores valores, que atingem $\approx 90 \text{ km s}^{-1}$, são observados para SE. O H $_2$ apresenta os maiores valores de σ ($\approx 50 - 80 \text{ km s}^{-1}$) nas cercanias do núcleo, enquanto que os menores valores ($\approx 30 \text{ km s}^{-1}$) são observados em regiões mais distantes do núcleo.

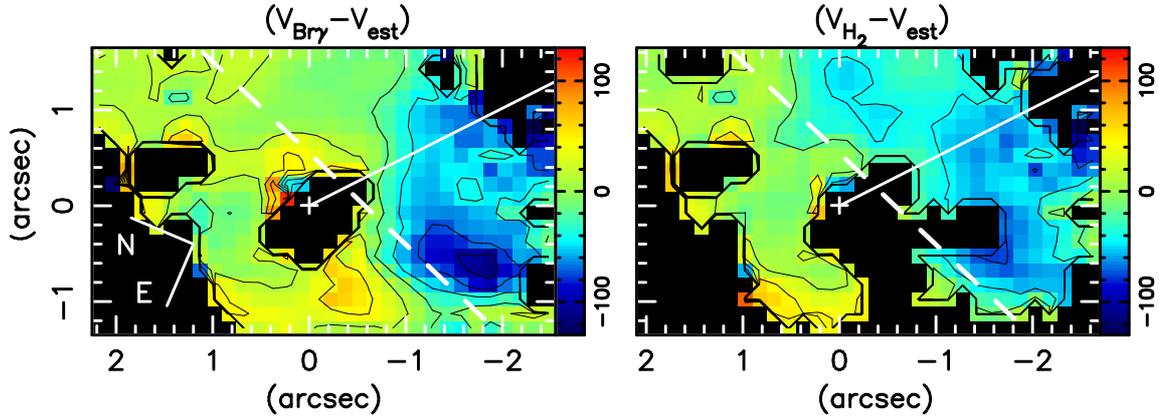


Figura 5.8: Diferença entre os campos de velocidades do gás e das estrelas. A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos e a linha contínua mostra a orientação aproximada do cone observado em [O III] por Storchi-Bergmann & Bonatto (1991).

5.4 A tomografia nas linhas de emissão

Nas Figs. 5.9 e 5.10 apresentamos a tomografia no gás emissor das linhas $\text{Br}\gamma$ e $\text{H}_2 \lambda 2, 2235\mu\text{m}$, respectivamente, obtida da mesma forma que para ESO 428-G14 (ver seção 4.4). A velocidade zero foi definida como sendo a velocidade sistêmica derivada a partir do modelamento do campo de velocidades das estrelas.

Para o $\text{Br}\gamma$ os maiores *blueshifts* atingem $\approx -360 \text{ km s}^{-1}$ e são observados a $\approx 1''.7$ SW do núcleo, aproximadamente na mesma região onde observa-se os maiores valores de σ (painel superior direito da Fig. 5.7), enquanto que os maiores *redshifts*, observados a $\approx 1''.7$ NE do núcleo, atingem $\approx 260 \text{ km s}^{-1}$. Para o H_2 , os maiores *blueshifts* observados atingem $\approx -300 \text{ km s}^{-1}$ e os maiores *redshifts* $\approx 160 \text{ km s}^{-1}$.

5.5 Discussão

5.5.1 A Cinemática estelar

Conforme observado no painel superior esquerdo da Fig. 5.3 o campo de velocidades estelar é dominado por rotação com o centro cinemático deslocado em relação ao pico do contínuo. A posição do centro cinemático, derivada pelo modelamento da cinemática estelar por rotação num potencial de Plummer é $X_0 = 16,3 \pm 3,4 \text{ pc}$ e $Y_0 = 76,4 \pm 4,1 \text{ pc}$. Sugerimos que a diferença entre a posição do centro cinemático e o pico do contínuo pode ser devida (1) ao fato de a região nuclear estar obscurecida por

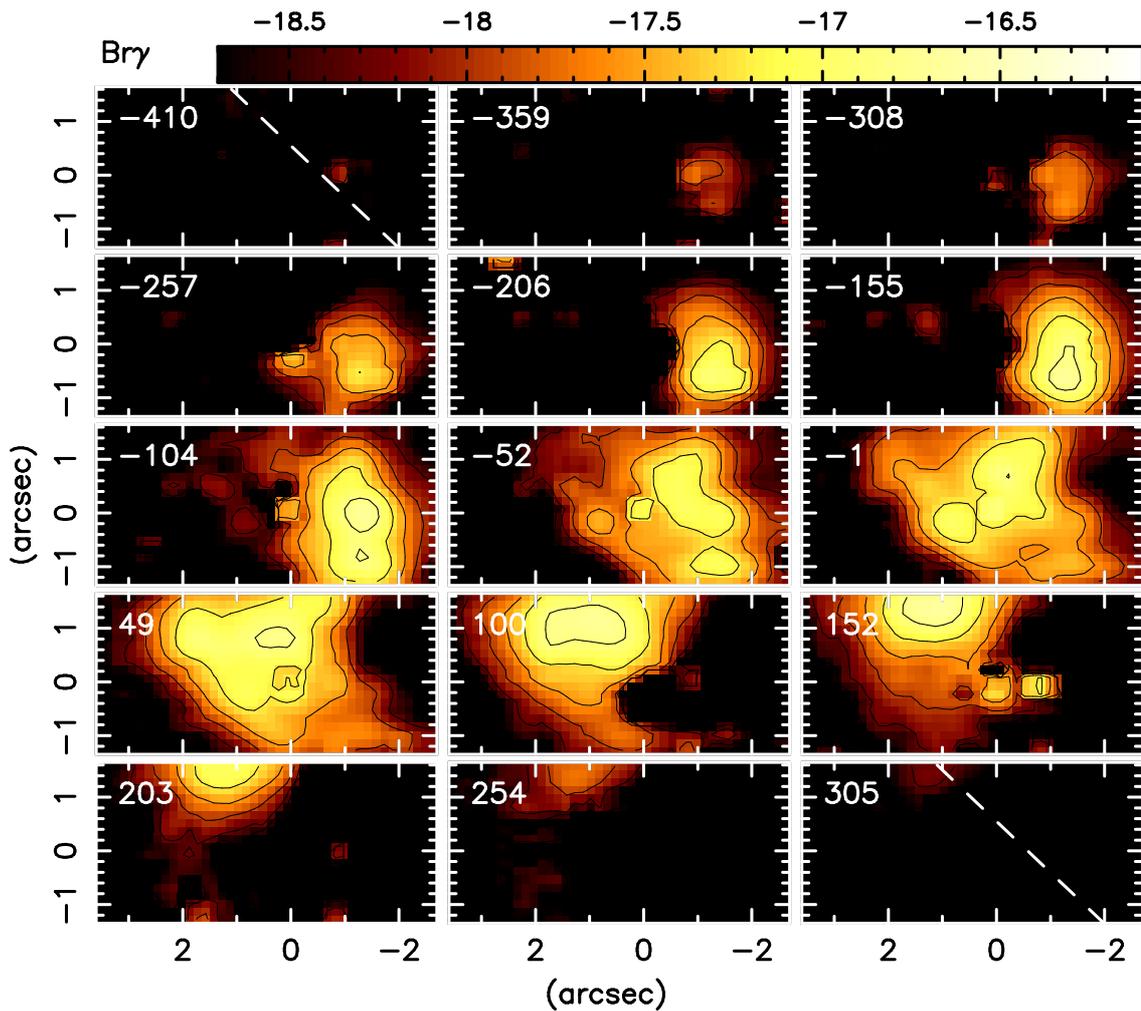


Figura 5.9: Cortes em velocidade ao longo da linha de emissão $\text{Br}\gamma$ com bin de velocidade de $\approx 50\text{km s}^{-1}$. A linha tracejada indica a orientação da linha dos nodos.

poeira; (2) a incertezas no modelamento devido à pequena cobertura espacial, aliada a ausência de velocidades medidas dentro de um raio de $\approx 0''.5$ em torno do núcleo; e/ou (3) à presença de uma barra, a qual não foi incluída no modelamento. Os parâmetros derivados a partir do modelamento do campo de velocidades estelar estão em concordância com parâmetros do disco em grande escala (apresentados na base de dados HyperLeda), porém o mapa de resíduos do campo de velocidades (Fig. 5.4) mostra que um modelo em que as estrelas estão em rotação num disco não reproduz muito bem as observações. Para a orientação da linha dos nodos $\Psi = 158^\circ$ e assumindo que os braços espirais de NGC 7582 são do tipo *trailing*, concluímos que o lado SW é o lado distante e o lado NE é o lado próximo da galáxia.

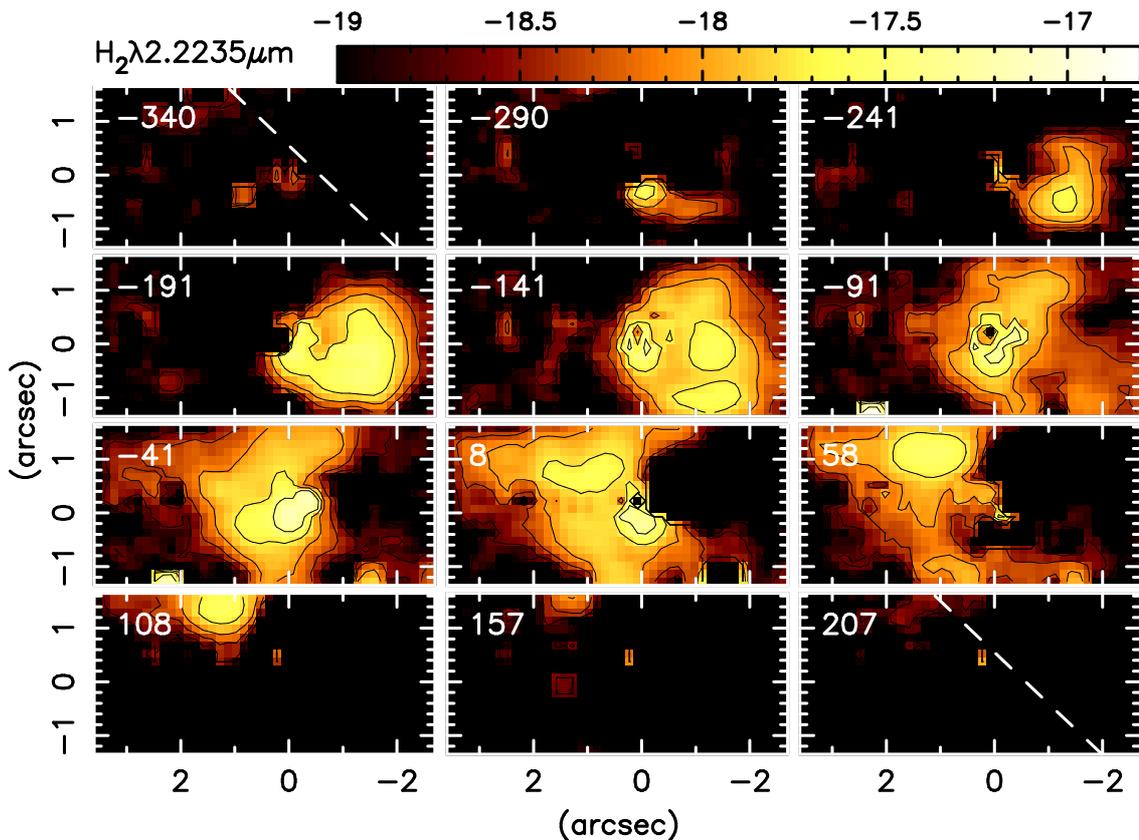


Figura 5.10: Idem à Fig. 5.9 para o H₂λ2, 2235 μm.

O mapa de dispersão de velocidades das estrelas (Fig. 5.3) apresenta uma região de baixos valores ($\sigma_* \approx 50 \text{ km s}^{-1}$) em forma de um anel parcial circundando o núcleo. Interpretamos estes baixos valores de σ_* como sendo devidos a estrelas jovens recém formadas num anel circumnuclear que ainda compartilham da cinemática do gás frio que as gerou. De fato, sabe-se, a partir de estudos anteriores (Morris et al. 1985, Regan & Mulchaey 1999, Sosa-Brito et al. 2001) e mais recentemente no infravermelho médio (Wold & Galliano 2006a), que NGC 7582 apresenta formação estelar circumnuclear. Os maiores valores de σ_* são observados a leste do núcleo e a SW (próximo da borda do campo observado) e atingem $\approx 180 \text{ km s}^{-1}$. Estes valores são interpretados como sendo medidas da dispersão de velocidades das estrelas do bojo, que aparecem em regiões livres de formação estelar recente.

Podemos estimar a massa do buraco negro supermassivo de NGC 7582 a partir do σ_* observado para o bojo utilizando a relação de Tremaine et al. (2002) dada pela equação 3.4. Adotando $\sigma_* \approx 180 \text{ km s}^{-1}$ obtemos $M_{BH} = 8,8 \pm 1,1 \times 10^7 M_\odot$.

Este valor está de acordo com o valor derivado por Wold et al. (2006b) a partir do modelamento da cinemática da linha de emissão $[\text{Ne II}] \lambda 12,8 \mu\text{m}$.

5.5.2 As distribuições de fluxos

Como mencionado acima, NGC 7582 é uma galáxia que apresenta intensa formação estelar em um anel circumnuclear em escalas de quiloparsecs sendo bastante obscurecida por poeira (Morris et al. 1985, Regan & Mulchaey 1999, Sosa-Brito et al. 2001). Wold & Galliano (2006a) reportam a detecção de várias regiões compactas de emissão no infravermelho médio no anel de formação estelar e concluem que estas regiões são aglomerados de estrelas embebidos em poeira, pois estas regiões compactas não são observadas em emissão contínua no ótico e infravermelho próximo. Estes autores calculam massas típicas de $3\text{-}5 \times 10^5 M_{\odot}$ para estes aglomerados e encontram que o número de estrelas do tipo espectral O é tipicamente de $0,6\text{-}1,6 \times 10^3$ para cada fonte compacta. Nos mapas de emissão do $\text{Br}\gamma$ e H_2 observamos dois picos de emissão, um a $1''.7$ NW e outro a $1''.7$ SE. Estes mapas são bastante semelhantes aos mapas apresentados por Sosa-Brito et al. (2001) para a emissão destas linhas a partir de observações utilizando IFU com amostragem espacial de $0''.5$. Nossos mapas, entretanto, possuem melhor resolução espacial e as regiões de formação estelar, responsáveis pelos picos de emissão observados, estão melhor identificadas. A região a $1''.7$ SE do núcleo está localizada na mesma região espacial em que Wold & Galliano (2006a) detectaram duas fontes compactas que não podem ser separadas em nossos mapas devido à menor resolução espacial dos nossos dados.

Parâmetros físicos das regiões de formação estelar circumnucleares

A partir de medidas das linhas de emissão e absorção determinamos alguns parâmetros físicos das regiões de formação estelar circumnucleares (CNSFRs – *circumnuclear star forming regions*) de NGC 7582: o tamanho, a luminosidade das linhas de emissão [$L(\text{Br}\gamma)$ e $L(\text{H}_2)$], as larguras equivalentes para a linha de emissão $\text{Br}\gamma$ e para a banda de absorção do CO, massas dinâmicas (M_*), de gás ionizado (M_{HII}) e de hidrogênio molecular quente (M_{H_2}). Estes parâmetros são apresentados na tabela 5.1.

A massa de hidrogênio ionizado foi determinada utilizando a equação 3.3, onde $F_{\text{Br}\gamma}$ foi obtido integrando o fluxo de $\text{Br}\gamma$ para pixels com fluxos superiores a 50% do valor máximo observado em cada CNSFR. Utilizamos este limite de 50% do fluxo máximo para definir as regiões de formação estelar pois contornos com valores menores

Tabela 5.1: Propriedades físicas das CNSFRs.

Região	1''7 NW	1''7 SE
Área (arcsec ²)	1,48	1,15
$L(\text{Br}\gamma)$ [log(erg s ⁻¹)]	38,45	38,37
$L(\text{H}_2)$ [log(erg s ⁻¹)]	37,01	36,85
$\text{EW}(\text{Br}\gamma)$ [Å]	10,8	10,9
$\text{EW}(\text{CO}_{2,29\mu\text{m}})$ [Å]	6,9	10,5
M_* (M_\odot)	$2,8 \times 10^8$	$3,2 \times 10^8$
M_{HII} (M_\odot)	$6,8 \times 10^5$	$5,7 \times 10^5$
M_{H_2} (M_\odot)	$4,4 \times 10^2$	$3,1 \times 10^2$

do que este limite não separam as duas regiões. Os contornos verdes na Fig. 5.6 delimitam as regiões em que o fluxo é maior do que 50% do valor máximo e portanto, as CNSFRs. Os fluxos integrados são $F_{\text{Br}\gamma} \approx 4,3 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ para a CNSFR a 1''7SE do núcleo e $F_{\text{Br}\gamma} \approx 5,1 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ para a região a 1''7NW do núcleo. A massa do hidrogênio molecular quente foi estimada a partir da equação 3.2 e os fluxos da linha $\text{H}_2\lambda 2,2235 \mu\text{m}$ foram integrados para as regiões delimitadas pelos contornos verdes na Fig. 5.6.

A fim de estimar as massas dinâmicas (M_*) das CNSFRs, utilizamos o teorema do Virial

$$M_* = \frac{V_{r_*}^2 R}{G} = \frac{3\sigma_*^2 R}{G} = \frac{3\sigma_*^2 \theta d}{G} \quad (5.1)$$

$$= 3,377 \times 10^3 \left(\frac{\sigma_*}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{\theta}{''} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)$$

onde θ é o raio angular e assumimos que o sistema é esfericamente simétrico, que a distribuição de velocidades é isotrópica ($\sigma_{\text{total}}^2 = 3\sigma_*^2$) e que todas as estrelas têm a mesma massa (Ho & Filippenko 1996). Nos cálculos da massa dinâmica utilizamos $\theta \approx 0''.9$ e $\sigma_* \approx 65 \text{ km s}^{-1}$ para a região NW e $\theta \approx 0''.6$ e $\sigma_* \approx 85 \text{ km s}^{-1}$ para a região SW, obtidos diretamente das Figs. 5.6 e 5.3.

Podemos ainda determinar a massa total de H_2 quente e de H II presentes na região circumnuclear de NGC 7582. Para isto utilizamos as equações 3.2 e 3.3 e integramos os fluxos das linhas $\text{H}_2 \lambda 2,2235 \mu\text{m}$ e $\text{Br}\gamma$ em todo o campo observado, ou seja, nos $660 \times 315 \text{ pc}^2$ centrais. O fluxo obtido para o H_2 é $F_{\text{H}_2\lambda 2,2235} \approx 4,6 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e para o $\text{Br}\gamma$ é $F_{\text{Br}\gamma} \approx 2,4 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e, conseqüentemente, as massas do H_2 quente e do H II são $M_{\text{H}_2} \approx 2,7 \times 10^3 M_\odot$ e $M_{\text{HII}} \approx 3,2 \times 10^6 M_\odot$, respectivamente.

5.5.3 A cinemática do gás

Storchi-Bergmann & Bonatto (1991), a partir de imagens de banda estreita, observaram que a emissão do $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ para a região central de NGC 7582 apresenta uma morfologia cônica que se estende a mais de 1 kpc para SW do núcleo e interpretaram que este gás se origina a partir da ejeção de matéria pelo núcleo ativo. Estes autores também detectaram uma emissão estendida em H I, porém com uma morfologia um pouco distinta da observada em $[\text{O III}]$, que parece ser devido a superposição da emissão de gás ejetado do núcleo com a emissão de regiões H II do anel de formação estelar.

Isolamos componentes cinemáticas do gás que diferem da cinemática das estrelas construindo um mapa de resíduos entre os campos de velocidades do gás e das estrelas. Estes mapas de resíduos são apresentados na Fig. 5.8, na qual observamos uma região de *blueshifts* a SW do núcleo que se assemelha bastante com a estrutura cônica observada por Storchi-Bergmann & Bonatto (1991) e assim, interpretamos os *blueshifts* observados como sendo devido à interação das ejeções de matéria do AGN com o meio interestelar. Na Fig. 5.8 representamos o eixo do cone em $[\text{O III}]$ pela linha contínua e observamos que este eixo não está exatamente coincidente com o eixo dos *outflows* observados. Entretanto, o campo espacial observado por Storchi-Bergmann & Bonatto (1991) é bem maior do que o campo observado por nós e uma análise mais cuidadosa da imagem de banda estreita revela que os níveis mais intensos da emissão do $[\text{O III}]$ são mais alongados na direção sul, com uma estrutura mais semelhante à observada por nós.

Os maiores *blueshifts* são observados a $\approx 1''.7$ SE do núcleo, na mesma região onde é observado um dos picos da emissão de $\text{Br}\gamma$ (Fig. 5.6), e atingem valores de $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$. Interpretamos as velocidades observadas nesta região como sendo originadas predominantemente pela ejeção de matéria do AGN, embora não possamos descartar alguma contribuição de ventos de regiões de formação estelar. Para o H_2 também observamos *blueshifts* coincidentes com o outro pico de emissão de $\text{Br}\gamma$ a $1''.7$ NW do núcleo. Neste caso a ejeção de matéria do núcleo parece ser menos importante e os menores *blueshifts* observados devem ser principalmente devido a ventos estelares das CNSFRs.

Utilizando as velocidades observadas para os *blueshifts* podemos estimar as taxas de *outflow* de gás molecular quente e ionizado. O fluxo total de $\text{Br}\gamma$ para o gás sendo ejetado é $F_{\text{Br}\gamma} \approx 8,1 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, integrado em uma região aproximadamente triangular, centrada no núcleo e com ângulo de abertura de 70° ,

com eixo ao longo do PA=210°, que inclui *blueshifts* com velocidades da ordem de -100 km s^{-1} e que corresponde ao *outflow* cônico. Utilizando a equação 3.3 obtemos a massa de hidrogênio ionizado para esta região de $M_{\text{HII}} \approx 1,1 \times 10^6 M_{\odot}$. Estimamos o fluxo de massa de gás ionizado que atravessa uma seção circular a $1''.5$ do núcleo, e dessa forma com raio igual a $r = 1''.05 = 110 \text{ pc}$, por $\dot{M}_{\text{HII}} = m_p N_{\text{HII}} v \pi r^2$, onde m_p é a massa do próton, v é a velocidade do *outflow* e N_{HII} é a densidade de hidrogênio ionizado. Os *blueshifts* médios são $v \approx 70 \text{ km s}^{-1}$ (obtido da Fig. 5.8), os quais foram atribuídos somente a *outflows* do núcleo. Assumindo geometria cônica para calcular N_{HII} , obtemos $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 4 \times 10^{25} \text{ g s}^{-1} = 6,3 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

Para o H_2 , obtemos um fluxo integrado de $F_{\text{H}_2 \lambda 2.2235} \approx 1,3 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e utilizando a equação 3.2 obtemos a massa de hidrogênio molecular quente de $M_{\text{H}_2} \approx 145,3 M_{\odot}$. A taxa de ejeção de gás molecular quente estimada utilizando as mesmas suposições acima é $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 5 \times 10^{21} \text{ g s}^{-1} = 8,3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

5.5.4 A excitação do H_2

A razão de linhas de emissão $\text{H}_2 \lambda 2, 2235 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma$ pode ser utilizada para investigar os mecanismos de excitação do hidrogênio molecular. Apresentamos o mapa 2D para esta razão no painel inferior direito da Fig. 5.6. Os menores valores são observados ao longo da estrutura em forma de arco observada na emissão do $\text{Br}\gamma$ e são $\text{H}_2 \lambda 2, 2235 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma = 0,12 \pm 0,07$. Os maiores valores são observados em regiões distantes das CNSFRs e atingem $\approx 0,6$. Estes valores maiores são atribuídos à maior contribuição de raios X oriundos do núcleo ativo à excitação do hidrogênio molecular, enquanto que próximo às CNSFRs, a contribuição de estrelas jovens à excitação deve ser maior.

Para um melhor entendimento dos mecanismos de excitação do H_2 em NGC 7582 são necessárias observações com um intervalo espectral maior do que o apresentado neste trabalho, que incluam mais linhas de emissão do H_2 , bem como imagens rádio de boa qualidade para investigar a relação entre choques produzidos pelos jatos rádio e a emissão do H_2 .

Capítulo 6

Resultados: A galáxia NGC 4051*

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para NGC 4051 a partir das observações na banda K com o NIFS. Realizamos medidas das linhas de emissão do H_2 em 2,0338, 2,1218 e 2,2235 μm , $\text{Br}\gamma$ $\lambda 2, 1661 \mu\text{m}$ e $[\text{Ca VIII}] \lambda 2, 3211 \mu\text{m}$, bem como da cinemática estelar a partir de ajustes de templates estelares ao espectro da galáxia.

No painel superior esquerdo da Fig. 6.1, apresentamos uma imagem em grande escala de NGC 4051 na banda K de Knapen et al. (2003) obtida com o telescópio WHT (*William Hershel Telescope*). O retângulo central mostra o campo das observações com o NIFS e aplicamos uma rotação na imagem para que sua orientação coincida com a orientação da IFU em nossas observações. No painel superior da direita apresentamos o mapa de contínuo obtido do cubo de dados do NIFS pela interpolação do contínuo abaixo da linha de emissão do H_2 em 2,1218 μm . Nos painéis inferiores apresentamos três espectros característicos: um para a posição nuclear (posição N no mapa de contínuo), um para a posição 1''2 a leste do núcleo (posição A) e outro para a posição 0''75 a oeste do núcleo (posição B). Todos os espectros correspondem a uma abertura de 0''3 \times 0''3. As linhas de emissão estão identificadas no espectro nuclear e as bandas de absorção do ^{12}CO e ^{13}CO , utilizadas nas medidas da cinemática estelar, estão identificadas no espectro da posição A.

6.1 A cinemática estelar

As medidas da cinemática estelar foram obtidas utilizando o método pPXF a partir de ajustes das bandas de absorções estelares do CO em $\approx 2,3 \mu\text{m}$. Conforme pode

*Resultados publicados em Riffel et al. (2008)

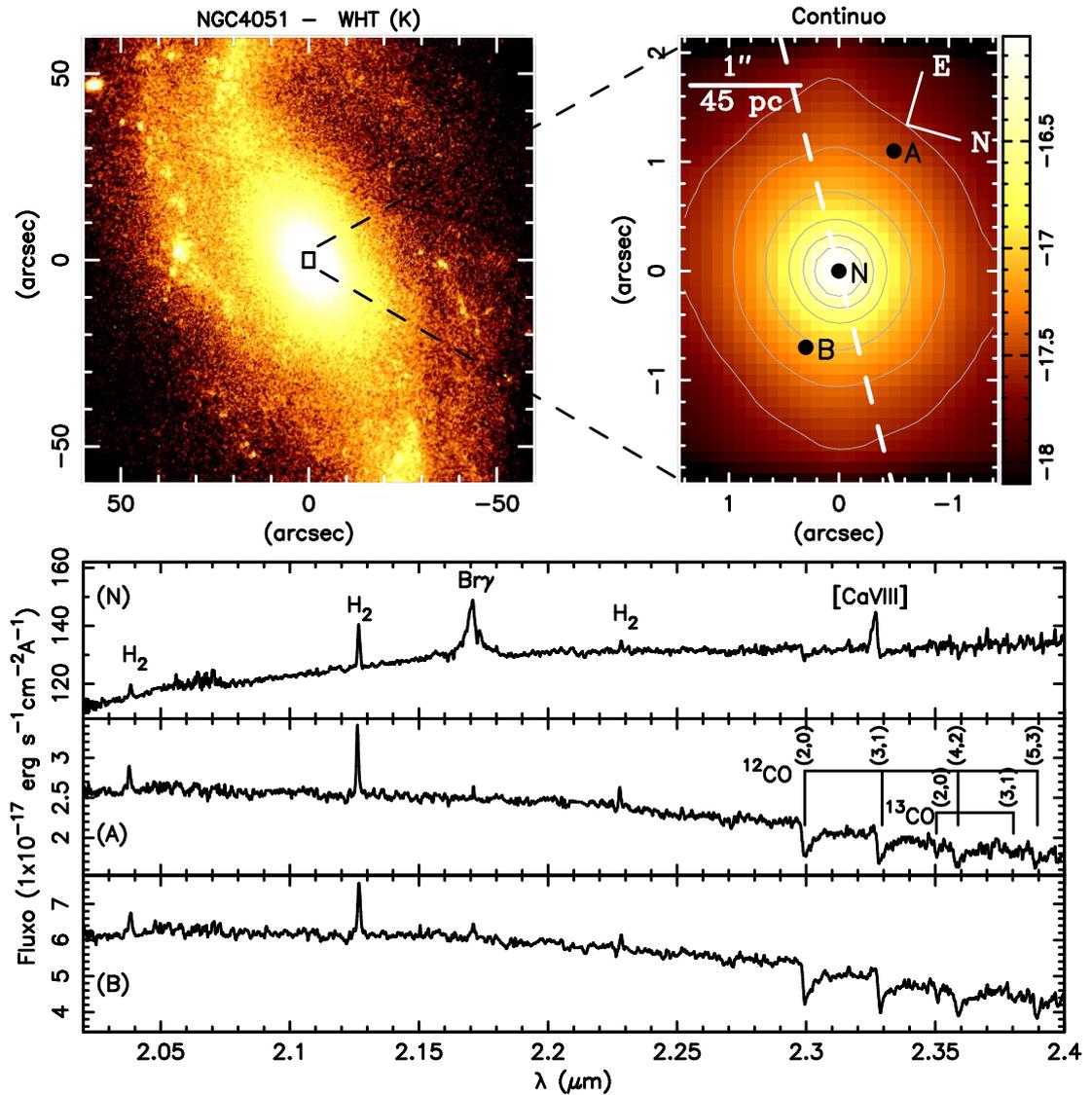


Figura 6.1: Acima: Esquerda - Imagem em grande escala na banda K de NGC 4051 onde o retângulo central indica o campo observado com o NIFS; Direita - Mapa de contínuo obtido a partir dos dados observados com o NIFS. Abaixo: Espectros obtidos para uma abertura de $0''.3 \times 0''.3$ nas posições N, A e B indicadas no mapa de contínuo.

ser visto no espectro nuclear, mostrado na Fig. 6.1, a linha de emissão coronal do [Ca VIII] está preenchendo parcialmente a segunda banda de absorção do CO. Davies et al. (2006) mostraram que esta linha afeta a cinemática medida a partir das bandas de absorção do CO. A fim de investigar a influência desta linha em nossas medidas, escolhemos dois intervalos espectrais para fazer os ajustes: o primeiro (2,258-2,372 μm) inclui a linha do [Ca VIII] e o segundo (2,258-2,314 μm e 2,346-2,372 μm) exclui esta linha, juntamente com a banda do CO “contaminada”. Observamos que os valores das velocidades radiais e dispersão de velocidades derivadas utilizando o primeiro intervalo espectral são maiores na região nuclear, onde a linha de emissão do [Ca VIII] está presente, do que os valores obtidos utilizando o segundo intervalo espectral. Decidimos então excluir a banda de absorção contaminada ^{12}CO (3-1) dos ajustes da cinemática estelar nas regiões onde observa-se a linha de emissão do [Ca VIII] (dentro de um raio de $0''.8$ em torno do núcleo). Em regiões distantes do núcleo utilizamos o primeiro intervalo espectral, que inclui a banda de absorção ^{12}CO (3-1).

Na Fig. 6.2 mostramos ajustes dos templates estelares ao espectro da galáxia utilizando o método pPXF para 4 posições diferentes: o núcleo; a $1''.2$ SE e a $1''.2$ NW do núcleo, onde observamos o *turnover* da curva de rotação e em uma posição a $1''.5$ leste do núcleo, quase na borda do campo do NIFS. Observamos que os templates estelares ajustam muito bem os espectros da galáxia na maioria das posições, incluindo regiões próximas às bordas do campo observado, onde a razão sinal/ruído é menor. Contudo, os resultados para o entorno do núcleo devem ser considerados com cuidado, pois os ajustes podem estar afetados por emissão de poeira (como observado pela diluição das linhas de absorção) e de linhas de emissão fracas que podem estar presentes nos espectros da galáxia e ausentes nos templates estelares.

Apresentamos os mapas obtidos para a cinemática estelar na Fig. 6.3. No painel superior esquerdo apresentamos o campo de velocidades, do qual subtraímos a velocidade sistêmica derivada a partir do modelamento do campo de velocidades por um potencial de Plummer (ver abaixo). No painel superior direito apresentamos o mapa para a dispersão de velocidades estelar e nos painéis inferiores mapas para os momentos de Gauss-Hermite h_3 (esquerda) e h_4 (direita). As regiões em preto, próximas às bordas do campo, são regiões onde a razão sinal/ruído dos espectros da galáxia não é grande o suficiente para se obter bons ajustes. As incertezas médias são $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ para V_r , $\approx 8 \text{ km s}^{-1}$ para σ_* e $\approx 0,03$ para h_3 e h_4 .

O campo de velocidades das estrelas é dominado por rotação e apresenta um intervalo de valores que variam de ≈ -40 a $\approx 40 \text{ km s}^{-1}$ com o *turnover* ocorrendo

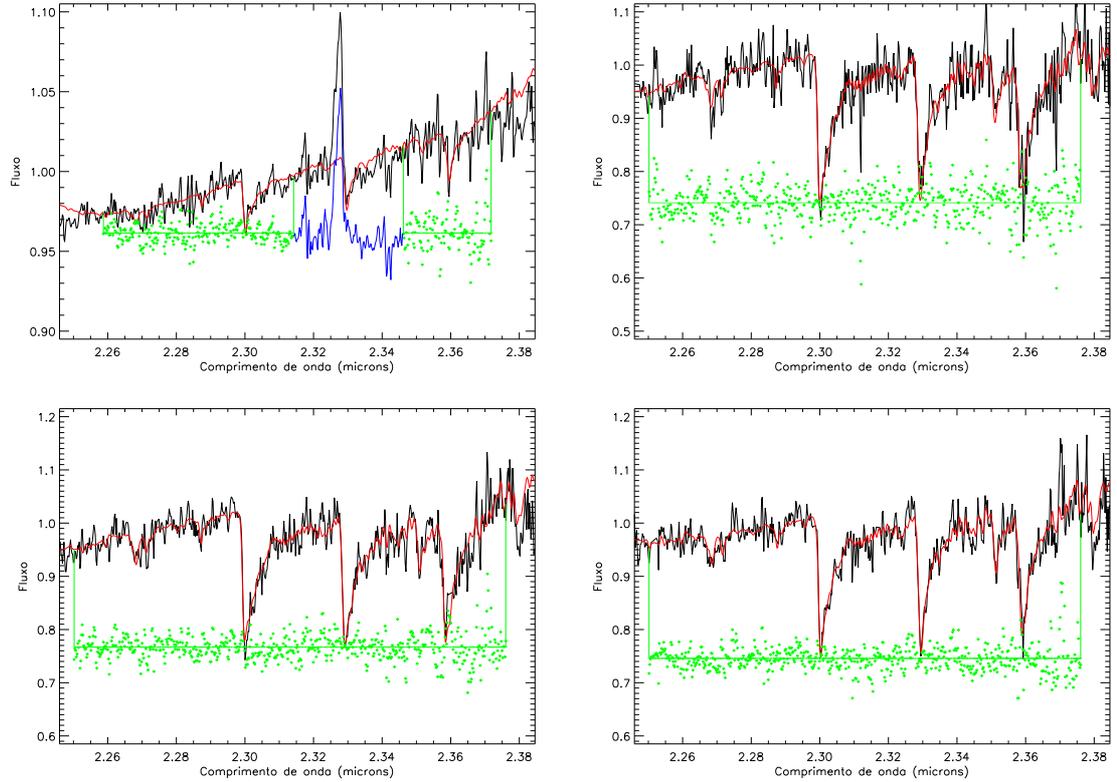


Figura 6.2: Amostra de ajustes da cinemática estelar da região nuclear de NGC 4051 utilizando o método pPXF. Acima: Ajuste para o espectro nuclear (esquerda) e para um espectro a $1''.5$ leste do núcleo (direita). Abaixo: Ajustes dos espectros das posições a $1''.2$ SE (esquerda) e $1''.2$ NW (direita) do núcleo. Em preto: o espectro observado; em vermelho: o espectro ajustado; em verde: os resíduos e em azul: o intervalo espectral excluído dos ajustes de espectros da região central.

a ≈ 55 pc do núcleo, em boa concordância com o campo de velocidades obtido por Barbosa et al. (2006) a partir de espectroscopia IFU no ótico. A amplitude e a posição do *turnover* da curva de rotação podem ser mais facilmente observados no corte unidimensional do campo de velocidades apresentado na Fig. 6.4. Esta curva de rotação foi obtida pela média das velocidades dentro de uma pseudo-fenda de 1 segundo de arco de largura orientada ao longo do eixo maior da galáxia.

Ajustamos o campo de velocidades radiais utilizando a equação 3.11 a fim de obter a velocidade sistêmica (V_s), a massa do bojo (M), a orientação da linha dos nodos (Ψ_0), a posição do centro cinemático e o parâmetro de escala (A). Neste ajuste, mantivemos a inclinação do disco fixa em $i = \text{acos}(b/a) = 41,4^\circ$, onde a e b são o semi-eixo maior e semi-eixo menor do disco em grande escala da galáxia, obtidos na base de dados NED. Os parâmetros derivados foram os seguintes: velocidade sistêmica

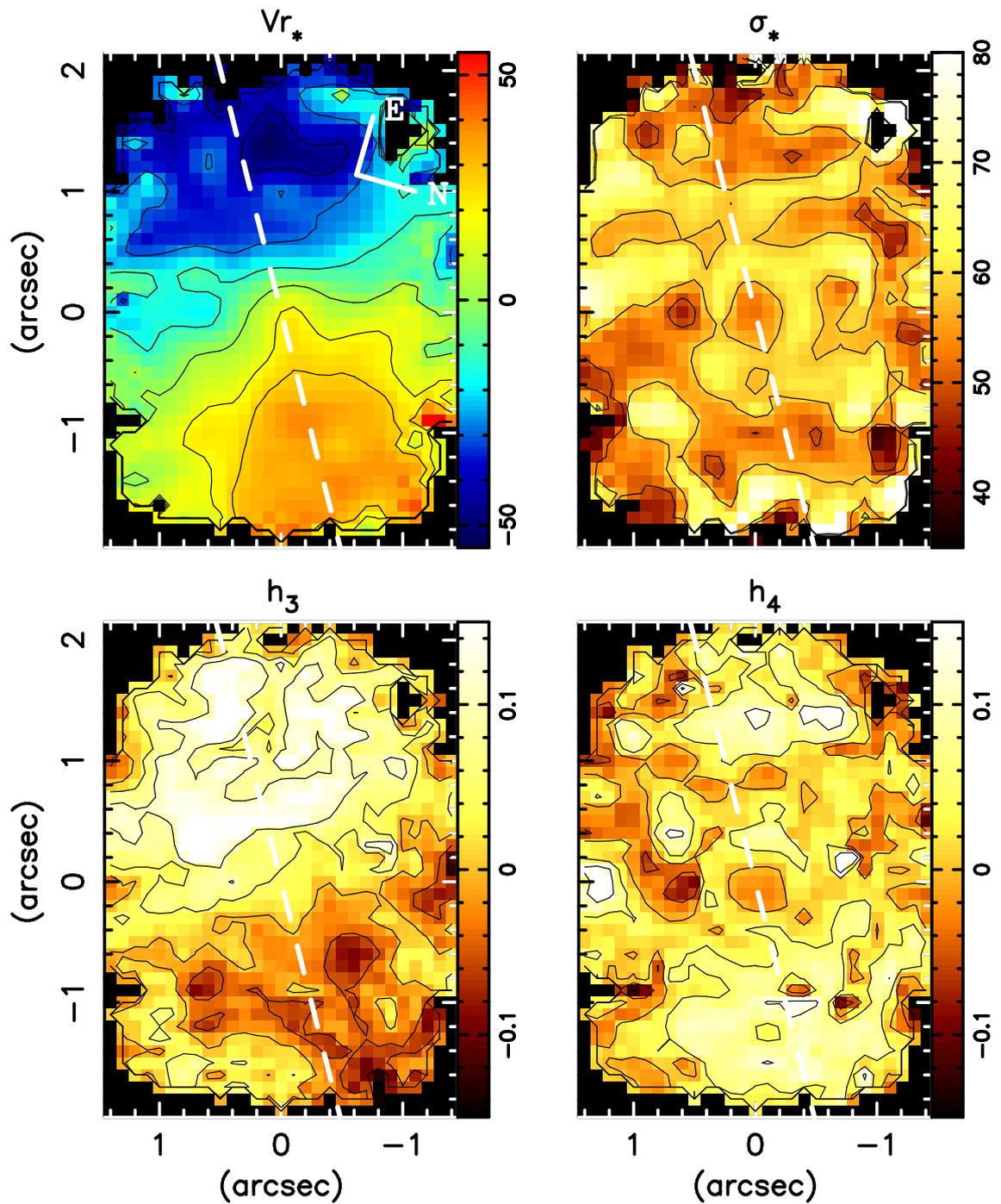


Figura 6.3: Mapas bidimensionais para a cinemática estelar de NGC 4051. Acima: campo de velocidades radiais (esquerda) e dispersão de velocidades (direita). Abaixo: Momentos de Gauss-Hermite de ordem superior (h_3 e h_4). As incertezas são $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ para V_r , $\approx 8 \text{ km s}^{-1}$ para σ_* e $\approx 0,03$ para h_3 e h_4 . A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos.

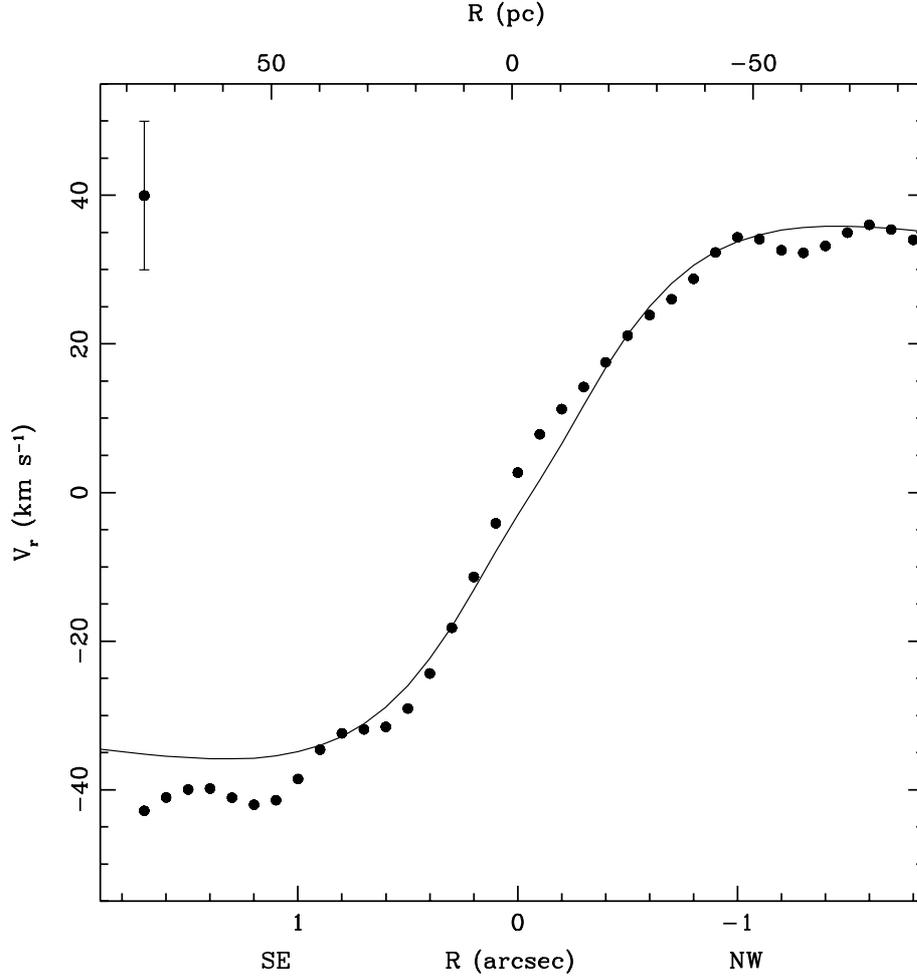


Figura 6.4: Corte unidimensional no mapa de velocidades radiais das estrelas ao longo de uma pseudo-fenda com largura $1''$ orientada ao longo do $PA=120^\circ$. A linha contínua representa o modelo ajustado para o campo de velocidades estelar.

heliocêntrica $V_s = 716 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$, $M = 7,7 \pm 0,6 \times 10^7 M_\odot$, $A=39,7 \pm 2,7 \text{ pc}$ e $\Psi_0 = 120^\circ \pm 1^\circ$. A posição obtida para o centro cinemático é $X_0 = 4,9 \pm 1,4 \text{ pc}$ e $Y_0 = 3,1 \pm 1,2 \text{ pc}$, medida em relação ao pico do contínuo. Na Fig. 6.5 apresentamos o modelo e o mapa de resíduos, obtido pela diferença entre o campo de velocidades observado e o modelo. Observamos que o campo de velocidades é bem descrito pelo modelo – os resíduos são próximos de zero na maior parte do campo. Os maiores resíduos ($\approx 20 \text{ km s}^{-1}$) são observados em regiões próximas ao núcleo, onde as medidas da cinemática estelar podem estar afetados por emissão de poeira e de linhas.

O mapa para a dispersão de velocidades das estrelas é mostrado no painel superior esquerdo da Fig. 6.3, onde os valores de σ_* variam de ≈ 35 a $\approx 90 \text{ km s}^{-1}$. Os

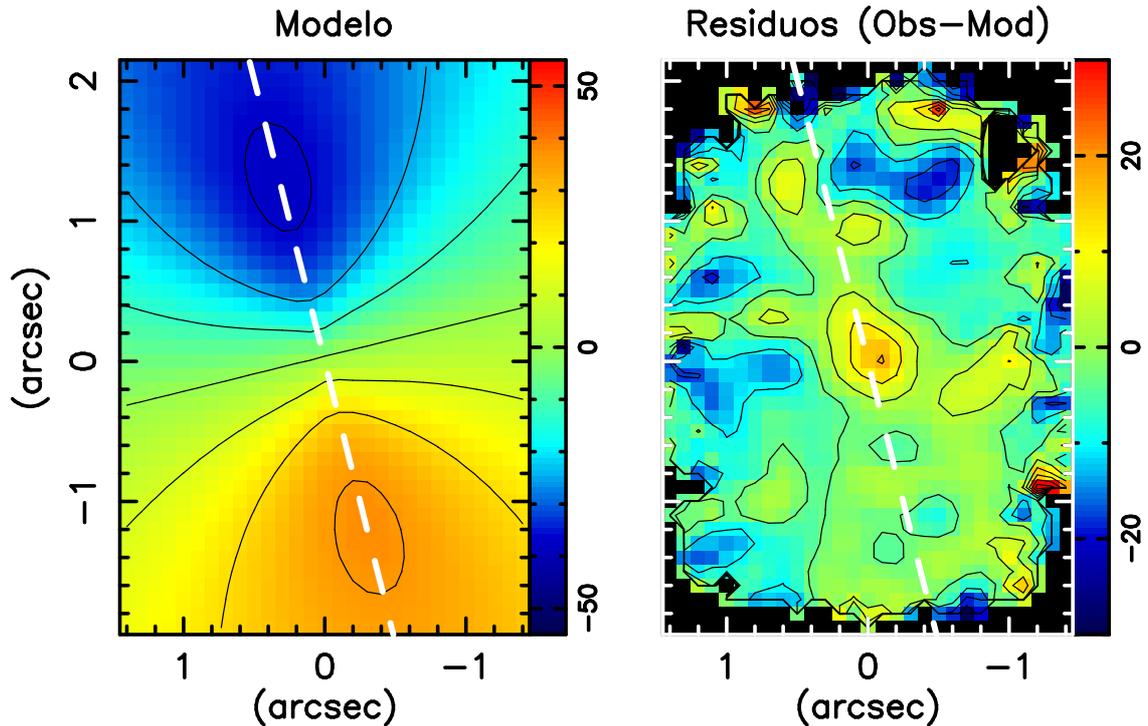


Figura 6.5: Modelo de rotação para NGC 4051 (esquerda) e mapa de resíduos (direita). A linha tracejada indica a orientação da linha dos nodos.

momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 são mostrados nos painéis inferiores esquerdo e direito da Fig. 6.3, respectivamente e apresentam valores que variam de $-0,15$ a $0,15$.

6.2 As distribuições de fluxos

Nos painéis superiores da Fig. 6.6 apresentamos os mapas de fluxos obtidos para as linhas de emissão do hidrogênio molecular em $2,0335$ (esquerda), $2,1218$ (meio) e $2,2235 \mu\text{m}$ (direita) com incertezas médias de 16, 5 e 9%, respectivamente. Regiões em preto identificam posições onde não foi possível medir as linhas devido a baixas razões sinal/ruído. Apresentamos contornos de uma imagem no contínuo rádio em $3,6 \text{ cm}$ obtida com o VLA sobrepostos, como linhas pretas espessas, ao mapa de fluxo da linha em $2,1218 \mu\text{m}$ bem como contornos da imagem de banda estreita na linha de emissão $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ do HST de Schmitt & Kinney (1996) sobrepostos, como linhas verdes, ao mapa de fluxo da linha $2,2235 \mu\text{m}$. A emissão do H_2 é bem estendida cobrindo todo o campo do NIFS. Os maiores valores de fluxos são observados no núcleo, definido como a posição do pico da emissão do contínuo. A distribuição do H_2

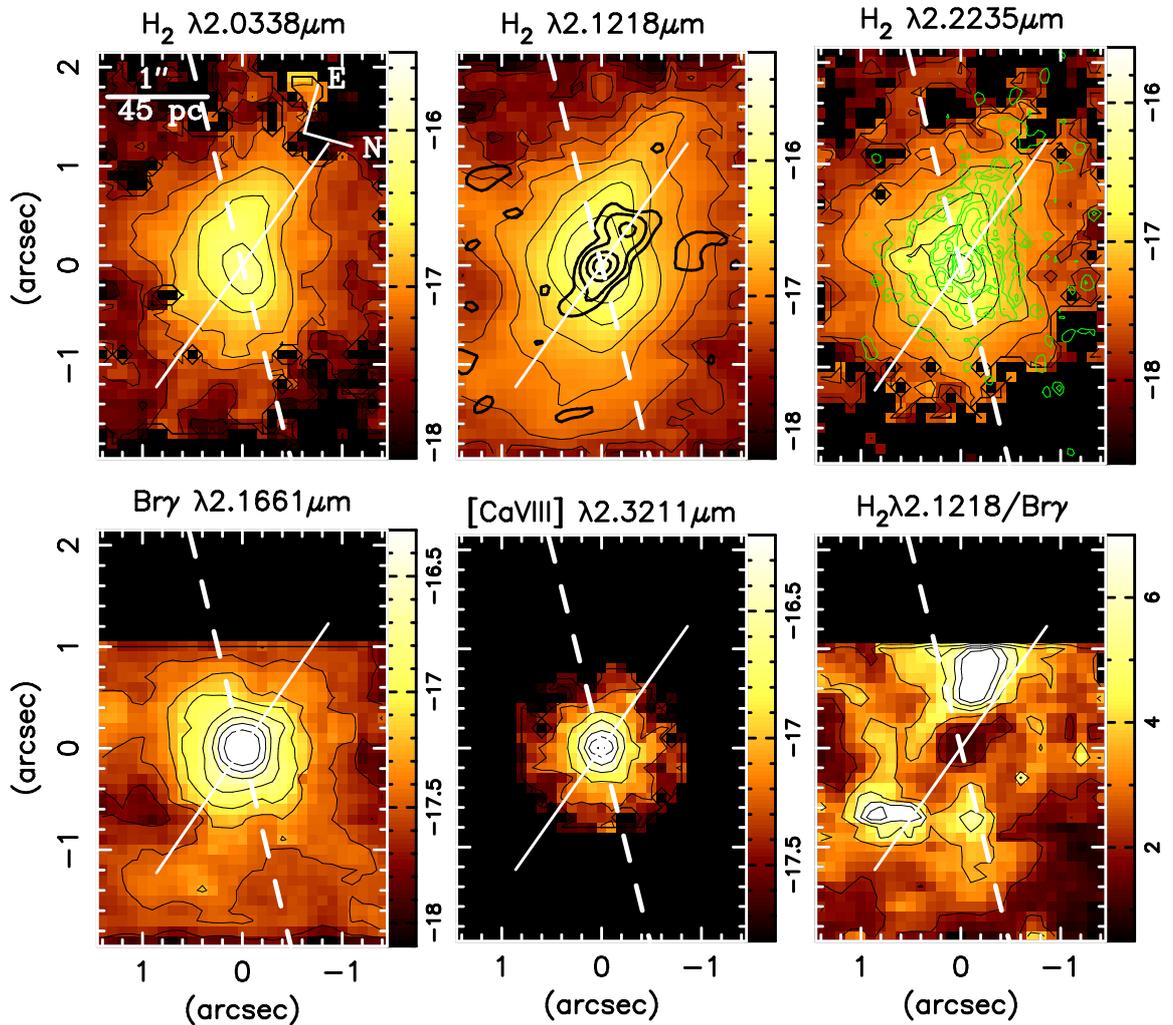


Figura 6.6: Acima: Da esquerda para a direita: mapas de fluxos para as linhas do H₂ em 2,0338, 2,1218 e 2,2235 μm. Abaixo: Da esquerda para a direita: mapa de fluxo para o Brγ, mapa de fluxo para o [Ca VIII] λ2, 3211 μm e mapa para a razão H₂ λ2, 1218 μm/Brγ. Os contornos pretos espessos sobrepostos ao mapa de fluxo na linha H₂ λ2, 1218 μm são da emissão contínua rádio em 3,6 cm; os contornos pretos finos são linhas de isointensidades para cada painel e as linhas verdes são contornos de uma imagem de banda estreita do [O III] do HST. A escala e orientação espacial estão mostradas no painel superior esquerdo. A linha tracejada representa a orientação da linha dos nodos e a linha contínua representa o PA que conecta os dois picos da emissão rádio.

é estendida para NE, entre a direção do eixo rádio, adotado como o eixo que conecta os dois picos da emissão rádio, e a linha dos nodos. A distribuição de fluxos do H_2 também apresenta uma boa concordância com a imagem de banda estreita na linha de emissão $[O III] \lambda 5007 \text{Å}$ obtida com o HST de Schmitt & Kinney (1996).

O mapa de fluxo para a componente estreita da linha $Br\gamma \lambda 2, 1661 \mu\text{m}$ é mostrado no painel inferior esquerdo da Fig. 6.6. Na região central ($r < 25 \text{ pc}$) ajustamos o perfil da linha com duas gaussianas para separar as contribuições das componentes estreita e larga da linha, enquanto que para as demais regiões, onde não observa-se a componente larga da linha, ajustamos somente uma gaussiana ao perfil de $Br\gamma$. A razão sinal/ruído no $1''$ superior do campo observado não foi grande o suficiente para fazer as medidas e por isso esta região aparece em preto na Fig. 6.6. A incerteza média nas medidas do fluxo de $Br\gamma$ é 24%. A distribuição de fluxos de $Br\gamma$ apresenta os maiores valores no núcleo e é aproximadamente simétrica em torno do núcleo – não apresenta nenhuma alongação como a observada nas distribuições de fluxos das linhas do hidrogênio molecular.

O mapa de fluxo da linha coronal do $[Ca VIII]$ em $2,3211 \mu\text{m}$ é mostrado no painel inferior central com incerteza média nas medidas de 15%. O pico da emissão ocorre no núcleo e a mesma está resolvida, estendendo-se a $0''.8$ do núcleo, que corresponde a uma distância de 36 pc na galáxia.

6.3 A razão $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}/Br\gamma$

A razão entre os fluxos das linhas $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ e $Br\gamma$ pode ser utilizada para investigar os mecanismos de excitação das linhas do hidrogênio molecular, com maiores valores da razão $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}/Br\gamma$ interpretados como maior contribuição de choques e/ou raios X para a excitação. Apresentamos o mapa para esta razão de linhas no painel inferior direito da Fig. 6.6. Os menores valores são $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}/Br\gamma \approx 1$, observados no núcleo e a norte. Os maiores valores atingem $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}/Br\gamma \approx 8$ e são observados predominantemente em duas regiões, uma aproximadamente $1''.0$ oeste do núcleo e outra a $0''.8$ leste do núcleo. Observamos que estas duas regiões estão próximas dos extremos da estrutura rádio em 3,6 cm. No entanto, uma interpretação direta deste mapa deve ser feita com cuidado, pois as distribuições de fluxos e a cinemática (ver próxima seção) são claramente diferentes para as linhas de emissão do H_2 e $Br\gamma$, o que implica que elas devem originar-se em regiões distintas na galáxia.

6.4 A cinemática do gás

Nos painéis da esquerda da Fig. 6.7 apresentamos os mapas para a velocidade radial do gás emissor das linhas do H_2 (superior) e $\text{Br}\gamma$ (inferior). Escolhemos a linha $\text{H}_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ para representar o campo de velocidades do H_2 pois a emissão desta linha é mais intensa e incertezas nas medidas são menores do que para as outras linhas de emissão. As incertezas médias nas medidas das velocidades são 4 e 9 km s^{-1} para o H_2 e $\text{Br}\gamma$, respectivamente. Nestes mapas, subtraímos a velocidade sistêmica derivada pelo modelamento do campo de velocidades das estrelas.

O campo de velocidades do H_2 mostra um padrão de rotação semelhante ao observado para as estrelas, com o lado NW se afastando e o lado SE se aproximando de nós. Entretanto, observa-se também outras componentes cinemáticas importantes, evidenciadas pelos grandes desvios em relação a uma rotação pura. Particularmente visível é uma região de *blueshifts* a NE do núcleo, mostrando valores que atingem $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$, que se estende a $\approx 1''$ do núcleo. O campo de velocidades de $\text{Br}\gamma$ não apresenta rotação e a amplitude total das velocidades observadas é de apenas $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$.

Os mapas de dispersão de velocidades apresentados nos painéis da direita da Fig. 6.7 foram corrigidos pelo alargamento instrumental e possuem incertezas médias de 5 e 14 km s^{-1} para o H_2 e $\text{Br}\gamma$, respectivamente. O mapa de σ para o H_2 apresenta valores no intervalo $\approx 40 - 100 \text{ km s}^{-1}$. Um anel parcial com baixos valores de dispersão de velocidades ($\sigma \approx 45 \text{ km s}^{-1}$) é observado circundando o núcleo, enquanto que os maiores valores ($80 \lesssim \sigma \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$) são observados na maior parte do campo restante. O mapa de σ para o $\text{Br}\gamma$ apresenta os maiores valores de $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$, no núcleo – porém as incertezas em σ nesta região podem ser maiores devido a uma possível contribuição da componente larga – e a $0''.8$ SW do núcleo, próximo da extremidade oeste da estrutura rádio. Em posições distantes do núcleo os valores de σ são menores do que 40 km s^{-1} .

6.5 A tomografia nas linhas de emissão

Nas Figs. 6.8 e 6.9 apresentamos a tomografia nas linhas de emissão $\text{H}_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ e $[\text{Ca VIII}] \lambda 2, 3211 \mu\text{m}$, respectivamente. Nestes cortes, os incrementos de velocidades entre um painel e outro valem $\approx 42 \text{ km s}^{-1}$ e a velocidade zero foi adotada como sendo a velocidade sistêmica derivada pelo modelamento do campo de velocidades estelar.

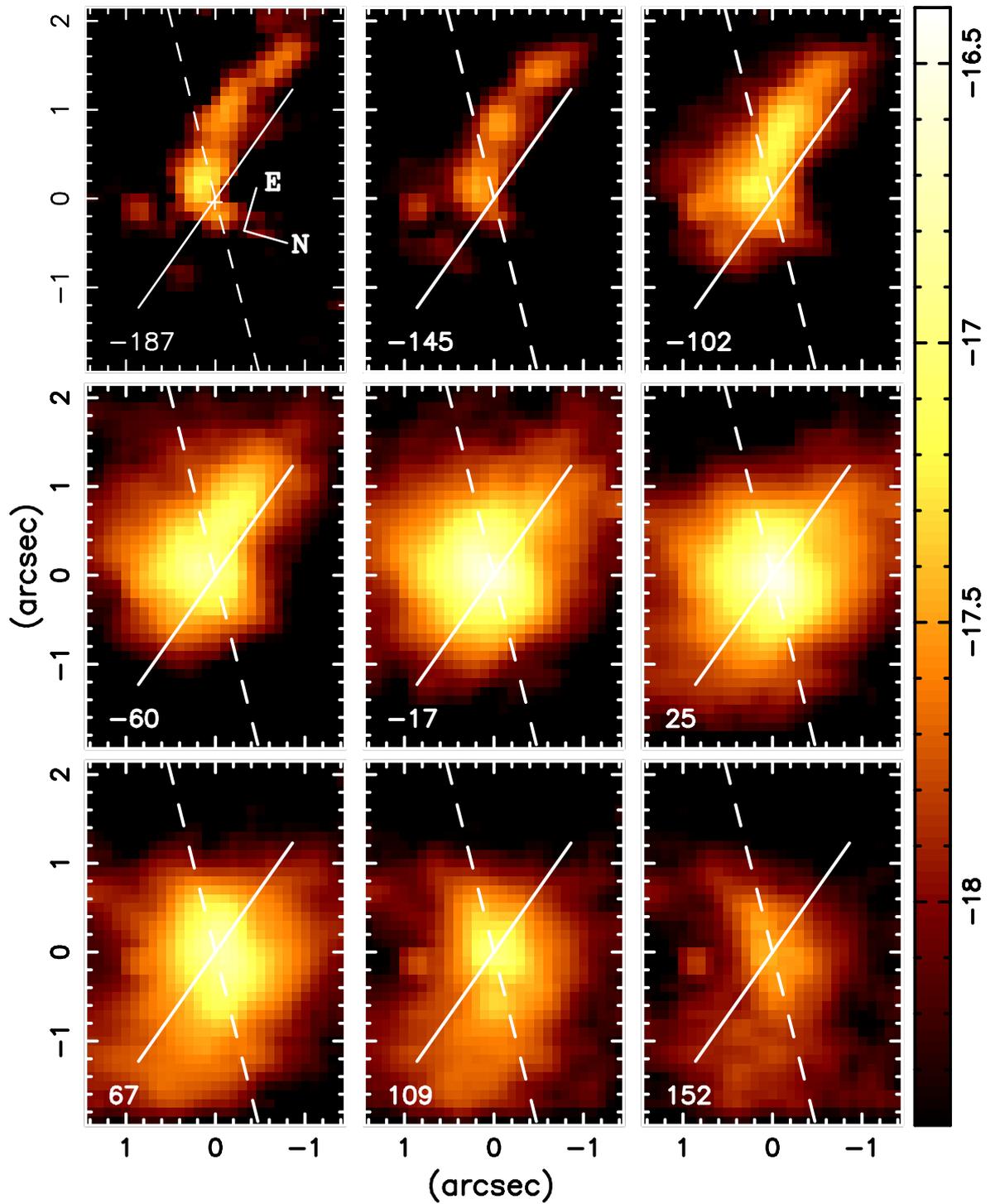


Figura 6.8: Cortes em velocidade através do perfil de $\text{H}_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}$ com *bin* de velocidade de $\approx 42 \text{km s}^{-1}$. A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos e a linha contínua mostra a orientação do jato rádio.

Para o H_2 , os maiores *blueshifts* atingem $\approx -190 \text{ km s}^{-1}$ e são observados predominantemente para NE do núcleo ao longo de uma estrutura extensa curvada, semelhante à observada no campo de velocidades (ver painel superior esquerdo da Fig. 6.7). Esta estrutura – cuja morfologia na Fig. 6.8 pode ser descrita como um braço curvo – domina a emissão do H_2 em velocidades de ≈ -190 a $\approx -60 \text{ km s}^{-1}$. Em velocidades próximas da velocidade sistêmica, a emissão é aproximadamente simétrica e dominada por emissão dentro de um raio de $\approx 1''$ centrado no núcleo. Para velocidades positivas, a estrutura dominante é um outro braço curvado que se estende a $\approx 2''$ a oeste do núcleo. Os maiores *redshifts* atingem velocidades de $\approx 160 \text{ km s}^{-1}$.

Para o [Ca VIII], mostramos na Fig. 6.9 os *bins* de maiores velocidades e excluimos alguns *bins* de menores velocidades que apresentam distribuições de fluxos semelhantes. Os maiores *blueshifts* atingem $\approx -250 \text{ km s}^{-1}$, os quais são maiores do que as velocidades observadas para o H_2 , enquanto que os maiores *redshifts* atingem velocidades de $\approx 170 \text{ km s}^{-1}$, semelhantes às observadas para o H_2 .

Não apresentamos a tomografia do gás emissor de $\text{Br}\gamma$, pois a componente estreita da linha é realmente muito estreita e aproximadamente simétrica e, próximo do núcleo é muito difícil separar a emissão da componente estreita e da componente larga, o que introduz uma incerteza muito grande na cinemática obtida.

6.6 Discussão

6.6.1 A cinemática estelar

Como observado no painel superior esquerdo da Fig. 6.3 e na Fig. 6.4 o *turnover* da curva de rotação ocorre a somente $\approx 55 \text{ pc}$ do núcleo, sugerindo que os movimentos das estrelas são dominados por um potencial gravitacional altamente concentrado. Isto está de acordo com o pequeno valor derivado para o parâmetro de escala ($A = 39,7 \text{ pc}$) a partir do modelamento do campo de velocidades. Os parâmetros derivados a partir do ajuste do modelo concordam razoavelmente com os valores derivados por Barbosa et al. (2006) através de um modelamento semelhante utilizando dados óticos de IFU para um campo de visão de $\approx 7'' \times 5''$ ($315 \times 225 \text{ pc}^2$). A excessão é o valor derivado para o ângulo de orientação da linha dos nodos ($\Psi_0 = 120^\circ$), que é $\approx 13^\circ$ maior do que o valor derivado por estes autores. Por outro lado, nosso Ψ_0 é $\approx 13^\circ$ menor do que o valor derivado por Dumas et al. (2007) a partir da cinemática estelar obtida em um campo de visão muito maior de $\approx 50'' \times \approx 40''$ ($2250 \times 1800 \text{ pc}^2$). Atribuímos estas

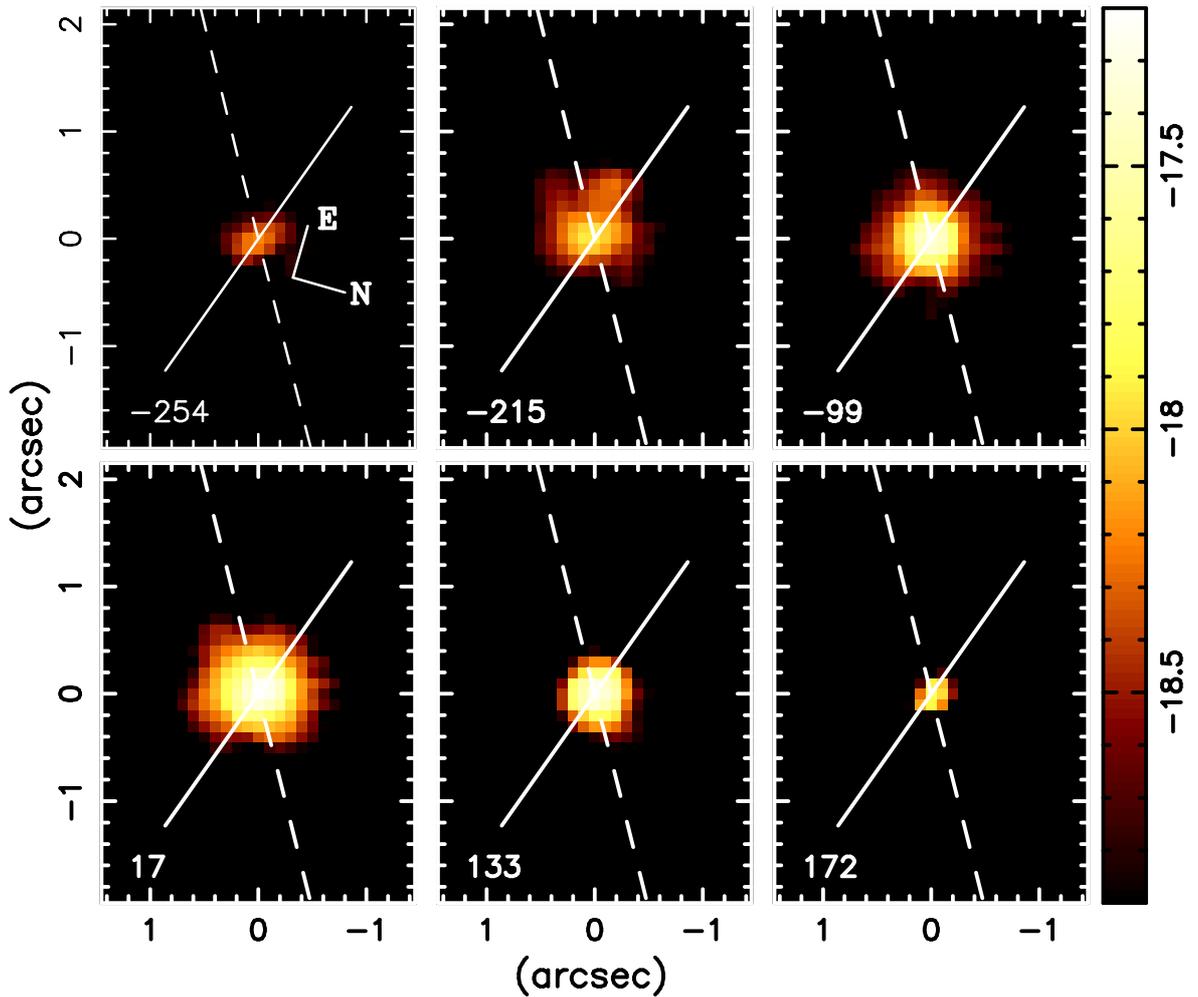


Figura 6.9: Idem à Fig. 5.10 para o $[\text{Ca VIII}]\lambda 2, 3211 \mu\text{m}$.

diferenças às diferenças nas coberturas espaciais dos campos observados, considerando também que a nossa cobertura espacial que é $130 \times 185 \text{ pc}^2$, está amostrando somente a cinemática estelar em regiões muito próximas do núcleo.

Para um ângulo de orientação da linha dos nodos de $\Psi_0 = 120^\circ$ e assumindo que os braços espirais de NGC 4051 são do tipo *trailing* (a orientação dos braços espirais pode ser vista na Fig. 6.1), concluímos que o lado NE é o lado distante e SW é o lado próximo da galáxia.

A dispersão de velocidades estelar apresenta regiões com pequenos valores ($\sigma_* \approx 40 - 50 \text{ km s}^{-1}$) circundados por valores maiores, entre 60 e 70 km s^{-1} . Uma possível interpretação é que estamos observando regiões de cinemática “mais fria” com estrelas mais jovens do que as estrelas do bojo circundante. Esta interpretação é

suportada por espectros óticos da região nuclear que apresentam assinaturas de estrelas de idades intermediárias (Cid Fernandes et al. 2003). Observamos uma pequena queda nos valores de σ_* no núcleo, porém este resultado deve ser considerado com cuidado devido à contaminação do espectro nuclear por emissão de poeira e linhas de emissão.

Podemos estimar a massa do BNS a partir da dispersão de velocidades das estrelas utilizando a equação 3.4. Adotando $\sigma_* \approx 60 \text{ km s}^{-1}$ para a dispersão de velocidades do bojo (obtido da Fig. 6.3) obtemos $M_{\text{BH}} = 1,1 \pm 0,3 \times 10^6 M_{\odot}$. Este valor está em boa concordância com valores obtidos anteriormente utilizando mapas de reverberação e relações de escala (Shemmer et al. 2003, Kaspi et al. 2000). Para esta massa, o raio de influência do BNS é $\approx 1,3 \text{ pc}$, não resolvido com a resolução espacial de nossos dados.

6.6.2 A cinemática do gás

As observações simultâneas da cinemática do gás e das estrelas nos permitiram construir um mapa de resíduos para a cinemática do gás em relação ao modelo do campo de velocidades das estrelas. Este mapa para o gás emissor do hidrogênio molecular é mostrado na Fig. 6.10. Observamos uma estrutura alongada para NE, que apresenta *blueshifts* de $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$, também observado nos cortes ao longo do perfil do H_2 mostrados na Fig. 6.8 e no mapa de velocidades radiais mostrado no painel superior esquerdo da Fig. 6.7. Estes *blueshifts* podem ser interpretados tanto como escoamentos em direção ao centro (*inflows*), se o gás está localizado no plano, quanto como ejeções do núcleo (*outflows*), se o gás se estende a altas latitudes (acima do plano), como por exemplo, em uma estrutura cônica orientada em nossa direção. Discutimos estas duas possibilidades abaixo.

A interpretação dos *outflows* é apoiada pelos seguintes fatos: (1) a estrutura alongada para NE está aproximadamente orientada ao longo do jato rádio; (2) uma estrutura semelhante foi observada por Barbosa et al. (2008) em observações IFU do gás emissor da linha $[\text{S III}] \lambda 9069 \text{ \AA}$, que também encontraram *redshifts* para SW o que parece ser devido a uma estrutura semelhante à observada em *blueshifts* mas emitida na direção oposta, caracterizando a emissão na forma de um bicone; (3) a dispersão de velocidades e a razão de linhas $\text{H}_2 \lambda 2,1218 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma$ apresentam maiores valores em regiões próximas às extremidades do jato rádio.

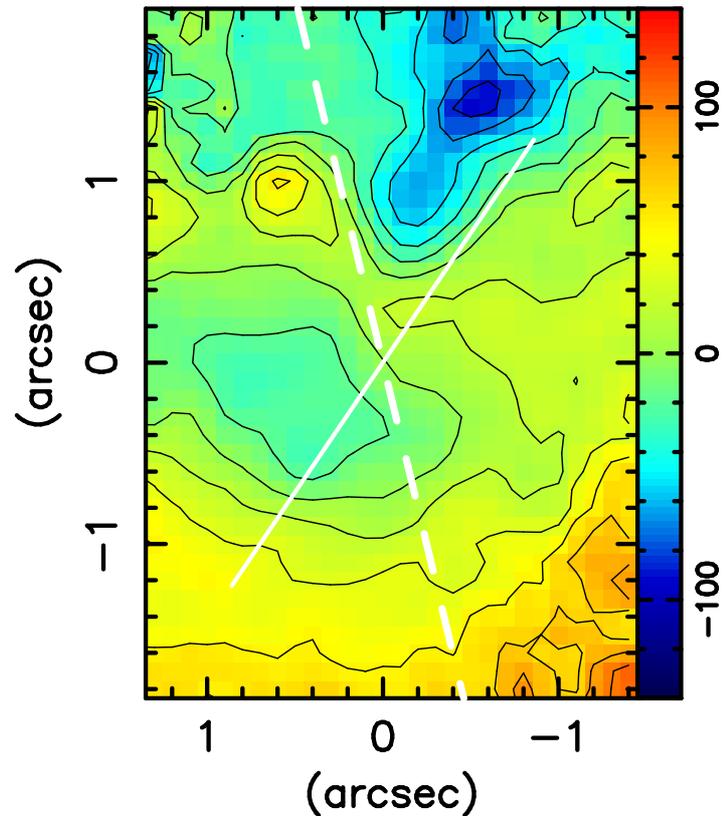


Figura 6.10: Diferença entre a cinemática do H_2 e das estrelas. A linha tracejada mostra a orientação da linha dos nodos e a linha contínua mostra o PA do eixo rádio.

A interpretação dos *inflows* é, por outro lado, apoiada por: (1) o fato de a orientação da região emissora do gás *blueshifted* a NE não estar bem alinhada com o eixo do jato rádio, porém desviada por $\approx 0'.5$ S-SE (ver Fig. 6.8); (2) o fato de a região *blueshifted* ser curva como se pertencesse a um braço espiral terminando no núcleo, enquanto que a estrutura *blueshifted* observada em [S III] por Barbosa et al. (2008) não apresenta esta curvatura e é mais semelhante à projeção de um cone. O eixo do cone também está melhor orientado com o jato rádio; (3) o fato de que não há uma clara contrapartida *redshifted* para o H_2 como a observada em [S III]. Ao invés disso, observa-se uma estrutura em *redshifts* nos cortes ao longo do perfil do H_2 (ver Fig. 6.8) que também é curva como se pertencesse a um braço espiral no lado próximo (SW) da galáxia.

Considerando os argumentos apresentados acima, optamos pela interpretação dos *inflows*, no qual os *blueshifts* para NE e os *redshifts* para SW observados no gás emissor de H_2 são devido a escoamentos de gás molecular no plano da galáxia, em

direção ao centro, ao longo de braços espirais nucleares. A presença de tais braços é apoiada pelo mapa de estruturas da região circumnuclear de NGC 4051 apresentado por Simões Lopes et al. (2007), que apresenta braços espirais semelhantes e com a mesma curvatura e orientação dos observados em H_2 . O mapa de estruturas também mostra bastante obscurecimento no lado próximo da galáxia, o que poderia explicar porque o fluxo do gás *redshifted* é mais fraco do que o fluxo do gás *blueshifted* no lado distante da galáxia. Os aumentos na dispersão de velocidades do gás e na razão $H_2 \lambda 2, 1218 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma$ podem ser entendidos se o jato rádio deixa o núcleo com um ângulo relativamente pequeno em relação ao plano da galáxia comprimindo o ISM circumnuclear próximo do núcleo.

O gás emissor de $\text{Br}\gamma$ está quase todo na velocidade sistêmica como observado no painel inferior esquerdo da Fig. 6.7 e não apresenta rotação e dessa forma, concluímos que a maior parte do gás emissor de $\text{Br}\gamma$ não está restrita ao plano da galáxia, podendo estender-se a altas latitudes.

6.6.3 A linha coronal $[\text{Ca VIII}]\lambda 2, 3211 \mu\text{m}$

Linhas coronais correspondem a transições proibidas de espécies altamente ionizadas, cuja emissão se estende desde o núcleo não resolvido até distâncias que variam de dezenas a algumas centenas de parsecs. Estas linhas geralmente apresentam asas azuis e são mais largas do que linhas de espécies de mais baixa ionização (eg. Rodríguez-Ardila et al. 2006, e referências lá citadas). Dessa forma, é possível resolver a região emissora de linhas coronais para as galáxias ativas mais próximas. Em NGC 4051, a linha de emissão coronal do $[\text{Ca VIII}]$ em $2,3211 \mu\text{m}$ está resolvida e apresenta emissão estendida em uma região circular de diâmetro $\approx 75 \text{ pc}$ em torno do núcleo. *Blueshifts* com velocidades de $\approx -250 \text{ km s}^{-1}$ são observados próximo do núcleo (dentro dos $\approx 25 \text{ pc}$ centrais), um valor que é muito maior do que os observados para o $\text{Br}\gamma$ e H_2 . A dispersão de velocidades média do $[\text{Ca VIII}]$ é $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$, a qual é aproximadamente 2-3 vezes maior do que os valores obtidos para as outras linhas de emissão. A cinemática observada, juntamente com a distribuição de fluxos compacta, suporta a interpretação de que as linhas coronais são emitidas próximas ao núcleo, e provavelmente na região de transição entre a BLR e a NLR. A extensão espacial da emissão, os *blueshifts* e os valores de σ observados para a linha do $[\text{Ca VIII}]$ em NGC 4051 são semelhantes aos observados para a galáxia Seyfert 2 Circinus. Para galáxias com

maior atividade nuclear estes valores tendem a ser ainda maiores (Rodríguez-Ardila et al. 2006).

6.6.4 Massa do gás emissor e taxa de *inflow*

Podemos calcular a massa do H₂ quente emissor das linhas utilizando a equação 3.1. Primeiramente calculamos a massa do H₂ responsável pela emissão da estrutura observada em *blueshifts* a NE do núcleo (Fig. 6.10) para a qual obtemos um fluxo $F_{\text{H}_2\lambda 2,1218} = 2,1 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, integrado em uma região triangular que inclui *blueshifts* com velocidades de $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$ na Fig. 6.10, e obtemos $M_{\text{H}_2} \approx 9,3 M_{\odot}$. Integrando agora a emissão do H₂ $\lambda 2,1218 \mu\text{m}$ sobre todo o campo ($130 \times 185 \text{ pc}^2$) obtemos $F_{\text{H}_2\lambda 2,1218} = 1,6 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e assim $M_{\text{H}_2} \approx 72 M_{\odot}$.

A massa de gás ionizado pode ser calculada utilizando a equação 3.3. Integrando o fluxo de Br γ em todo o campo ($130 \times 135 \text{ pc}^2$) obtemos $F_{\text{Br}\gamma} = 5,8 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e então obtemos $M_{\text{HII}} \approx 1,4 \times 10^5 M_{\odot}$. O valor da massa de hidrogênio ionizado é aproximadamente 2500 vezes maior do que o da massa do H₂ quente.

Utilizando a massa de H₂ calculada para a região NE, onde observa-se a estrutura em *blueshifts*, podemos estimar o fluxo de gás molecular quente assumindo que o mesmo escocia até o núcleo. Podemos calcular a massa de H₂ quente atravessando uma seção circular por:

$$\dot{M}_{\text{H}_2} = 2m_p N_{\text{H}_2} v \pi r^2, \quad (6.1)$$

onde v é a velocidade do escoamento e r é o raio da seção circular. Os maiores *blueshifts* são observados a $1''.2$ NE do núcleo, onde o raio da seção é estimado como sendo $r = 0''.55 \approx 25 \text{ pc}$. Assumindo $v = 100 \text{ km s}^{-1}$ e uma geometria cônica para calcular a densidade de H₂, obtemos $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 2,5 \times 10^{21} \text{ g s}^{-1} = 4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Este valor fica ≈ 2 vezes maior se considerarmos um *inflow* semelhante ao longo do braço espiral a SW, observado em *redshifts*.

A taxa de acreção necessária para produzir a energia do AGN pode ser estimada por $\dot{M} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2}$, onde L_{bol} é a luminosidade bolométrica, c é a velocidade da luz e η é a eficiência da conversão de massa acretada em radiação. Assumindo um valor típico de $\eta = 0,1$ e utilizando $L_{\text{bol}} = 2,7 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ de Ogle et al. (2004) obtemos $\dot{M} = 4,7 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. O fluxo de massa estimado para o H₂ é aproximadamente 100 vezes menor do que a taxa de acreção necessária para produzir a energia do AGN

de NGC 4051. Isto nos leva a concluir que deve haver uma contribuição adicional de gás frio (que não emite) para a taxa de escoamento de massa.

6.6.5 A excitação do H₂

A razão de linhas H₂ λ2, 2477/λ2, 1218 é comumente utilizada para distinguir entre mecanismos de excitação térmicos (H₂ λ2, 2477/λ2, 1218 ≈ 0, 1 – 0, 2) e fluorescente (H₂ λ2, 2477/λ2, 1218 ≈ 0, 55) para a excitação do gás emissor das linhas do hidrogênio molecular (Mouri 1994, Reunanen et al. 2002, Rodríguez-Ardila et al. 2005), enquanto que a razão H₂ λ2, 0338/λ2, 2235 é utilizada para determinar a temperatura de excitação. A linha H₂ λ2, 2477 μm é marginalmente detectada nos espectros individuais, e por isso integramos o fluxo desta linha sobre todo o campo observado para aumentar a razão sinal/ruído e obtemos H₂ λ2, 2477/λ2, 1218 ≈ 0, 12 ± 0, 02 indicando que as linhas do H₂ observadas em NGC 4051 são excitadas por processos térmicos.

As temperaturas rotacional e vibracional para o gás molecular também podem ser utilizadas para distinguir entre excitação térmica ou fluorescente: para a excitação térmica as temperaturas rotacional e vibracional devem ser semelhantes, enquanto que para a excitação fluorescente a temperatura vibracional deve ser maior do que a temperatura rotacional – fótons UV (não locais) populam níveis de energia mais altos do que na distribuição de população esperada para uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann. A temperatura rotacional pode ser obtida por (Reunanen et al. 2002):

$$T_{\text{rot}} \cong -1113 / \ln(0, 323 \frac{F_{H_2\lambda 2,0338}}{F_{H_2\lambda 2,2235}}) \quad (6.2)$$

e a temperatura vibracional por (Reunanen et al. 2002):

$$T_{\text{vib}} \cong 5600 / \ln(1, 355 \frac{F_{H_2\lambda 2,1218}}{F_{H_2\lambda 2,2477}}). \quad (6.3)$$

Para NGC 4051 obtemos H₂ λ2, 0338/λ2, 2235 = 1, 8 ± 0, 28 e H₂ λ2, 1218/λ2, 2477 = 8, 4 ± 1, 0. Utilizando as equações acima obtemos $T_{\text{rot}} = 2052_{-488}^{+746}$ K e $T_{\text{vib}} = 2305_{-120}^{+157}$ K. A semelhança entre estes dois valores (considerando as incertezas) reforça processos térmicos como mecanismos de excitação dominantes para o H₂.

Podemos ainda quantificar qual é a contribuição de raios X para a excitação do H₂. Para isso, utilizamos os modelos de Maloney et al. (1996) para estimar o fluxo da linha H₂ λ2, 1218 μm emergente de uma nuvem de gás iluminada por uma fonte de raios X duros localizada a uma distância d_X . Utilizando $L_X = 2,4 \times 10^{41}$ erg s⁻¹ e

Tabela 6.1: Comparação dos fluxos observados para a linha $H_2 \lambda 2$, $1218 \mu\text{m}$ e os fluxos preditos pelos modelos de Maloney et al. (1996) a distâncias d_X do núcleo para uma abertura de $0''.1 \times 0''.1$ e para as densidades de hidrogênio $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ e $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

d_X (pc)	Observado		n = 10^5 cm^{-3}			n = 10^3 cm^{-3}		
	$\log(F_{H_2})$	$\log(\xi_{\text{eff}})$	$\log(F_{H_2})$	$\log(\xi_{\text{eff}})$	$\log(F_{H_2})$	$\log(\xi_{\text{eff}})$	$\log(F_{H_2})$	$\log(\xi_{\text{eff}})$
25	-16,4	-1,7	-14,7	-	-	-	-	-
50	-17,0	-2,3	-17,2	-0,3	-15,8	-	-	-
75	-17,3	-2,7	-17,0	-0,7	-15,7	-	-	-

$N=1,32 \times 10^{20} \text{ cm}^2$ obtidos da base de dados Tartarus do satélite ASCA calculamos o parâmetro de ionização efetivo (ξ_{eff}) através da equação 4.1, para três distâncias diferentes do AGN (25, 50 e 75 pc) e para duas densidades de gás (10^5 cm^{-3} e 10^3 cm^{-3}). Utilizando ξ_{eff} podemos ler os fluxos emergentes para a linha $H_2 \lambda 2$, $1218 \mu\text{m}$ diretamente da Fig. 6(a,b) de Maloney et al. (1996).

Na tabela 6.1 apresentamos o parâmetro de ionização e os fluxos emergentes para uma abertura de $0''.1 \times 0''.1$ – correspondente a um ângulo sólido de $2,34 \times 10^{-13} \text{ sr}$. Nesta tabela também apresentamos os valores observados para o fluxo de $H_2 \lambda 2$, $1218 \mu\text{m}$, obtidos pela média dos fluxos em um anel com raio d_X e largura de $0''.2$. Comparando os fluxos preditos pelo modelo com os observados concluímos que a excitação devido a aquecimento do gás por raios X pode explicar a maior parte da emissão do H_2 observada em NGC 4051.

Outra razão de linhas usualmente utilizada para investigar os mecanismos de excitação do H_2 é $H_2 \lambda 2.1218 \mu\text{m}/\text{Br}\gamma$. Em *Starbursts*, onde a excitação é dominada por radiação UV, $H_2/\text{Br}\gamma < 0,6$, enquanto que para Seyferts esta razão é maior ($0,6 < H_2/\text{Br}\gamma < 2$) devido a emissão adicional do H_2 excitado por choques e/ou raios X do AGN (Rodríguez-Ardila et al. 2005). Como observado no painel inferior direito da Fig. 6.6, NGC 4051 apresenta $H_2/\text{Br}\gamma \approx 1$ no núcleo, o qual é um valor típico de AGNs. Os maiores valores atingem $H_2/\text{Br}\gamma \approx 8$ e são observados a NE e para SW do núcleo, em locais próximos das extremidades do jato rádio, sugerindo contribuição de choques devido ao jato rádio para a excitação do H_2 nestas regiões. Por outro lado, a interpretação desta razão de linhas deve ser considerada com cuidado devido ao fato de que o gás emissor do H_2 e de $\text{Br}\gamma$ não estarem localizados na mesma região espacial (pois apresentam cinemáticas e distribuições de fluxos distintas).

Capítulo 7

Resultados: A galáxia NGC 4258

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para NGC 4258 a partir das observações na banda K com o instrumento NIFS. Estes resultados consistem somente da cinemática estelar obtida a partir de ajustes de templates estelares aos espectros da galáxia pois não observamos emissão estendida em nenhuma linha. A única linha de emissão detectada é $\text{Br}\gamma \lambda 2,1661 \mu\text{m}$, dominada pela componente larga, restrita à região nuclear.

No painel superior esquerdo da Fig. 7.1 apresentamos uma imagem em grande escala de NGC 4258 na banda K com o telescópio de 1,3 m do 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) com resolução espacial de $2''.5$ (Hameed & Devereux 1999). Como nas outras galáxias estudadas, aplicamos uma rotação a esta imagem para a mesma orientação das observações obtidas com o NIFS. O quadrado central indica o campo observado com o NIFS. No painel superior direito mostramos o mapa de contínuo na banda K obtido com o NIFS a partir de médias dos fluxos em regiões próximas a $2,2 \mu\text{m}$ e nos painéis inferiores apresentamos os espectros obtidos para uma abertura de $0''.05 \times 0''.05$ nas posições identificadas no mapa de contínuo, onde N é a posição do núcleo, definido como o pico da emissão contínua, e A e B são as posições localizadas a $1''.0$ SE e $1''.0$ NW do núcleo, respectivamente. No espectro nuclear identificamos a linha de emissão $\text{Br}\gamma$, que não está presente em espectros extranucleares, e as bandas de absorção do CO, utilizadas nos ajustes da cinemática estelar, são identificadas no espectro para a posição A.

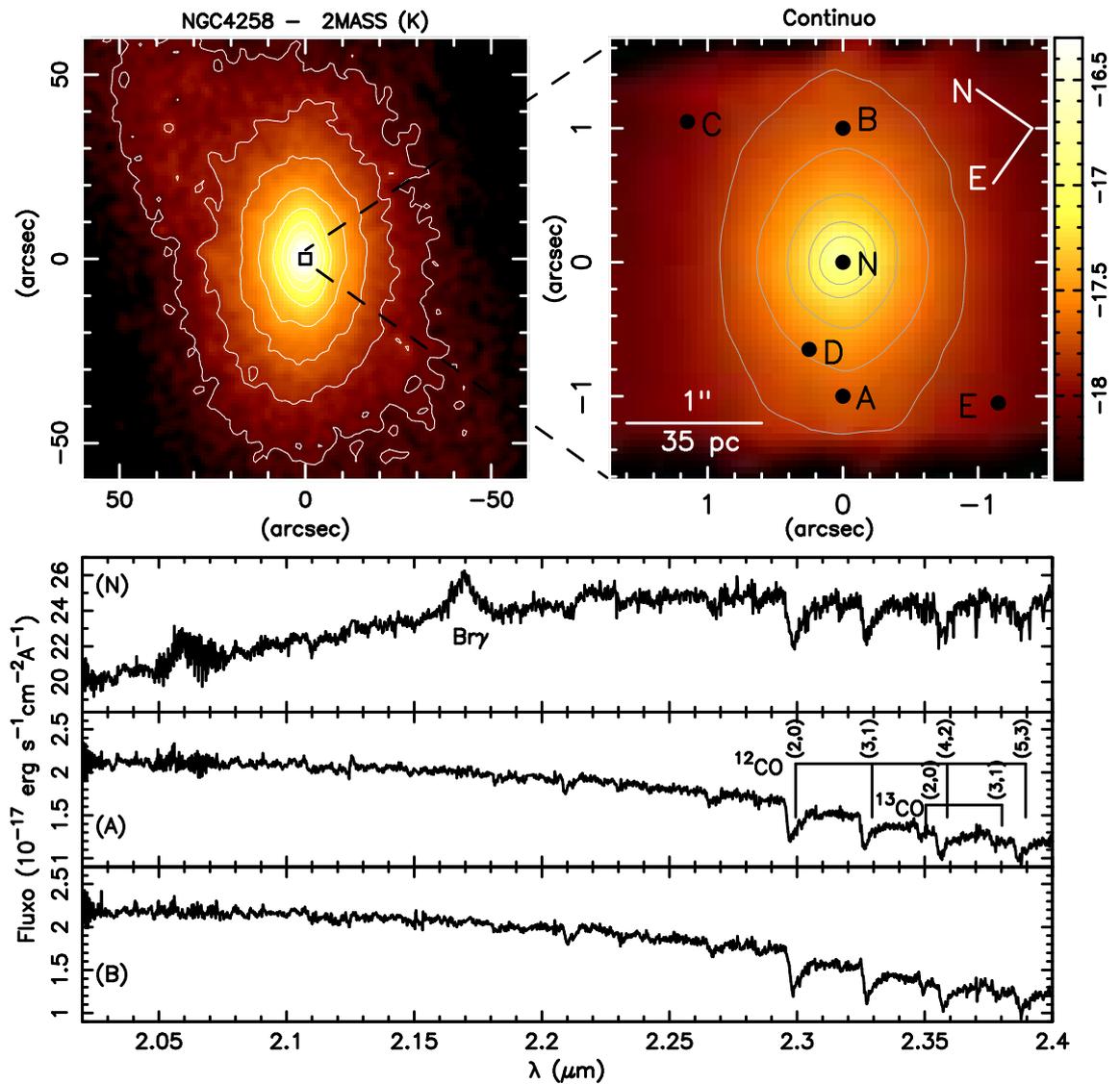


Figura 7.1: Acima: Imagem em grande escala na banda K de NGC 4258 (esquerda) onde o quadrado central indica o campo observado com o NIFS; Mapa do contínuo na banda K obtido com o NIFS (direita). Abaixo: Espectros obtidos para uma abertura de $0''.05 \times 0''.05$ nas posições N, A e B indicadas no mapa de contínuo.

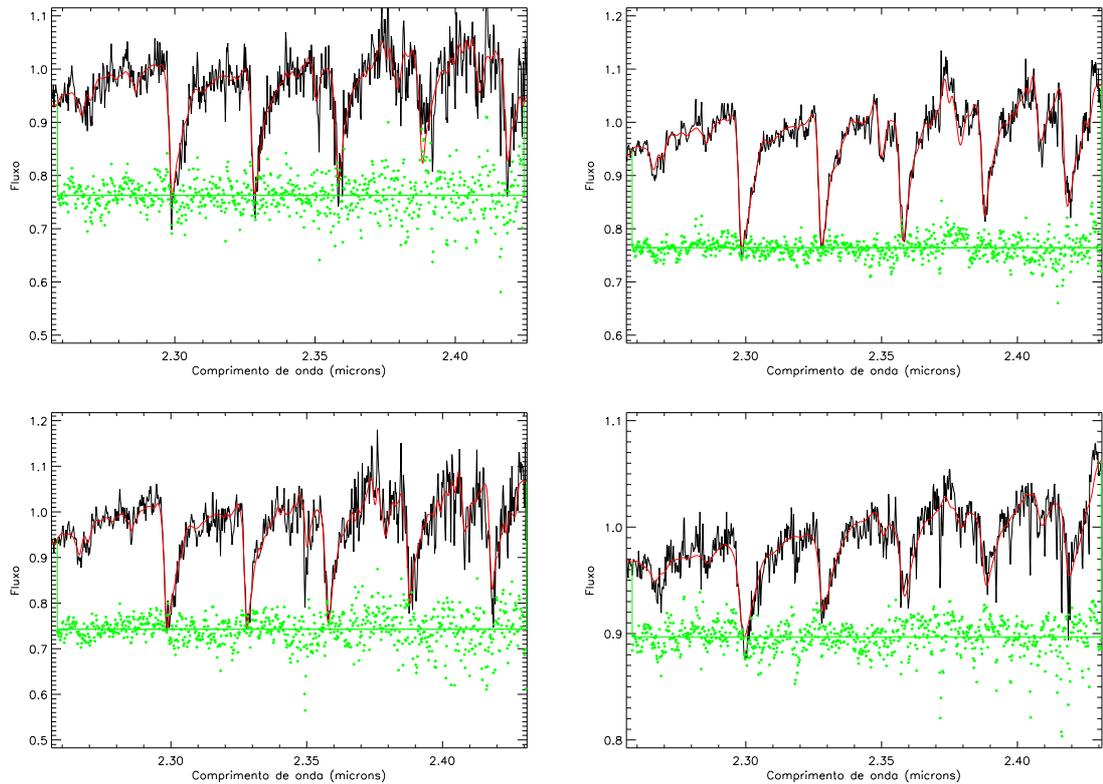


Figura 7.2: Ajustes obtidos para espectros nas posições C (painel superior esquerdo), D (superior direito), E (inferior esquerdo) e N (inferior direito) identificadas no painel superior direito da Fig. 7.1. Em preto mostramos o espectro observado, em vermelho o espectro ajustado e em verde os resíduos.

7.1 A cinemática estelar

Na Fig. 7.2 apresentamos ajustes de templates estelares a espectros da galáxia na região das bandas de absorção do CO, obtidos utilizando o método pPXF. No painel superior esquerdo apresentamos o ajuste obtido para um espectro a $1''.5$ N do núcleo (posição C na Fig. 7.1), no painel superior direito para um espectro a $0''.7$ E do núcleo (posição D), no painel inferior esquerdo para um espectro a $1''.5$ S (posição E) e no painel inferior direito para o espectro nuclear (posição N). Observamos que os ajustes reproduzem muito bem os espectros observados, mesmo nas regiões próximas das bordas do campo (onde a razão sinal/ruído é menor), como visto nos ajustes para as posições C e E.

Apresentamos os mapas obtidos para a cinemática estelar na Fig. 7.3. No painel superior esquerdo apresentamos o campo de velocidades, do qual subtraímos a velocidade sistêmica derivada a partir do modelamento do campo de velocidades

(ver abaixo). No painel superior direito apresentamos o mapa para a dispersão de velocidades estelar e nos painéis inferiores, mapas para os momentos de Gauss-Hermite h_3 (esquerda) e h_4 (direita). As incertezas médias são $\approx 8 \text{ km s}^{-1}$ para V_r e σ_* e $\approx 0,02$ para h_3 e h_4 . Nas regiões pretas, próximas às bordas do campo observado, não foi possível obter a cinemática estelar devido a baixa razão sinal/ruído dos espectros.

Observamos que o campo de velocidades estelar possui uma amplitude de $\approx 80 \text{ km s}^{-1}$ e apresenta um padrão de rotação, com a linha dos nodos orientada ao longo do $\text{PA} \approx 145^\circ$ e com o lado SE se aproximando e o lado NW se afastando de nós. A dispersão de velocidades apresenta valores entre 60 e 170 km s^{-1} , com os maiores valores observados na posição nuclear (definido como pico da emissão contínua) e os menores valores em regiões próximas às bordas do campo. Os valores de h_3 e h_4 apresentam valores típicos, semelhantes aos observados para as outras galáxias.

Como uma primeira tentativa de modelar o campo de velocidades utilizamos um modelo com um potencial de Plummer dado pela equação 3.11. Observamos que este modelo não consegue reproduzir simultaneamente as velocidades observadas em regiões próximas e afastadas do núcleo: quando as velocidades em regiões próximas do núcleo são reproduzidas pelo modelo, em regiões distantes não são e vice-versa. Este resultado mostra que o campo de velocidades estelar observado possui duas componentes.

A massa do BNS central de NGC 4258 é bem conhecida e vale $M_{\text{BH}} = 3,7 \times 10^7 M_\odot$ (Miyoshi et al. 1995, Herrnstein et al. 1999, 2005) e foi obtida a partir de observações de um disco maser emitindo linhas de H_2O , observadas em comprimentos de onda de rádio. Utilizando esta massa, juntamente com o valor da dispersão de velocidades observada para o bojo $\sigma_* = 120 \text{ km s}^{-1}$, obtida diretamente da Fig. 7.3, podemos calcular o raio de influência do BNS como $R_{\text{BH}} = \frac{GM_{\text{BH}}}{\sigma_*^2} \approx 11 \text{ pc}$. A resolução espacial dos dados obtidos com o NIFS para NGC 4258 é $\approx 3,7 \text{ pc}$ e assim o raio de influência do BNS está resolvido na cinemática estelar apresentada. Dessa forma, identificamos a componente que domina a cinemática em regiões próximas ao núcleo como sendo devida ao potencial gravitacional do BNS e a componente externa devida ao potencial do bojo estelar. A presença da componente nuclear também é evidente no mapa de σ_* onde observamos um aumento de $\sigma_* \approx 120 \text{ km s}^{-1}$ característico do bojo estelar para $\sigma_* \approx 170 \text{ km s}^{-1}$ no núcleo. Na Fig. 7.5 apresentamos um corte unidimensional do campo de velocidades radiais das estrelas ao longo de uma pseudo-fenda de $0''.5$ de largura orientada ao longo do $\text{PA} = 148,6^\circ$ (orientação da linha dos nodos – ver abaixo), o qual sugere a presença de duas componentes. Observamos

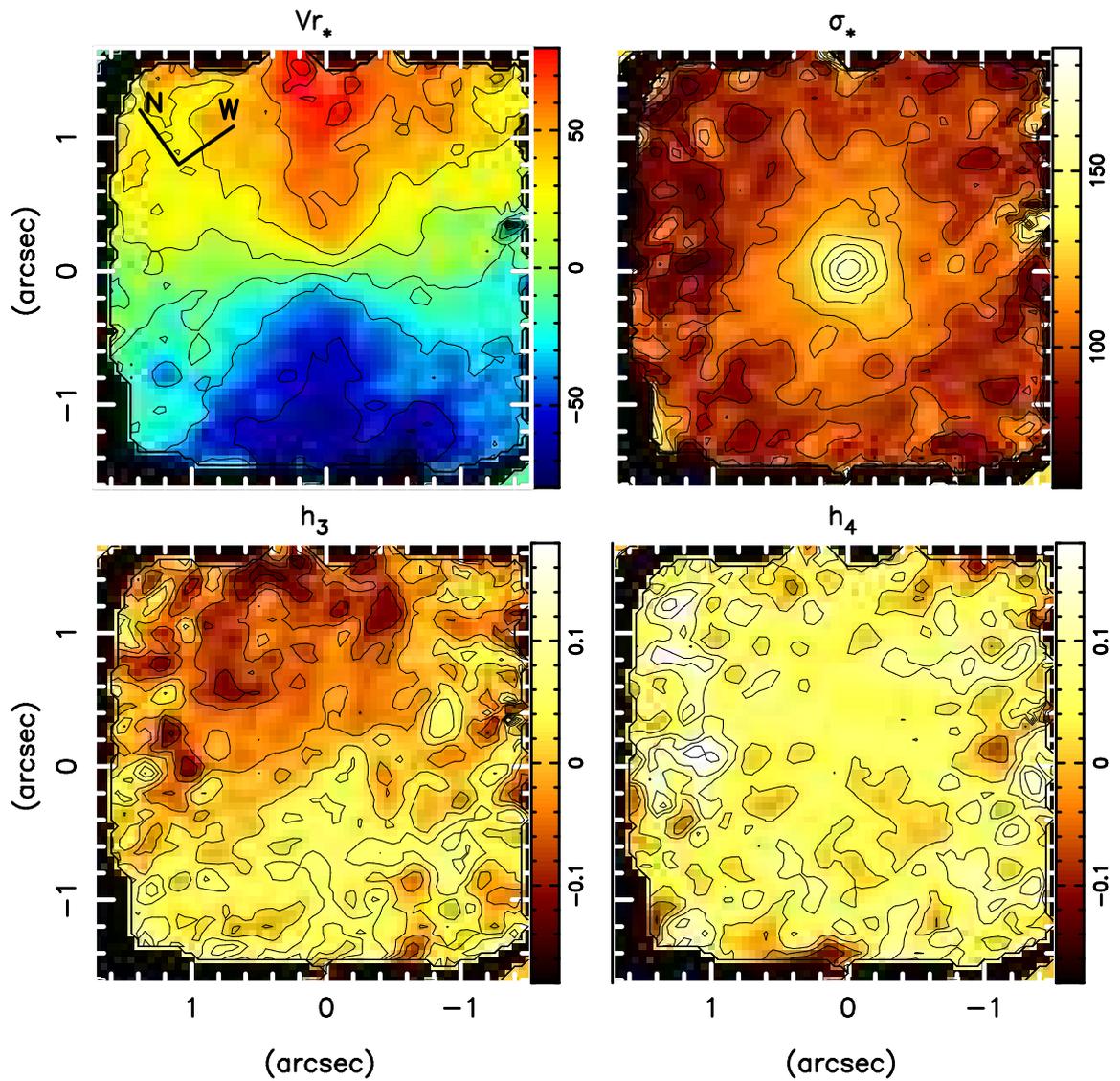


Figura 7.3: Mapas bidimensionais para a cinemática estelar de NGC 4258. Acima: campo de velocidades radiais (esquerda) e dispersão de velocidades (direita). Abaixo: momentos de Gauss-Hermite de ordem superior (h_3 e h_4). As incertezas são $\approx 8 \text{ km s}^{-1}$ para V_r e σ_* e $\approx 0,02$ para h_3 e h_4 .

um pequeno platô na curva de rotação a $\approx 0''.3$ do núcleo que parece marcar a região onde termina o domínio do potencial do BNS e começa a dominar o potencial do bojo estelar.

Na segunda tentativa de modelar o campo de velocidades utilizamos um modelo no qual as estrelas orbitam um potencial composto por um potencial de Plummer (devido ao bojo – dado pela equação 3.9) mais um potencial Kepleriano (devido ao BNS). Este modelo reproduz melhor o campo de velocidades observado do que o modelo utilizado na primeira tentativa, mas nas regiões próximas do núcleo, onde o potencial do BNS é dominante, a inclinação da curva de rotação não é bem reproduzida – o modelo produz uma curva de rotação muito mais inclinada do que a observada.

Como as velocidades das estrelas em torno de um potencial de Plummer variam mais lentamente com a distância do que as velocidades obtidas num potencial Kepleriano, adotamos um terceiro modelo para reproduzir o campo de velocidades observado. Este modelo é composto por dois potenciais de Plummer, um com um parâmetro de escala pequeno para reproduzir as velocidades próximas ao núcleo e outro com fator de escala maior para reproduzir as velocidades observadas em regiões mais distantes do núcleo. A equação ajustada é:

$$V_r = V_s + \left(\sqrt{\frac{R^2 GM}{(R^2 + A^2)^{3/2}}} + \sqrt{\frac{R^2 GM_c}{(R^2 + B^2)^{3/2}}} \right) \frac{\sin(i) \cos(\Psi - \Psi_0)}{\left(\cos^2(\Psi - \Psi_0) + \frac{\sin^2(\Psi - \Psi_0)}{\cos^2(i)} \right)^{3/4}} \quad (7.1)$$

onde M_c é a massa e B é o parâmetro de escala da componente compacta e os demais parâmetros são definidos como na equação 3.11.

Este modelo possui 8 parâmetros a serem ajustados, incluindo a posição do centro cinemático. Os ajustes produzidos deixando todos os parâmetros livres não reproduzem o campo de velocidades observado. Por este motivo a estratégia de ajustes foi diferente para esta galáxia. Primeiramente realizamos ajustes visuais do campo de velocidades bidimensional com o objetivo de obter boas estimativas iniciais para cada parâmetro. Posteriormente ajustamos os parâmetros V_s , Ψ_0 , X_0 e Y_0 mantendo M , M_c , A e B fixos e então mantivemos fixos os parâmetros já ajustados e ajustamos os demais. A inclinação do disco foi mantida fixa em $i = \arccos(b/a) = 42^\circ$, onde a e b são os semi-eixos maior e menor da galáxia, respectivamente, medidas diretamente

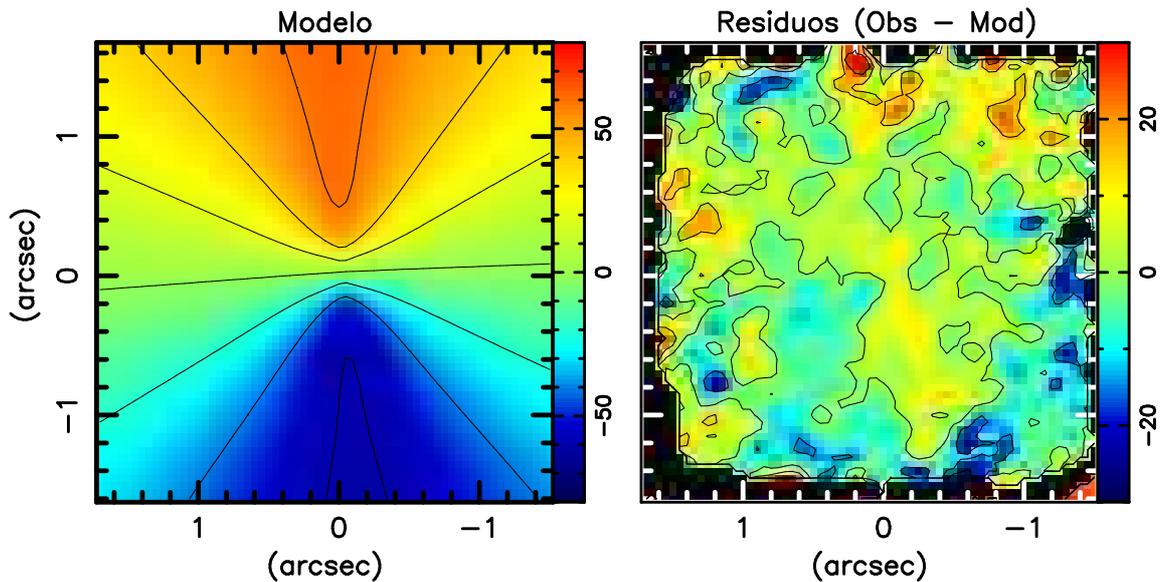


Figura 7.4: Modelo final obtido combinando dois potenciais de Plummer (esquerda) e mapa de resíduos (direita).

no mapa do contínuo da Fig. 7.1. Os parâmetros que levaram ao melhor ajuste das observações são os seguintes: $V_s = 472,9 \pm 8,3 \text{ km s}^{-1}$ (heliocêntrica), $\Psi_0 = 148,6^\circ \pm 1,3^\circ$, $M = 1,63 \pm 0,85 \times 10^8 M_\odot$, $A = 94,8 \pm 31,5 \text{ pc}$, $M_c = 3,67 \pm 0,78 \times 10^7 M_\odot$, $B = 11,1 \pm 1,3 \text{ pc}$, $X_0 = -1,1 \pm 0,3 \text{ pc}$ e $Y_0 = 1,1 \pm 0,2 \text{ pc}$, onde X_0 e Y_0 são medidos em relação ao pico do contínuo.

Na Fig. 7.4 apresentamos o modelo obtido pelo ajuste da equação 7.1 ao campo de velocidades observado (painel da esquerda) e o mapa de resíduos obtidos pela diferença entre o campo de velocidades observado e o modelo (direita). Observamos que os valores dos resíduos são menores do que as incertezas das medidas (8 km s^{-1}) na maior parte do campo, mostrando que o modelo reproduz satisfatoriamente o campo de velocidades estelar. Na Fig. 7.5 podemos observar a correspondência entre o modelo e as velocidades observadas ao longo das linhas dos nodos.

7.2 Discussão

Modelamos o campo de velocidades estelar utilizando um modelo composto por dois discos de Plummer: um mais extenso, no qual as estrelas descrevem órbitas em torno do potencial gravitacional do bojo estelar, e um mais compacto, no qual as estrelas estão sujeitas a um potencial central atribuído ao BNS. Os ajustes obtidos utilizando

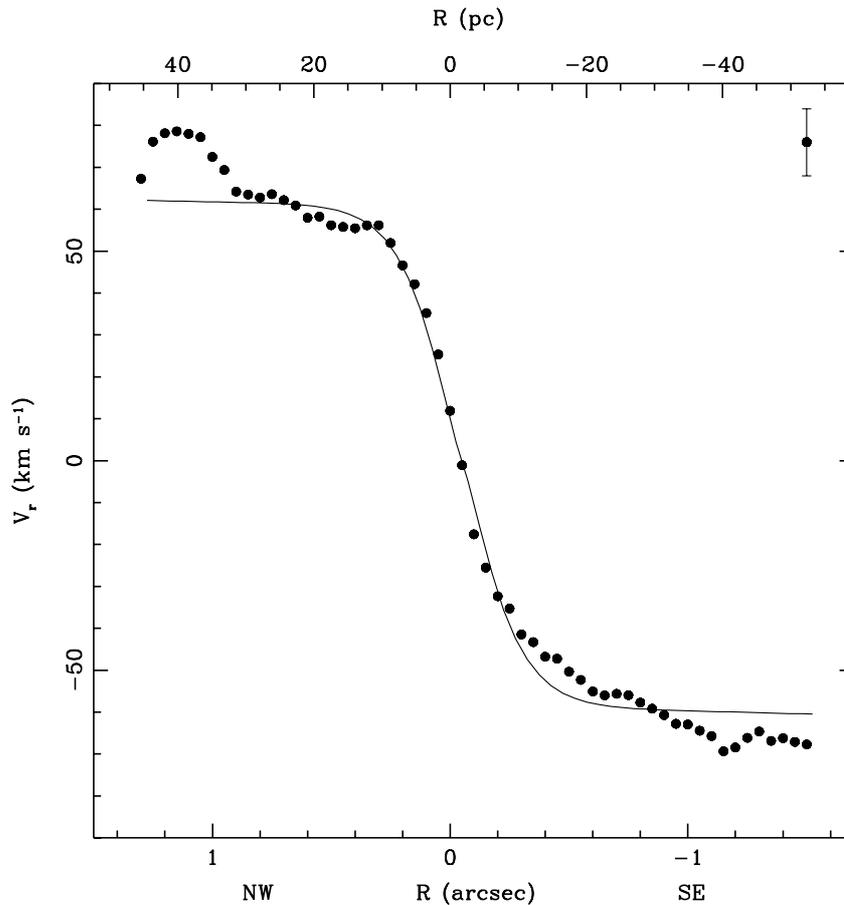


Figura 7.5: Corte unidimensional extraído do campo de velocidades radiais das estrelas ao longo da orientação da linha dos nodos. A linha contínua representa o modelo composto por dois potenciais de Plummer ajustado ao campo de velocidades.

um potencial de Plummer para o BNS são significativamente melhores do que os obtidos utilizando um potencial Kepleriano para o BNS e isto é atribuído à resolução espacial relativamente baixa dos dados, uma vez que o raio de influência do BNS equivale a apenas três elementos espaciais.

Podemos comparar os parâmetros obtidos no modelamento do campo de velocidades estelar como os obtidos em estudos cinemáticos anteriores. A velocidade sistêmica em relação ao sistema local de referência (LSR), obtida a partir de observações rádio de HI e de gás molecular, está no intervalo $450 < V_{\text{LSR}} < 474 \text{ km s}^{-1}$ (Sawada-Sato et al. 2007, van Albada 1980, van der Kruit 1974). Em escalas menores, Pastorini et al. (2007) obtiveram $V_{\text{LSR}} \approx 468 \text{ km s}^{-1}$ a partir do modelamento do campo de velocidades do gás em observações de fenda longa utilizando o instrumento STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) do HST. A velocidade sistêmica em relação

ao LSR obtida por nós vale $V_{\text{LSR}} = 464,8 \pm 8,3 \text{ km s}^{-1}$ e, dessa forma concorda com os valores anteriormente publicados.

O ângulo de orientação da linha dos nodos e a inclinação do disco em grande escala da galáxia são $146^\circ < \Psi_0 < 160^\circ$ e $i = 64^\circ$, respectivamente (Sawada-Satoh et al. 2007, van Albada 1980, van der Kruit 1974). Pastorini et al. (2007) modelaram a cinemática do gás da região circumnuclear obtida a partir de observações de fenda longa com o instrumento STIS do HST ao longo de dois PAs: 146° e 246° para três posições de paralelas, uma centrada no núcleo, as outras centradas a $0''.2$ do núcleo para ambos os lados. A amplitude da curva de rotação obtida por eles é $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$ e as dispersões de velocidades variam de 100 a 200 km s^{-1} , valores semelhantes aos obtidos por nós para a cinemática das estrelas. Pastorini et al. (2007) consideraram que o potencial gravitacional total é uma composição de duas componentes: uma devido ao bojo estelar e outra devido ao BNS. O melhor ajuste obtido por estes autores ocorre para uma inclinação do disco de gás $i = 60^\circ$, a qual é mais semelhante à inclinação do disco em grande escala da galáxia ($i = 64^\circ$ – van der Kruit 1974) do que à inclinação do disco maser ($i = 86^\circ$ – Miyoshi et al. 1995, Greenhill et al. 1995, Herrnstein et al. 1999, 2005). Pastorini et al. (2007) também obtiveram $\Psi_0 = 237^\circ$ para a orientação da linha dos nodos, o qual difere tanto do PA do disco galáctico ($\approx 150^\circ$) quanto do PA do disco maser ($\approx 86^\circ$). Este PA também é diferente do valor obtido por nós, o qual concorda muito bem com o PA do disco em grande escala de NGC 4258. A inclinação do disco ajustado por nós, obtida do mapa de contínuo, difere em 18° do valor obtido por Pastorini et al. (2007). Tentamos ajustar o campo de velocidades estelar fixando a inclinação do disco em $i = 60^\circ$ e não obtivemos bons ajustes, indicando que na região interna de NGC 4258 a cinemática do gás, da emissão maser e das estrelas são distintas.

Podemos estimar a massa do BNS diretamente a partir do mapa σ_* observado. Calculamos a massa interna ao raio $R_{\text{BH}} \approx 11 \text{ pc}$ utilizando a relação $M_{\text{BH}} = \frac{R(\sigma_{\text{nuc}}^2 - \sigma_b^2)}{G}$, onde σ_{nuc} é a dispersão de velocidades nuclear, σ_b é a dispersão de velocidades do bojo, G é a constante gravitacional de Newton e assumimos que o aumento em σ_* na região nuclear é devido ao potencial gravitacional do BNS. Adotando $\sigma_b \approx 120 \text{ km s}^{-1}$ e $\sigma_{\text{nuc}} \approx 170 \text{ km s}^{-1}$ obtidos da Fig. 7.3, encontramos $M_{\text{BH}} \approx 3,6 \times 10^7 M_\odot$. Utilizando a relação $M - \sigma_*$ dada pela equação 3.4 obtemos $M_{\text{BH}} \approx 1,7 \times 10^7 M_\odot$. Estes valores estão em boa concordância com o valor derivado pelo ajuste do modelo cinemático para a massa da componente compacta ($M_c = 3,67 \pm 0,78 \times 10^7 M_\odot$) e

com os valores obtidos pela cinemática do disco maser ($M_{\text{BH}} = 3,7 \times 10^7 M_{\odot}$ – Miyoshi et al. 1995, Herrnstein et al. 1999, 2005).

Capítulo 8

Considerações finais

Nos capítulos 4 a 7 apresentamos os resultados obtidos para cada objeto, bem como as discussões referentes a estes resultados. Neste capítulo apresentamos um sumário e uma contextualização dos principais resultados, bem como as perspectivas de continuidade deste trabalho.

8.1 Sumário e Conclusões

Obtivemos espectros 2D no infravermelho próximo para a região central das galáxias ESO 428-G14, NGC 7582, NGC 4051 e NGC 4258 com a IFU do instrumento GNIRS, instalado no telescópio Gemini Sul, e com o instrumento NIFS, instalado no Gemini Norte.

A cinemática estelar foi obtida a partir de ajustes das bandas de absorção do CO em $\lambda \approx 2,3 \mu\text{m}$ por espectros de templates estelares utilizando o método pPXF de Cappellari & Emsellem (2004). Obtivemos medidas para a cinemática estelar de três galáxias. A exceção foi ESO 428-G14 para a qual as bandas do CO ficaram fora do intervalo espectral das observações. Observa-se emissão de gás estendida nas galáxias ESO 428-G14, NGC 7582 e NGC 4051, para as quais obtivemos os mapas de distribuições de fluxos, razões de linhas, velocidades radiais e dispersão de velocidades a partir de ajustes de curvas gaussianas aos perfis das linhas de emissão. A alta resolução espectral dos dados ainda nos permitiu obter a tomografia do gás a partir de cortes ao longo dos perfis das linhas de emissão, fornecendo um mapeamento “tridimensional” do gás.

A principal contribuição deste trabalho à comunidade científica é o nível de detalhamento com o qual foi investigada a cinemática das estrelas e do gás, bem como

as propriedades físicas do meio circumnuclear de galáxias ativas. Tal detalhamento somente é possível a partir de observações com IFUs instaladas em grandes telescópios, com as quais é possível obter espectros com a cobertura espacial e resoluções espacial e espectral necessárias para investigar os detalhes no entorno dos BNSs. Estudos com este grau de detalhamento de AGNs são escassos na literatura e a maior parte deles são em bandas óticas do espectro. Além disso, contribuimos significativamente no desenvolvimento e aplicação de técnicas de redução e análise de dados de IFUs que operam tanto no infravermelho próximo (a IFU do GNIRS e o NIFS) quanto em comprimentos de onda óticos (as IFUs dos instrumentos GMOS).

Os principais resultados deste trabalho são os seguintes:

- Os campos de velocidades das estrelas apresentam um padrão característico de rotação. Para NGC 4051 o campo de velocidades é bem representado por um modelo cinemático no qual as estrelas descrevem órbitas plano-circulares em torno de um potencial gravitacional de Plummer. Obtivemos um parâmetro de escala pequeno ($A \approx 39$ pc), indicando um potencial gravitacional bastante concentrado. Este potencial foi atribuído ao bojo estelar, que deve possuir um tamanho da ordem da distância em que ocorre o raio de *turnover* da curva de rotação (≈ 55 pc), uma vez que o raio de influência do BNS para esta galáxia é $\approx 1,3$ pc e portanto, não é resolvido. Já para NGC 7582 os resíduos dos ajustes em algumas regiões são maiores do que as incertezas indicando distorções do campo de velocidades observado em relação ao produzido pelo potencial adotado. Para NGC 4258 o modelo ajustado tem um potencial composto por duas componentes, uma devido ao bojo estelar e outra devido ao BNS. Para esta galáxia resolvemos o raio de influência do BNS que vale ≈ 11 pc e calculamos sua massa, que está de acordo com o valor já disponível na literatura;
- Os mapas de dispersão de velocidades estelar para NGC 7582 e NGC 4051 mostram regiões de baixos valores de σ_* imersas num bojo de maiores valores de σ_* . Estes baixos valores foram atribuídos a estrelas jovens, formadas a partir de um gás “frio” recentemente acretado à região nuclear, as quais ainda preservam a cinemática do gás que as formou. Para NGC 4258 o mapa de σ_* mostra um pico na região central, o qual foi atribuído à dispersão de velocidades das estrelas sob a influência do potencial gravitacional do BNS central, resolvido nesta galáxia;

- O uso de uma biblioteca ampla de templates estelares nos ajustes dos espectros das galáxias é indispensável para se obter valores robustos para a dispersão de velocidades das estrelas;
- As distribuições de fluxos das linhas de emissão $H_2 \lambda 2$, $1218 \mu\text{m}$, $\text{Br}\gamma \lambda 2$, $1661 \mu\text{m}$, $\text{Pa}\beta \lambda 1$, $2822 \mu\text{m}$ e $[\text{Fe II}] \lambda 1$, $2570 \mu\text{m}$ apresentam uma boa correspondência com a emissão rádio para ESO 428-G14. A emissão do H_2 ainda apresenta uma componente adicional mais espalhada no disco da galáxia. Para NGC 4051, observa-se apenas uma fraca correspondência entre a emissão rádio e a emissão das linhas do H_2 . Para NGC 7582 a emissão em H I e H_2 parece delinear regiões de formação estelar na forma de um anel parcial que circunda o núcleo. Os valores menores de σ e σ_* destas regiões, bem como as baixas razões $H_2/\text{Br}\gamma$ corroboram a presença de estrelas jovens.
- A cinemática do gás apresenta componentes que diferem da rotação no plano e que variam de objeto para objeto. Enquanto que para ESO 428-G14 e NGC 7582 observa-se ejeções de matéria do núcleo, para NGC 4051 observa-se escoamentos de matéria em direção ao núcleo.
- Para NGC 4051 são observados escoamentos de gás molecular em direção ao núcleo ao longo de dois braços espirais, um observado em *blueshifts* no lado distante da galáxia (NE) e outro observado em *redshifts* no lado próximo da galáxia (SW). Estimamos o fluxo da matéria em direção ao centro como sendo $\dot{M}_{H_2} \approx 8 \times 10^{-5} M_\odot \text{ano}^{-1}$. Este valor é aproximadamente um centésimo do necessário para produzir a energia emitida pelo AGN de NGC 4051. Porém, esta taxa é estimada para o H_2 quente somente, que, segundo resultados da literatura, representa apenas uma fração muito pequena do hidrogênio molecular existente na região nuclear.
- O *outflow* observado para NGC 7582 apresenta uma estrutura cônica. Estimamos o fluxo de gás ionizado que atravessa uma seção circular deste cone e obtivemos $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 6,3 \times 10^{-2} M_\odot \text{ano}^{-1}$, enquanto que a taxa de *outflow* de H_2 vale $\dot{M}_{H_2} \approx 8,3 \times 10^{-5} M_\odot \text{ano}^{-1}$.
- Os mapas de dispersão de velocidades para ESO 428-G14 apresentam os maiores valores entre o núcleo e as regiões de maior emissão rádio e de linhas. Interpretamos este resultado como sendo causado pela energia cinética depositada

pelo jato rádio no ISM circumnuclear, produzindo uma compressão no gás e um aumento da emissão ligeiramente na frente da região comprimida. A contribuição desta energia cinética à excitação das linhas foi estimada concluindo-se que pode chegar a 80-90% para o [Fe II] e a 70-80% para o H₂ na região do jato. A comparação da emissão observada com modelos de excitação do H₂ por raios X, nos levou a concluir que a contribuição de raios X para a excitação do H₂ e [Fe II] é pequena para esta galáxia. Para NGC 4051 concluímos que a emissão do H₂ é principalmente devida à excitação por raios X provenientes do AGN, a partir da comparação da distribuição de fluxos e cinemática do H₂ com a morfologia rádio e de estimativas de fluxos produzidos por raios X.

8.2 Contextualização dos principais resultados

8.2.1 A cinemática estelar

Estudos utilizando IFUs têm mostrado que os campos de velocidades das estrelas no quiloparsec central de galáxias Seyfert são dominados por um padrão característico de rotação num plano, do tipo “diagrama aranha” (Barbosa et al. 2006, Dumas et al. 2007). Observamos este mesmo padrão nas três galáxias em que pudemos obter a cinemática estelar. Barbosa et al. (2006) modelaram estas velocidades para uma amostra de 6 galáxias assumindo rotação num potencial de Plummer, o qual se mostrou eficaz na reprodução das observações. Adotamos o mesmo modelo neste trabalho e encontramos três casos ligeiramente diferentes: para NGC 4051 o modelo reproduz muito bem o campo de velocidades observado, para NGC 4258 tivemos que incluir mais uma componente para o potencial do BNS, uma vez que o raio de influência do mesmo está resolvido em nossas observações, e para NGC 7582 o modelo não é capaz de reproduzir algumas distorções no campo de velocidades estelar observado. Estas distorções podem ser produzidas por uma barra ou um braço espiral nuclear. De fato, observações no infravermelho médio da região nuclear de NGC 7582 mostram a presença tanto de um braço espiral com orientação SE-NW quanto de uma barra nuclear orientada na direção leste-oeste (Acosta-Pulido et al. 2003).

Para as galáxias NGC 4051 e NGC 7582 observamos regiões de baixos valores de dispersões de velocidades estelar imersos num bojo de maiores valores de σ_* . Este comportamento também foi observado para três das galáxias estudadas por Barbosa et al. (2006), que atribuíram os baixos valores de σ_* a formação estelar recente.

Interpretamos os mapas de dispersão de velocidades para NGC 7582 e NGC 4051 da mesma maneira. De fato, assinaturas espectrais de estrelas jovens são observadas para ambas as galáxias em estudos prévios (Cid Fernandes et al. 2003, Wold & Galliano 2006a). Para NGC 4258 observamos um pico em σ_* no núcleo devido ao BNS, uma vez que o raio de influência do mesmo está resolvido em nossas observações. Na literatura, tais medidas resolvendo o raio de influência do BNS com cinemática estelar foram obtidas somente para outras duas galáxias ativas (Silge et al. 2005, Davies et al. 2006).

8.2.2 A cinemática do gás

Os campos de velocidades radiais para o gás obtidos neste trabalho apresentam um padrão de rotação semelhante ao das estrelas. Entretanto, apresentam também componentes cinemáticas adicionais. Para as galáxias ESO 428-G14 e NGC 7582 estas componentes são *outflows* a partir do núcleo, enquanto que para NGC 4051 são *inflows* em direção ao núcleo.

Outflows do núcleo já foram mapeados em estudos prévios de galáxias ativas em comprimentos de onda óticos e rádio (Das et al. 2005, 2006, Morganti et al. 2007, Barbosa et al. 2008) e podem ser devido à interação de jatos de partículas ou ventos emitidos pelo disco de acreção com o ISM circundante. Os jatos de partículas são originados na parte interna do disco de acreção e atravessam o ISM podendo arrastar o gás que encontram no caminho. A interação entre o jato rádio e o ISM circundante em galáxias ativas foi observada em estudos prévios (e.g Winge et al. 1997, 1999, Falcke et al. 1998, Barbosa et al. 2008) e parece ser a origem dos *outflows* observados em ESO 428-G14, uma vez que as distribuições de fluxos e a cinemática do gás observadas têm uma clara associação com a emissão rádio.

Os ventos emanados dos discos de acreção têm sido modelados por processos magneto-hidrodinâmicos e a aceleração do vento pode ser devida a processos térmicos, pressão de radiação e/ou campos magnéticos. Nos processos térmicos o disco de acreção pode perder massa quando sua atmosfera é aquecida. Este aquecimento pode resultar da irradiação das partes mais externas (mais frias) do disco pela emissão das partes mais internas (mais quentes). Estes processos são importantes para temperaturas $> 10^7$ K. Já para temperaturas $< 10^5$ K a pressão de radiação do gás se torna eficaz na produção dos ventos. Campos magnéticos também estão presentes no disco de acreção e podem acelerar o gás ionizado, produzindo *outflows* de massa

do disco. Proga (2007) apresenta uma revisão sobre a teoria de ventos de AGNs, onde podem ser encontrados mais detalhes sobre os processos físicos envolvidos. Os ventos do disco de acreção produzem *outflows* com morfologia cônica com um ângulo de abertura bem maior do que os produzidos pelos jatos (e.g. Das et al. 2006, 2007). Este parece ser o caso do *outflow* observado em NGC 7582.

Enquanto que os *outflows* do núcleo são facilmente observados, observações de *inflows* são escassas na literatura. Braços espirais e/ou barras nucleares têm sido propostos como meios para transportar o gás de escalas desde quiloparsecs até dezenas de parsecs do núcleo (e.g. Emsellem et al. 2001, Crenshaw et al. 2003). Simulações numéricas mostram que choques espirais são eficientes para fazer o gás perder momento angular e ser transportado em direção ao núcleo (Maciejewski 2004a,b) corroborando as hipóteses acima. Recentemente, mapeamos *inflows* de gás ionizado através de braços espirais nucleares em direção aos núcleos de NGC 1097 e NGC 6951 utilizando dados da IFU do instrumento GMOS (Fathi et al. 2006, Storchi-Bergmann et al. 2007) e neste trabalho mapeamos um escoamento semelhante para o gás emissor de H_2 em NGC 4051 (Riffel et al. 2008), mostrando que braços espirais nucleares parecem ser mesmo um caminho para a matéria se deslocar até o núcleo e alimentar o BNS em galáxias ativas.

Para as galáxias observadas neste trabalho, encontramos diferenças entre as distribuições de fluxos e cinemáticas do gás emissor das diferentes linhas: enquanto que o gás emissor de H_2 parece estar mais restrito ao plano da galáxia, o gás emissor das linhas de maior ionização apresenta componentes que não seguem o padrão de rotação das estrelas, sugerindo que o mesmo se estende a altas latitudes galácticas. Cinemáticas distintas para o H_2 , HI e [FeII] também foram observadas em estudos anteriores para outros AGNs (e.g. Storchi-Bergmann et al. 1999, Wilman et al. 2000).

8.2.3 Massas de gás

A partir dos fluxos observados para as linhas de emissão estimamos as massas do gás molecular quente (emissor das linhas do H_2) e do gás ionizado. Observamos que as razões entre as massas de gás ionizado e de H_2 quente estão entre 1200 e 4000. No entanto, a massa de hidrogênio molecular frio, que não emite linhas nos comprimentos de onda observados neste trabalho, é cerca de 10^5 a 10^7 vezes maior do que a massa de H_2 quente na região nuclear de galáxias (Dale et al. 2005) e dessa forma a massa total de hidrogênio molecular deve ser muito maior do que as massas estimadas neste

estudo. De fato, estudos em linhas de emissão moleculares em rádio que mapeiam o gás molecular frio obtêm valores de massa de gás molecular para a região nuclear de $\approx 10^7$ a $\approx 10^9 M_\odot$ (García-Burillo et al. 2005, Boone et al. 2007, Krips et al. 2007).

Massas de H_2 quente para a região nuclear de galáxias ativas têm sido determinadas a partir de observações com espectroscopia de fenda longa (e.g. Reunanen et al. 2002, Rodríguez-Ardila et al. 2005). Neste trabalho, obtivemos $M_{H_2} \approx 960 M_\odot$ em uma abertura de $360 \times 275 \text{ pc}^2$ para a ESO 428-G14, $M_{H_2} \approx 2700 M_\odot$ em uma abertura de $660 \times 315 \text{ pc}^2$ para a NGC 7582 e $M_{H_2} \approx 72 M_\odot$ em uma abertura de $130 \times 185 \text{ pc}^2$ para a NGC 4051. Rodríguez-Ardila et al. (2005) obtiveram massas de H_2 para a região nuclear de 28 galáxias ativas com valores entre 30 e $12600 M_\odot$ e não observaram diferenças entre as massas derivadas para galáxias Seyfert 1 e Seyfert 2. As massas derivadas por nós estão em boa concordância com estes valores, embora as regiões de integração utilizadas neste trabalho sejam ligeiramente maiores do que as de Rodríguez-Ardila et al. (2005). O único objeto da nossa amostra que também foi observado por Rodríguez-Ardila et al. (2005) é ESO 428-G14, para a qual estes autores obtiveram $M_{H_2} \approx 300 M_\odot$ para uma abertura de $88 \times 74 \text{ pc}^2$.

8.2.4 Taxas de *inflow* e *outflow*

As observações simultâneas da cinemática das estrelas e do gás nos permitiu isolar componentes cinemáticas que diferem da rotação no plano da galáxia e, para NGC 4051 determinamos o fluxo de matéria escoando em direção ao centro através de braços espirais que vale $\dot{M}_{H_2} \approx 8 \times 10^{-5} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Esta taxa é aproximadamente 100 vezes menor do que o valor necessário para dar conta da emissão observada para NGC 4051 dentro do paradigma de que a energia emitida pelo AGN é resultado da massa acretada ao BNS. Porém, como descrito acima, estamos observando apenas uma fração muito pequena da massa total de hidrogênio molecular e esta taxa deve ser maior se considerarmos todo o gás molecular.

Podemos comparar a taxa de *inflow* para NGC 4051 com as taxas de *inflow* do gás ionizado obtidas para os LINERs NGC 1097 e NGC 6951, $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 10^{-3} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (Fathi et al. 2006, Storchi-Bergmann et al. 2007), que é um fator 100 maior do que o observado para o gás molecular em NGC 4051. Entretanto, nos três casos, as taxas de *inflow* total devem ser muito maiores pois estamos amostrando apenas uma pequena parcela do gás presente na região circumnuclear (o gás emissor das linhas). Uma taxa maior de *inflow* é consistente com o fato de se observar uma grande quantidade de

gás molecular ($10^7 M_{\odot}$) no núcleo de NGC 6951 (Krips et al. 2007) e com a presença de $10^6 M_{\odot}$ de estrelas jovens nos 9 pc centrais de NGC 1097 (Storchi-Bergmann et al. 2005). Dessa forma, concluímos que estamos amostrando apenas uma pequena quantidade do gás que está escoando para o núcleo destas galáxias e a maior parte da matéria transportada para o núcleo deve ser constituída de um gás molecular mais frio.

Para NGC 7582 obtivemos a taxa de *outflow* de $\dot{M}_{\text{HII}} \approx 6,3 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para o H II e de $\dot{M}_{\text{H}_2} \approx 8,3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para o H₂. Embora os *outflows* sejam comumente observados nos núcleos das galáxias ativas, existem poucas estimativas de suas taxas na literatura. Recentemente, Crenshaw & Kraemer (2007) encontraram uma taxa de $0,16 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para a galáxia NGC 4151 utilizando observações espectroscópicas com o HST no ultravioleta. Em geral, as taxas de *outflow* para o gás ionizado apresentadas na literatura estão entre $0,1 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e $10 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Veilleux et al. 2005). Estas estimativas estão baseadas em medidas integradas de fluxo, sem resolução espacial e correspondem, em geral a regiões bem maiores do que as estudadas neste trabalho e para galáxias com maior atividade.

Uma especulação: Se considerarmos que o gás molecular frio em NGC 4051 também está escoando em direção ao núcleo e que sua massa é 10^5 vezes a de gás molecular quente, como discutido acima (Dale et al. 2005), obteríamos uma taxa de *inflow* de $8 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Interessantemente, esta taxa é semelhante aos valores observados para as taxas de *outflow* apresentados por Veilleux et al. (2005) e assim poderíamos entender a origem da matéria observada nos *outflows*.

8.2.5 Excitação do gás

Os mecanismos de excitação das linhas de emissão do H₂ e do [Fe II] na região nuclear de AGNs têm sido amplamente estudados e ambos o aquecimento do gás devido a choques de jatos rádio e aquecimento por raios X do AGN têm sido apontados como os principais mecanismos (e.g Reunanen et al. 2002, Riffel et al. 2006a). No entanto, a maioria dos trabalhos apresentados na literatura são obtidos somente para extrações nucleares, com as quais não se consegue ter informações suficientes para distinguir entre estes mecanismos. A cobertura espacial da IFU foi fundamental para concluímos que a interação do jato rádio com o ISM é o mecanismo de excitação dominante para a emissão observada para ESO 428-G14, enquanto que para NGC 4051 o aquecimento por raios X provenientes do AGN parece ser o principal responsável

pela emissão observada. Por outro lado, em regiões distantes de estruturas rádio, a excitação do H_2 em ESO 428-G14 é devida ao aquecimento do gás por raios X e para NGC 4051 pode haver uma contribuição de excitação por choques em regiões próximas as extremidades do jato rádio. Estas conclusões corroboram resultados anteriores de que não há um mecanismo de excitação único nos AGNs (e.g. Quillen et al. 1999, Rodríguez-Ardila et al. 2005), mas que ambos os mecanismos apontados são importantes, dependendo da localização na NLR.

8.3 Perspectivas

Como continuidade deste trabalho pretendemos modelar o campo de velocidades estelar de NGC 4258 utilizando um modelo cinemático mais robusto, no qual o potencial gravitacional é obtido a partir da distribuição de luminosidade da galáxia. Tais modelos têm sido utilizados em trabalhos com dados do HST (e.g. Gebhardt et al. 2003) fornecendo medidas mais robustas para a massa do BNS.

É necessário expandir este trabalho para outros objetos para obter um cenário físico mais completo para as cinemática do gás e das estrelas, excitação e distribuições do gás em torno dos núcleos ativos. Com isso será possível compreender melhor a relação entre a alimentação do BNS (*feeding*) e ejeções de matéria do núcleo (*feedback*). Estamos trabalhando com dados de uma outra galáxia Seyfert próxima, NGC 4151, com uma cobertura espectral maior do que a apresentada neste estudo. Já podemos observar que a cinemática do H_2 e das demais linhas de emissão são bem distintas – o H_2 está mais restrito ao plano da galáxia e o gás de maior ionização é observado em *outflows* em maiores latitudes, resultado semelhante ao encontrado para as galáxias observadas neste trabalho.

A IFU é um instrumento novo e sofisticado, cuja redução de dados é complicada. Acumulamos uma experiência ímpar no trabalho de redução e análise de dados destes instrumentos. No entanto, a riqueza de detalhes que pode ser extraída dos cubos de dados é muito grande e certamente não os exploramos totalmente. Por esse motivo, pretendemos valorizar a experiência e os dados acumulados contruindo um atlas de cubos de dados para a região circumnuclear de galáxias ativas, o qual consistirá de cubos obtidos para objetos já estudados por nós, bem como dos obtidos em observações futuras.

Referências Bibliográficas

- [1] ACOSTA-PULIDO, J. A.; PÉREZ GARCÍA, A. M.; PRIETO, M. A.; RODRÍGUEZ-ESPINOSA, J. M.; CAIRÓS, L. M. The mid-IR emission of Seyfert galaxies: Relevance for CANARICAM. In: REVISTA MEXICANA DE ASTRONOMIA Y ASTROFISICA CONFERENCE SERIES, Rodriguez Espinoza, J. M.; Garzon Lopez, F.; Melo Martin, V., editores, v. 16 of **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series**, p. 198–201, 2003.
- [2] ADLER, D. S.; WESTPFAHL, D. J. HI in M81. I. Large Scale Structure and Spiral Density Waves. **Astronomical Journal**, v. 111, p. 735–+, February 1996.
- [3] ALLINGTON-SMITH, J. R.; CONTENT, R.; DUBBELDAM, C. M.; ROBERTSON, D. J.; PREUSS, W. New techniques for integral field spectroscopy - I. Design, construction and testing of the GNIRS IFU. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 371, p. 380–394, September 2006.
- [4] ANTONUCCI, R. Unified models for active galactic nuclei and quasars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 31, p. 473–521, 1993.
- [5] AXON, D. J.; MARCONI, A.; CAPETTI, A.; MACCETTO, F. D.; SCHREIER, E.; ROBINSON, A. Jet-Driven Motion in the Narrow-Line Region of NGC 1068. **Astrophysical Journal Letters**, v. 496, p. L75+, April 1998.
- [6] BARBOSA, F. K. B.; STORCHI-BERGMANN, T.; CID FERNANDES, R.; WINGE, C.; SCHMITT, H. Gemini/GMOS Integral Field Unit stellar kinematics of the nuclear region of six nearby active galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, p. 777–+, August 2006.

- [7] BARBOSA, F. K. B.; STORCHI-BERGMANN, T.; CID FERNANDES, R.; WINGE, C.; SCHMITT, H. Gemini/GMOS IFU velocity gas tomography of the narrow line region of nearby active galaxies. **Em preparação**, 2008.
- [8] BERGVALL, N.; JOHANSSON, L.; OLOFSSON, K. ESO 428-G 14 - A new Seyfert 2 galaxy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 166, p. 92–96, September 1986.
- [9] BINNEY, J.; TREMAINE, T. **Galactic Dynamics**: Princeton Series in Astrophysics, Princeton Univ. Press, New Jersey, 1988.
- [10] BLACK, J. H.; VAN DISHOECK, E. F. Fluorescent excitation of interstellar H₂. **Astrophysical Journal**, v. 322, p. 412–449, November 1987.
- [11] BOISSON, C.; JOLY, M.; MOULTAKA, J.; PELAT, D.; SEROTE ROOS, M. Stellar populations in active galactic nuclei. II. Population synthesis. **Astronomy and Astrophysics**, v. 357, p. 850–870, May 2000.
- [12] BOONE, F.; BAKER, A. J.; SCHINNERER, E.; COMBES, F.; GARCÍA-BURILLO, S.; NERI, R.; HUNT, L. K.; LÉON, S.; KRIPS, M.; TACCONI, L. J.; ECKART, A. Molecular gas in Nuclei of Galaxies (NUGA). VII. NGC 4569, a large scale bar funnelling gas into the nuclear region. **Astronomy and Astrophysics**, v. 471, p. 113–125, August 2007.
- [13] CAPETTI, A.; AXON, D. J.; MACCHETTO, F.; SPARKS, W. B.; BOKSENBURG, A. Radio Outflows and the Origin of the Narrow-Line Region in Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 469, p. 554–+, October 1996.
- [14] CAPETTI, A.; MARCONI, A.; MACCHETTO, D.; AXON, D. The supermassive black hole in the Seyfert 2 galaxy NGC 5252. **Astronomy and Astrophysics**, v. 431, p. 465–475, February 2005.
- [15] CAPPELLARI, M.; EMSELLEM, E. Parametric Recovery of Line-of-Sight Velocity Distributions from Absorption-Line Spectra of Galaxies via Penalized Likelihood. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 116, p. 138–147, February 2004.
- [16] CECIL, G.; GREENHILL, L. J.; DEPREE, C. G.; NAGAR, N.; WILSON, A. S.; DOPITA, M. A.; PÉREZ-FOURNON, I.; ARGON, A. L.; MORAN,

- J. M. The Active Jet in NGC 4258 and Its Associated Shocks. **Astrophysical Journal**, v. 536, p. 675–696, June 2000.
- [17] CECIL, G.; MORSE, J. A.; VEILLEUX, S. Spectral Evidence for Shock-ionized Gas along the Jets of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 452, p. 613–+, October 1995.
- [18] CHARY, R.; BECKLIN, E. E.; EVANS, A. S.; NEUGEBAUER, G.; SCOVILLE, N. Z.; MATTHEWS, K.; RESSLER, M. E. High-Resolution Infrared Imaging of the Compact Nuclear Source in NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 531, p. 756–763, March 2000.
- [19] CHRISTOPOULOU, P. E.; HOLLOWAY, A. J.; STEFFEN, W.; MUNDELL, C. G.; THEAN, A. H. C.; GOUDIS, C. D.; MEABURN, J.; PEDLAR, A. Evidence for an outflow from the Seyfert galaxy NGC 4051. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 284, p. 385–394, January 1997.
- [20] CID FERNANDES, R.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; STORCHI-BERGMANN, T.; MARTINS, L. P.; SCHMITT, H. The stellar populations of low-luminosity active galactic nuclei - III. Spatially resolved spectral properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 356, p. 270–294, January 2005.
- [21] CID FERNANDES, R.; HECKMAN, T.; SCHMITT, H.; DELGADO, R. M. G.; STORCHI-BERGMANN, T. Empirical Diagnostics of the Starburst-AGN Connection. **Astrophysical Journal**, v. 558, p. 81–108, September 2001.
- [22] CID FERNANDES, R.; SCHMITT, H.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; STORCHI-BERGMANN, T.; HECKMAN, T.; RODRIGUES LACERDA, R. When AGN form Stars. In: STAR FORMATION THROUGH TIME, Perez, E.; Gonzalez Delgado, R. M.; Tenorio-Tagle, G., editores, v. 297 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 357–+, 2003.
- [23] CONTENT, R. New design for integral field spectroscopy with 8-m telescopes. In: PROC. SPIE VOL. 2871, P. 1295-1305, OPTICAL TELESCOPES OF TODAY AND TOMORROW, ARNE L. ARDEBERG; ED., Ardeberg, A. L., editor, p. 1295–1305, March 1997.

- [24] CONTINI, M.; VIEGAS, S. M. A Multicloud Warm-Absorber Model for NGC 4051. **Astrophysical Journal**, v. 523, p. 114–120, September 1999.
- [25] CRENSHAW, D. M.; KRAEMER, S. B. Mass Outflow from the Nucleus of the Seyfert 1 Galaxy NGC 4151. **Astrophysical Journal**, v. 659, p. 250–256, April 2007.
- [26] CRENSHAW, D. M.; KRAEMER, S. B.; GABEL, J. R. The Host Galaxies of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies: Evidence for Bar-Driven Fueling. **Astronomical Journal**, v. 126, p. 1690–1698, October 2003.
- [27] DALE, D. A.; SHETH, K.; HELOU, G.; REGAN, M. W.; HÜTTEMEISTER, S. Warm and Cold Molecular Gas in Galaxies. **Astronomical Journal**, v. 129, p. 2197–2202, May 2005.
- [28] DAS, V.; CRENSHAW, D. M.; HUTCHINGS, J. B.; DEO, R. P.; KRAEMER, S. B.; GULL, T. R.; KAISER, M. E.; NELSON, C. H.; WEISTROP, D. Mapping the Kinematics of the Narrow-Line Region in the Seyfert Galaxy NGC 4151. **Astronomical Journal**, v. 130, p. 945–956, September 2005.
- [29] DAS, V.; CRENSHAW, D. M.; KRAEMER, S. B. Dynamics of the Narrow-Line Region in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068. **Astrophysical Journal**, v. 656, p. 699–708, February 2007.
- [30] DAS, V.; CRENSHAW, D. M.; KRAEMER, S. B.; DEO, R. P. Kinematics of the Narrow-Line Region in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068: Dynamical Effects of the Radio Jet. **Astronomical Journal**, v. 132, p. 620–632, August 2006.
- [31] DAVIES, R. I.; THOMAS, J.; GENZEL, R.; MUELLER SÁNCHEZ, F.; TACCONI, L. J.; STERNBERG, A.; EISENHAUER, F.; ABUTER, R.; SAGLIA, R.; BENDER, R. The Star-forming Torus and Stellar Dynamical Black Hole Mass in the Seyfert 1 Nucleus of NGC 3227. **Astrophysical Journal**, v. 646, p. 754–773, August 2006.
- [32] DE FRANCESCO, G.; CAPETTI, A.; MARCONI, A. Measuring supermassive black holes with gas kinematics: the active S0 galaxy <ASTROBJ>NGC 3998</ASTROBJ>. **Astronomy and Astrophysics**, v. 460, p. 439–448, December 2006.

- [33] DORS, O. JR.; STORCHI-BERGMANN, T.; RIFFEL, R. A.; SCHIMDT, A. A.; WINGE, C. Ages and metallicities of circumnuclear star formation regions from Gemini IFU observations. **Astronomy and Astrophysics**, 2008.
- [34] DRAINE, B. T.; WOODS, D. T. On the H₂ line emission from NGC 6240 and other starburst galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 363, p. 464–479, November 1990.
- [35] DUMAS, G.; MUNDELL, C. G.; EMSELLEM, E.; NAGAR, N. M. Central kiloparsec of Seyfert and inactive host galaxies: a comparison of two-dimensional stellar and gaseous kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 379, p. 1249–1278, August 2007.
- [36] ELIAS, J. H.; VUKOBRATOVICH, D.; ANDREW, J. R.; CHO, M. K.; CUBERLY, R. W.; DON, K.; GERZOFF, A.; HARMER, C. F.; HARRIS, D.; HEYNSSSENS, J. B.; HICKS, J.; KOVACS, A.; LI, C.; LIANG, M.; MOON, I. K.; PEARSON, E. T.; PLUM, G.; RODDIER, N. A.; TVEDT, J.; WOLFF, R. J.; WONG, W.-Y. Design of the Gemini near-infrared spectrometer. In: PROC. SPIE VOL. 3354, P. 555–565, INFRARED ASTRONOMICAL INSTRUMENTATION, ALBERT M. FOWLER; ED., Fowler, A. M., editor, p. 555–565, August 1998.
- [37] EMSELLEM, E.; CAPPELLARI, M.; PELETIER, R. F.; MCDERMID, R. M.; BACON, R.; BUREAU, M.; COPIN, Y.; DAVIES, R. L.; KRAJNOVIĆ, D.; KUNTSCHNER, H.; MILLER, B. W.; DE ZEEUW, P. T. The SAURON project - III. Integral-field absorption-line kinematics of 48 elliptical and lenticular galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 352, p. 721–743, August 2004.
- [38] EMSELLEM, E.; GREUSARD, D.; COMBES, F.; FRIEDLI, D.; LEON, S.; PÉCONTAL, E.; WOZNIAK, H. Dynamics of embedded bars and the connection with AGN. I. ISAAC/VLT stellar kinematics. **Astronomy and Astrophysics**, v. 368, p. 52–63, March 2001.
- [39] EVANS, I. N.; TSVETANOV, Z.; KRISS, G. A.; FORD, H. C.; CAGANOFF, S.; KORATKAR, A. P. Hubble Space Telescope Imaging of the Narrow-Line Region of NGC 4151. **Astrophysical Journal**, v. 417, p. 82–+, November 1993.

- [40] FALCKE, H.; WILSON, A. S.; SIMPSON, C. HST and VLA Observations of Seyfert 2 Galaxies: The Relationship between Radio Ejecta and the Narrow-Line Region. **Astrophysical Journal**, v. 502, p. 199–+, July 1998.
- [41] FALCKE, H.; WILSON, A. S.; SIMPSON, C.; BOWER, G. A. Helical Strands in the Jetlike Narrow-Line Region of ESO 428-G14. **Astrophysical Journal Letters**, v. 470, p. L31+, October 1996.
- [42] FATHI, K.; STORCHI-BERGMANN, T.; RIFFEL, R. A.; WINGE, C.; AXON, D. J.; ROBINSON, A.; CAPETTI, A.; MARCONI, A. Streaming Motions toward the Supermassive Black Hole in NGC 1097. **Astrophysical Journal Letters**, v. 641, p. L25–L28, April 2006.
- [43] FERRARESE, L.; FORD, H. Supermassive Black Holes in Galactic Nuclei: Past, Present and Future Research. **Space Science Reviews**, v. 116, p. 523–624, February 2005.
- [44] FERRARESE, L.; FORD, H. C. Nuclear Disks of Gas and Dust in Early-Type Galaxies and the Hunt for Massive Black Holes: Hubble Space Telescope Observations of NGC 6251. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 583–602, April 1999.
- [45] FERRARESE, L.; MERRITT, D. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L9–L12, August 2000.
- [46] FERRUIT, P.; WILSON, A. S.; MULCHAEY, J. Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of a Sample of Early-Type Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 128, p. 139–169, May 2000.
- [47] FORBES, D. A.; WARD, M. J. Radio and Near-Infrared [Fe ii] Emission from Active Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 416, p. 150–+, October 1993.
- [48] GANDA, K.; FALCÓN-BARROSO, J.; PELETIER, R. F.; CAPPELLARI, M.; EMSELLEM, E.; MCDERMID, R. M.; DE ZEEUW, P. T.; CAROLLO, C. M. Late-type galaxies observed with SAURON: two-dimensional stellar and emission-line kinematics of 18 spirals. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 367, p. 46–78, March 2006.

- [49] GARCÍA-BURILLO, S.; COMBES, F.; HUNT, L. K.; BOONE, F.; BAKER, A. J.; TACCONI, L. J.; ECKART, A.; NERI, R.; LEON, S.; SCHINNERER, E.; ENGLMAIER, P. Molecular Gas in Nuclei of Galaxies (NUGA). I. The counter-rotating LINER NGC 4826. **Astronomy and Astrophysics**, v. 407, p. 485–502, August 2003.
- [50] GARCÍA-BURILLO, S.; COMBES, F.; SCHINNERER, E.; BOONE, F.; HUNT, L. K. Molecular gas in Nuclei of Galaxies (NUGA). IV. Gravitational torques and AGN feeding. **Astronomy and Astrophysics**, v. 441, p. 1011–1030, October 2005.
- [51] GEBHARDT, K.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; FILIPPENKO, A. V.; GREEN, R.; GRILLMAIR, C.; HO, L. C.; KORMENDY, J.; LAUER, T. R.; MAGORRIAN, J.; PINKNEY, J.; RICHSTONE, D.; TREMAINE, S. A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion. **Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L13–L16, August 2000.
- [52] GEBHARDT, K.; RICHSTONE, D.; TREMAINE, S.; LAUER, T. R.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; FILIPPENKO, A. V.; GREEN, R.; GRILLMAIR, C.; HO, L. C.; KORMENDY, J.; MAGORRIAN, J.; PINKNEY, J. Axisymmetric Dynamical Models of the Central Regions of Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 583, p. 92–115, January 2003.
- [53] GERSSEN, J.; ALLINGTON-SMITH, J.; MILLER, B. W.; TURNER, J. E. H.; WALKER, A. GMOS IFU observations of the stellar and gaseous kinematics in the centre of NGC 1068. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, p. 29–36, January 2006.
- [54] GREENHILL, L. J.; JIANG, D. R.; MORAN, J. M.; REID, M. J.; LO, K. Y.; CLAUSSEN, M. J. Detection of a Subparsec Diameter Disk in the Nucleus of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 440, p. 619–+, February 1995.
- [55] HAMEED, S.; DEVEREUX, N. $H\alpha$ Imaging of Early-Type (SA-SAB) Spiral Galaxies. I. **Astronomical Journal**, v. 118, p. 730–751, August 1999.
- [56] HERRNSTEIN, J. R.; MORAN, J. M.; GREENHILL, L. J.; DIAMOND, P. J.; INOUE, M.; NAKAI, N.; MIYOSHI, M.; HENKEL, C.; RIESS, A. A geometric

distance to the galaxy NGC4258 from orbital motions in a nuclear gas disk. **Nature**, v. 400, p. 539–541, August 1999.

- [57] HERRNSTEIN, J. R.; MORAN, J. M.; GREENHILL, L. J.; TROTTER, A. S. The Geometry of and Mass Accretion Rate through the Maser Accretion Disk in NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 629, p. 719–738, August 2005.
- [58] HO, L. C.; FILIPPENKO, A. V. Dynamical Evidence for Massive, Young Globular Clusters in NGC 1569. **Astrophysical Journal Letters**, v. 466, p. L83+, August 1996.
- [59] HOLLENBACH, D.; MCKEE, C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III - Results for J shocks in molecular clouds. **Astrophysical Journal**, v. 342, p. 306–336, July 1989.
- [60] KAISER, M. E.; BRADLEY, L. D., II; HUTCHINGS, J. B.; CRENSHAW, D. M.; GULL, T. R.; KRAEMER, S. B.; NELSON, C. H.; RUIZ, J.; WEISTROP, D. The Resolved Narrow-Line Region in NGC 4151. **Astrophysical Journal**, v. 528, p. 260–275, January 2000.
- [61] KASPI, S.; SMITH, P. S.; NETZER, H.; MAOZ, D.; JANNUZI, B. T.; GIVEON, U. Reverberation Measurements for 17 Quasars and the Size-Mass-Luminosity Relations in Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 533, p. 631–649, April 2000.
- [62] KNAPEN, J. H.; DE JONG, R. S.; STEDMAN, S.; BRAMICH, D. M. Structure and star formation in disc galaxies - I. Sample selection and near-infrared imaging. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 344, p. 527–543, September 2003.
- [63] KOORNNEEF, J.; ISRAEL, F. P. Molecular hydrogen in the central regions of southern infrared galaxies. **New Astronomy**, v. 1, p. 271–297, November 1996.
- [64] KRIPS, M.; ECKART, A.; NERI, R.; POTT, J. U.; LEON, S.; COMBES, F.; GARCÍA-BURILLO, S.; HUNT, L. K.; BAKER, A. J.; TACCONI, L. J.; ENGLMAIER, P.; SCHINNERER, E.; BOONE, F. Molecular gas in Nuclei of GALaxies (NUGA). III. The warped LINER NGC 3718. **Astronomy and Astrophysics**, v. 442, p. 479–493, November 2005.

- [65] KRIPS, M.; NERI, R.; GARCÍA-BURILLO, S.; COMBES, F.; SCHINNERER, E.; BAKER, A. J.; ECKART, A.; BOONE, F.; HUNT, L.; LEON, S.; TACCONI, L. J. Molecular gas in NUClei of GALaxies (NUGA): VI. Detection of a molecular gas disk/torus via HCN in the Seyfert 2 galaxy NGC 6951? **Astronomy and Astrophysics**, v. 468, p. L63–L66, June 2007.
- [66] LAUBERTS, A.; VALENTIJN, E. A. **The surface photometry catalogue of the ESO-Uppsala galaxies**: Garching: European Southern Observatory, [c1989, 1989.
- [67] LAWRENCE, A.; WATSON, M. G.; POUNDS, K. A.; ELVIS, M. Continuous rapid X-ray variability and spectral changes in NGC 4051. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 217, p. 685–699, December 1985.
- [68] MACIEJEWSKI, W. Nuclear spirals in galaxies: gas response to an asymmetric potential - I. Linear theory. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2004a.
- [69] MACIEJEWSKI, W. Nuclear spirals in galaxies: gas response to an asymmetric potential - II. Hydrodynamical models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2004b.
- [70] MALONEY, P. R.; HOLLENBACH, D. J.; TIELENS, A. G. G. M. X-Ray-irradiated Molecular Gas. I. Physical Processes and General Results. **Astrophysical Journal**, v. 466, p. 561–+, July 1996.
- [71] MAOZ, E.; NEWMAN, J. A.; FERRARESE, L.; STETSON, P. B.; ZEPF, S. E.; DAVIS, M.; FREEDMAN, W. L.; MADORE, B. F. A distance to the galaxy NGC4258 from observations of Cepheid variable stars. **Nature**, v. 401, p. 351–354, September 1999.
- [72] MARCONI, A.; CAPETTI, A.; AXON, D. J.; KOEKEMOER, A.; MACCHETTO, D.; SCHREIER, E. J. Peering through the Dust: Evidence for a Supermassive Black Hole at the Nucleus of Centaurus A from VLT Infrared Spectroscopy. **Astrophysical Journal**, v. 549, p. 915–937, March 2001.
- [73] MÁRQUEZ, I.; MASEGOSA, J.; DURRET, F.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; MOLES, M.; MAZA, J.; PÉREZ, E.; ROTH, M. The detection of

stellar velocity dispersion drops in the central regions of five isolated Seyfert spirals. **Astronomy and Astrophysics**, v. 409, p. 459–467, October 2003.

- [74] MCGREGOR, P. J.; HART, J.; CONROY, P. G.; PFITZNER, M. L.; BLOXHAM, G. J.; JONES, D. J.; DOWNING, M. D.; DAWSON, M.; YOUNG, P.; JARNYK, M.; VAN HARMELEN, J. Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS). In: INSTRUMENT DESIGN AND PERFORMANCE FOR OPTICAL/INFRARED GROUND-BASED TELESCOPES. EDITED BY IYE, MASANORI; MOORWOOD, ALAN F. M. PROCEEDINGS OF THE SPIE, VOLUME 4841, PP. 1581-1591 (2003)., Iye, M.; Moorwood, A. F. M., editores, p. 1581–1591, March 2003.
- [75] MIYOSHI, M.; MORAN, J.; HERRNSTEIN, J.; GREENHILL, L.; NAKAI, N.; DIAMOND, P.; INOUE, M. Evidence for a Black-Hole from High Rotation Velocities in a Sub-Parsec Region of NGC4258. **Nature**, v. 373, p. 127–+, January 1995.
- [76] MORGANTI, R.; HOLT, J.; SARIPALLI, L.; OOSTERLOO, T. A.; TADHUNTER, C. N. IC 5063: AGN driven outflow of warm and cold gas. **Astronomy and Astrophysics**, v. 476, p. 735–743, December 2007.
- [77] MORRIS, S.; WARD, M.; WHITTLE, M.; WILSON, A. S.; TAYLOR, K. The velocity fields and radio structures of the active galaxies NGC 5643 and NGC 7582. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 216, p. 193–217, September 1985.
- [78] MOURI, H. Molecular hydrogen emission in galaxies: Determination of excitation mechanism. **Astrophysical Journal**, v. 427, p. 777–783, June 1994.
- [79] MOURI, H.; KAWARA, K.; TANIGUCHI, Y. The excitation mechanism of forbidden Fe II 1.644 micron emission in Seyfert and starburst galaxies revisited. **Astrophysical Journal**, v. 406, p. 52–59, March 1993.
- [80] MOURI, H.; NISHIDA, M.; TANIGUCHI, Y.; KAWARA, K. Excitation mechanism of forbidden Fe II 1.644 micron emission in Seyfert and starburst galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 360, p. 55–62, September 1990.
- [81] MUELLER SÁNCHEZ, F.; DAVIES, R. I.; EISENHAUER, F.; TACCONI, L. J.; GENZEL, R.; STERNBERG, A. SINFONI adaptive optics integral field

- spectroscopy of the Circinus Galaxy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 454, p. 481–492, August 2006.
- [82] MULCHAEY, J. S.; WILSON, A. S.; TSVETANOV, Z. An Emission-Line Imaging Survey of Early-Type Seyfert Galaxies. II. Implications for Unified Schemes. **Astrophysical Journal**, v. 467, p. 197–+, August 1996.
- [83] MUNDELL, C. G.; SHONE, D. L. Gas dynamics in the barred Seyfert galaxy NGC 4151 - I. HI streaming shocks and inflow along the bar. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, p. 475–480, April 1999.
- [84] MUSHOTZKY, R. F. The X-ray spectrum and time variability of narrow emission line galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 256, p. 92–102, May 1982.
- [85] NAGAO, T.; TANIGUCHI, Y.; MURAYAMA, T. High-Ionization Nuclear Emission-Line Region of Seyfert Galaxies. **Astronomical Journal**, v. 119, p. 2605–2628, June 2000.
- [86] NELSON, C. H.; WHITTLE, M. Stellar and Gaseous Kinematics of Seyfert Galaxies. I. Spectroscopic Data. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 99, p. 67–+, July 1995.
- [87] NELSON, C. H.; WHITTLE, M. Stellar and Gaseous Kinematics of Seyfert Galaxies. II. The Role of the Bulge. **Astrophysical Journal**, v. 465, p. 96–+, July 1996.
- [88] OGLE, P. M.; MASON, K. O.; PAGE, M. J.; SALVI, N. J.; CORDOVA, F. A.; MCHARDY, I. M.; PRIEDHORSKY, W. C. Relativistic O VIII Emission and Ionized Outflow in NGC 4051 Measured with XMM-Newton. **Astrophysical Journal**, v. 606, p. 151–167, May 2004.
- [89] OLIVA, E.; MARCONI, A.; MAIOLINO, R.; TESTI, L.; MANNUCCI, F.; GHINASSI, F.; LICANDRO, J.; ORIGLIA, L.; BAFFA, C.; CHECCUCCI, A.; COMORETTO, G.; GAVRYUSSEV, V.; GENNARI, S.; GIANI, E.; HUNT, L. K.; LISI, F.; LORENZETTI, D.; MARCUCCI, G.; MIGLIETTA, L.; SOZZI, M.; STEFANINI, P.; VITALI, F. NICS-TNG infrared spectroscopy of NGC 1068: The first extragalactic measurement of [P II] and a new tool to constrain the origin of [Fe II] line emission in galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 369, p. L5–L8, April 2001.

- [90] OLIVA, E.; ORIGLIA, L.; KOTILAINEN, J. K.; MOORWOOD, A. F. M. Red supergiants as starburst tracers in galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, v. 301, p. 55–+, September 1995.
- [91] OLIVA, E.; ORIGLIA, L.; MAIOLINO, R.; MOORWOOD, A. F. M. Starbursts in active galaxy nuclei: observational constraints from IR stellar absorption lines. **Astronomy and Astrophysics**, v. 350, p. 9–16, October 1999.
- [92] PASTORINI, G.; MARCONI, A.; CAPETTI, A.; AXON, D. J.; ALONSO-HERRERO, A.; ATKINSON, J.; BATCHELDOR, D.; CAROLLO, C. M.; COLLETT, J.; DRESSEL, L.; HUGHES, M. A.; MACCHETTO, D.; MACIEJEWSKI, W.; SPARKS, W.; VAN DER MAREL, R. Supermassive black holes in the Sbc spiral galaxies NGC 3310, NGC 4303 and NGC 4258. **Astronomy and Astrophysics**, v. 469, p. 405–423, July 2007.
- [93] PETERSON, B. M. **An Introduction to Active Galactic Nuclei**: Cambridge University Press, 1997.
- [94] PONTI, G.; MINIUTTI, G.; CAPPI, M.; MARASCHI, L.; FABIAN, A. C.; IWASAWA, K. XMM-Newton study of the complex and variable spectrum of NGC 4051. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 368, p. 903–916, May 2006.
- [95] PROGA, D. Theory of Winds in AGNs. In: THE CENTRAL ENGINE OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI, Ho, L. C.; Wang, J.-W., editores, v. 373 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 267–+, October 2007.
- [96] QUILLEN, A. C.; ALONSO-HERRERO, A.; RIEKE, M. J.; RIEKE, G. H.; RUIZ, M.; KULKARNI, V. NICMOS Imaging of Molecular Hydrogen Emission in Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 527, p. 696–708, December 1999.
- [97] REGAN, M. W.; MULCHAEY, J. S. Using HUBBLE SPACE TELESCOPE Imaging of Nuclear Dust Morphology to Rule Out Bars Fueling Seyfert Nuclei. **Astronomical Journal**, v. 117, p. 2676–2694, June 1999.

- [98] REUNANEN, J.; KOTILAINEN, J. K.; PRIETO, M. A. Near-infrared spectroscopy of nearby Seyfert galaxies - I. First results. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 331, p. 154–168, March 2002.
- [99] RIFFEL, R.; RODRÍGUEZ-ARDILA, A.; PASTORIZA, M. G. A 0.8-2.4 μm spectral atlas of active galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, v. 457, p. 61–70, October 2006a.
- [100] RIFFEL, R. A.; STORCHI-BERGMANN, T.; WINGE, C.; BARBOSA, F. K. B. Gemini near-infrared integral field spectroscopy of the narrow-line region of ESO428-G14: kinematics, excitation and the role of the radio jet. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 373, p. 2–12, November 2006b.
- [101] RIFFEL, R. A.; STORCHI-BERGMANN, T.; WINGE, C.; MCGREGOR, P. J.; BECK, T.; SCHMITT, H. Mapping of molecular gas inflow towards the Seyfert nucleus of NGC 4051 using Gemini NIFS. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2008.
- [102] RODRÍGUEZ-ARDILA, A.; PRIETO, M. A.; VIEGAS, S.; GRUENWALD, R. Outflows of Very Ionized Gas in the Centers of Seyfert Galaxies: Kinematics and Physical Conditions. **Astrophysical Journal**, v. 653, p. 1098–1114, December 2006.
- [103] RODRÍGUEZ-ARDILA, A.; RIFFEL, R.; PASTORIZA, M. G. Molecular hydrogen and [FeII] in active galactic nuclei - II. Results for Seyfert 2 galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 364, p. 1041–1053, December 2005.
- [104] RODRIGUEZ ESPINOSA, J. M.; PEREZ GARCIA, A. M.; LEMKE, D.; MEISENHEIMER, K. Bimodal dust emission in three classical Seyfert galaxies: NGC 3227, NGC 4051 and NGC 4151. **Astronomy and Astrophysics**, v. 315, p. L129–L132, November 1996.
- [105] RUIZ, M. **Ph.D. Thesis**, June 1997.
- [106] SALVATI, M.; HUNT, L. K.; CALAMAI, G.; DEL ZANNA, G.; GIANNUZZO, E.; KIDGER, M.; MANNUCCI, F.; STANGA, R. M.; WAMSTEKER, W. Variability and Emission Mechanisms in SEYFERT-1 Galaxies - a Near Infrared

- Outburst in NGC4051. **Astronomy and Astrophysics**, v. 274, p. 174–+, July 1993.
- [107] SAWADA-SATOH, S.; HO, P. T. P.; MULLER, S.; MATSUSHITA, S.; LIM, J. Structure and Kinematics of CO J = 2-1 Emission in the Central Region of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 658, p. 851–858, April 2007.
- [108] SCHACHTER, J. F.; FIORE, F.; ELVIS, M.; MATHUR, S.; WILSON, A. S.; MORSE, J. A.; AWAKI, H.; IWASAWA, K. NGC 7582: The Prototype Narrow-Line X-Ray Galaxy. **Astrophysical Journal Letters**, v. 503, p. L123+, August 1998.
- [109] SCHMITT, H. R.; KINNEY, A. L. A Comparison between the Narrow-Line Regions of Seyfert 1 and Seyfert 2 Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 463, p. 498–+, June 1996.
- [110] SCHMITT, H. R.; STORCHI-BERGMANN, T.; FERNANDES, R. C. Spectral synthesis of the nuclear regions of Seyfert 2 and radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 303, p. 173–178, February 1999.
- [111] SCOVILLE, N. Z.; HALL, D. N. B.; RIDGWAY, S. T.; KLEINMANN, S. G. Velocity, reddening, and temperature structure of the H₂ emission in Orion. **Astrophysical Journal**, v. 253, p. 136–148, February 1982.
- [112] SHEMMER, O.; UTTLEY, P.; NETZER, H.; MCHARDY, I. M. Complex optical-X-ray correlations in the narrow-line Seyfert 1 galaxy NGC 4051. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 343, p. 1341–1347, August 2003.
- [113] SILGE, J. D.; GEBHARDT, K.; BERGMANN, M.; RICHSTONE, D. Gemini Near Infrared Spectrograph Observations of the Central Supermassive Black Hole in Centaurus A. **Astronomical Journal**, v. 130, p. 406–417, August 2005.
- [114] SIMÕES LOPES, R. D.; STORCHI-BERGMANN, T.; DE FÁTIMA SARAIVA, M.; MARTINI, P. A Strong Correlation between Circumnuclear Dust and Black Hole Accretion in Early-Type Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 655, p. 718–734, February 2007.

- [115] SIMPSON, C.; FORBES, D. A.; BAKER, A. C.; WARD, M. J. Forbidden Fe^+ emission from active galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 283, p. 777–797, December 1996.
- [116] SOSA-BRITO, R. M.; TACCONI-GARMAN, L. E.; LEHNERT, M. D.; GALIMORE, J. F. Integral Field Near-Infrared Spectroscopy of a Sample of Seyfert and LINER Galaxies. I. The Data. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 136, p. 61–98, September 2001.
- [117] STORCHI-BERGMANN, T.; BONATTO, C. J. Detection of a forbidden O III 5007-Å radiation cone in the nuclei of NGC 1365 and 7582. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 250, p. 138–143, May 1991.
- [118] STORCHI-BERGMANN, T.; DORS, O. L., JR.; RIFFEL, R. A.; FATHI, K.; AXON, D. J.; ROBINSON, A.; MARCONI, A.; ÖSTLIN, G. Nuclear Spirals as Feeding Channels to the Supermassive Black Hole: The Case of the Galaxy NGC 6951. **Astrophysical Journal**, v. 670, p. 959–967, December 2007.
- [119] STORCHI-BERGMANN, T.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; SCHMITT, H. R.; CID FERNANDES, R.; HECKMAN, T. Circumnuclear Stellar Population, Morphology, and Environment of Seyfert 2 Galaxies: An Evolutionary Scenario. **Astrophysical Journal**, v. 559, p. 147–156, September 2001.
- [120] STORCHI-BERGMANN, T.; NEMMEN, R. S.; SPINELLI, P. F.; ERACLEOUS, M.; WILSON, A. S.; FILIPPENKO, A. V.; LIVIO, M. Evidence of a Starburst within 9 Parsecs of the Active Nucleus of NGC 1097. **Astrophysical Journal Letters**, v. 624, p. L13–L16, May 2005.
- [121] STORCHI-BERGMANN, T.; RAIMANN, D.; BICA, E. L. D.; FRAQUELLI, H. A. The Frequency of Nuclear Star Formation in Seyfert 2 Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 544, p. 747–762, December 2000.
- [122] STORCHI-BERGMANN, T.; WINGE, C.; WARD, M. J.; WILSON, A. S. Extended gas in Seyfert galaxies: near-infrared observations of NGC 2110 and Circinus. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, p. 35–46, March 1999.
- [123] TREMAINE, S.; GEBHARDT, K.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; FILIPPENKO, A. V.; GREEN, R.; GRILLMAIR, C.; HO,

- L. C.; KORMENDY, J.; LAUER, T. R.; MAGORRIAN, J.; PINKNEY, J.; RICHSTONE, D. The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation. **Astrophysical Journal**, v. 574, p. 740–753, August 2002.
- [124] TURNER, J.; KIRBY-DOCKEN, K.; DALGARNO, A. The Quadrupole Vibration-Rotation Transition Probabilities of Molecular Hydrogen. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 35, p. 281–+, 1977.
- [125] ULVESTAD, J. S.; WILSON, A. S. Radio structures of Seyfert galaxies. VI - VLA observations of a nearby sample. **Astrophysical Journal**, v. 285, p. 439–452, October 1984.
- [126] ULVESTAD, J. S.; WILSON, A. S. Radio structures of Seyfert galaxies. VII - Extension of a distance-limited sample. **Astrophysical Journal**, v. 343, p. 659–671, August 1989.
- [127] URRY, C. M.; PADOVANI, P. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 107, p. 803–+, September 1995.
- [128] VALE, T. B.; RIFFEL, R.; PASTORIZA, M. G.; SANTIAGO, B. X.; RICKES, M. G. PACCE: Perl Algorithm to Compute Continuum and Equivalent Widths. **Em preparação**, v. 000, p. 000–000, July 2008.
- [129] VAN ALBADA, G. D. New high resolution radio observations of NGC 4258. II - NGC 4258 as a spiral galaxy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 90, p. 123–133, October 1980.
- [130] VAN DER KRUIT, P. C. The velocity field of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 192, p. 1–19, August 1974.
- [131] VAN DER MAREL, R. P.; FRANX, M. A new method for the identification of non-Gaussian line profiles in elliptical galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 407, p. 525–539, April 1993.
- [132] VEILLEUX, S. A study of the structure and kinematics of the narrow-line region in Seyfert galaxies. III - Individual objects. **Astrophysical Journal**, v. 369, p. 331–363, March 1991.

- [133] VEILLEUX, S.; CECIL, G.; BLAND-HAWTHORN, J. Galactic Winds. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 43, p. 769–826, September 2005.
- [134] VEILLEUX, S.; GOODRICH, R. W.; HILL, G. J. Infrared Spectroscopy of Seyfert 2 Galaxies: A Look through the Obscuring Torus? II. **Astrophysical Journal**, v. 477, p. 631–+, March 1997.
- [135] WILMAN, R. J.; EDGE, A. C.; JOHNSTONE, R. M.; CRAWFORD, C. S.; FABIAN, A. C. Molecular hydrogen emission in Cygnus A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 318, p. 1232–1240, November 2000.
- [136] WILSON, A. S.; BRAATZ, J. A.; HECKMAN, T. M.; KROLIK, J. H.; MILEY, G. K. The Ionization Cones in the Seyfert Galaxy NGC 5728. **Astrophysical Journal Letters**, v. 419, p. L61+, December 1993.
- [137] WINGE, C.; AXON, D. J.; MACCHETTO, F. D.; CAPETTI, A. The Narrow-Line Region of NGC 4151: A Turbulent Cauldron. **Astrophysical Journal Letters**, v. 487, p. L121+, October 1997.
- [138] WINGE, C.; AXON, D. J.; MACCHETTO, F. D.; CAPETTI, A.; MARCONI, A. Hubble Space Telescope Faint Object Camera Spectroscopy of the Narrow-Line Region of NGC 4151. I. Gas Kinematics. **Astrophysical Journal**, v. 519, p. 134–152, July 1999.
- [139] WINGE, C.; STORCHI-BERGMANN, T.; WARD, M. J.; WILSON, A. S. Extended gas in Seyfert galaxies: near-infrared observations of 15 active nuclei. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 316, p. 1–18, July 2000.
- [140] WOLD, M.; GALLIANO, E. Nuclear embedded star clusters in NGC 7582. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 369, p. L47–L51, June 2006a.
- [141] WOLD, M.; LACY, M.; KÄUFL, H. U.; SIEBENMORGEN, R. The nuclear regions of NGC 7582 from [Ne II] spectroscopy at 12.8 μm - an estimate of the black hole mass. **Astronomy and Astrophysics**, v. 460, p. 449–457, December 2006b.

- [142] YANG, Y.; LI, B.; WILSON, A. S.; REYNOLDS, C. S. Spatially Resolved X-Ray Spectra of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 660, p. 1106–1117, May 2007.
- [143] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H.; BIERMANN, P. L. NGC 4258: A jet-dominated low-luminosity AGN? **Astronomy and Astrophysics**, v. 391, p. 139–148, August 2002.
- [144] ZUTHER, J.; ISERLOHE, C.; POTT, J.-U.; BERTRAM, T.; FISCHER, S.; VOGES, W.; HASINGER, G.; ECKART, A. Mrk 609: resolving the circumnuclear structure with near-infrared integral field spectroscopy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 466, p. 451–466, May 2007.