

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

UM ESTUDO DO HIDROGÊNIO NEUTRO
E RÁDIO CONTÍNUO EM GALÁXIAS
SEYFERT COM MOPRA E ATCA

TESE DE DOUTORADO

Rosane Bohrer Adornes

Santa Maria, RS, Brasil

2006

**UM ESTUDO DO HIDROGÊNIO NEUTRO
E RÁDIO CONTÍNUO EM GALÁXIAS
SEYFERT COM MOPRA E ATCA**

por

Rosane Bohrer Adornes

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Física, Área de concentração Astrofísica, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM,RS), como requisito parcial para a obtenção do grau de **Doutora em Física.**

Orientador: Prof. Dr. Everton Lüdke

Santa Maria, RS, BRASIL

2006

Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física

A Comissão, abaixo assinada,
aprova a Tese de doutorado

UM ESTUDO DO HIDROGÊNIO NEUTRO
E RÁDIO CONTÍNUO EM GALÁXIAS
SEYFERT COM MOPRA E ATCA

elaborada por
Rosane Bohrer Adornes

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutora em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:


Everton Lüdke, Dr.

Presidente/Orientador


Marcio Antônio Geimba Maia, Dr.(ON)


José Williams Vilas Boas, Dr. (INPE)


Celso Arami Marques da Silva, Dr. (UFSM)


Vilson Tonin Zanchin, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 01 Dezembro de 2006

Sumário

1	Introdução	1
1.1	As Galáxias Ativas - Galáxias Seyfert	1
1.2	Classificação das Seyfert	2
1.3	BLR e NLR	3
1.4	A Fonte Central de Energia	5
1.5	Modelo de Unificação de AGNs	7
1.6	A Componente HI em Galáxias Seyfert	10
1.7	Propriedades da Linha de 21-cm do HI	11
1.7.1	Temperatura de spin	12
1.7.2	Temperatura de brilho	13
1.8	O Estado do Gás Interestelar	14
1.9	A Densidade Colunar e a Massa de HI	16
1.10	A Produção do Contínuo em Rádio	20
1.11	A Correlação FIR-Rádio	21
1.12	A Luminosidade no Infravermelho Distante	22
1.13	Os Objetivos deste Trabalho	23
1.13.1	Amostras suplementares	24
2	Levantamento das Propriedades em HI de Seyfert Próximas	26
2.1	As Observações	26
2.1.1	O radiotelescópio de Mopra	26
2.1.2	Critérios de seleção da amostra	31
2.1.3	Checagem do apontamento da antena	34
2.1.4	Estratégia observacional adotada	34
2.2	A Redução dos Dados	35
2.2.1	Determinação da temperatura do sistema	36
2.2.2	Monitoramento do ganho do sistema	36

2.2.3	Remoção da banda passante	37
2.2.4	Remoção da linha de base	37
2.2.5	Os espectros de HI da amostra	38
3	As Observações em Rádio Contínuo com o ATCA	53
3.1	O ATCA	53
3.2	A Redução das Visibilidades	55
3.3	As Imagens do Contínuo	55
3.4	Comentários e Análise Morfológica das Fontes a partir dos Mapas Rádio	57
4	Análise e Interpretação dos Resultados	69
4.1	Propriedades Físicas Derivadas da Linha de HI e suas Correlações com Propriedades no Óptico e Infravermelho	69
4.2	Propriedades Físicas Derivadas das Imagens do Contínuo Rádio em 21-cm	73
4.2.1	A emissão no contínuo rádio	73
4.2.2	Os campos magnéticos nucleares	73
4.2.3	A taxa de formação estelar	78
4.2.4	Medindo a emissão térmica	81
4.3	Resultados e Discussões	86
4.3.1	A relação HI-propriedades ópticas	88
4.3.2	A relação HI-propriedades no IR	92
4.3.3	Campos magnéticos nucleares	94
4.3.4	A correlação L_{FIR} -contínuo rádio	96
4.3.5	A correlação L_{FIR} - potência rádio nuclear	96
4.3.6	HI e a massa dinâmica	97
5	Discussão e Conclusões	101
5.1	Considerações Finais	101
5.1.1	Sobre as correlações M_{HI}/L_B e M_{HI}/L_{FIR}	101
5.1.2	Sobre a correlação L_{FIR} -contínuo rádio	102
5.1.3	Sobre a correlação M_{din}/M_{HI}	104
6	Sumário e Perspectivas	105
6.1	Sumário dos Resultados	105
6.2	Futuros Trabalhos	106

Lista de Figuras

1.1	Estrutura rádio nuclear vista com o VLA em 8.4 GHz da galáxia Seyfert 2 NGC1068.	6
1.2	Esquema de unificação de Seyfert dos tipos 1 e 2 e objetos BL-Lac.	9
1.3	Estrutura rádio observada com VLBA em 22GHz da Rádio Galáxia 3C84.	10
2.1	Radiotelescópio de Mopra, Coonabarabran, New South Wales, Australia.	27
2.2	Diagrama esquemático do sistema combinado “front-end” do radiotelescópio de Mopra.	28
2.3	Diagrama simplificado do “back-end” utilizado nas observações.	30
2.4	Espectro da galáxia NGC289.	39
2.5	Espectro da galáxia NGC1097.	39
2.6	Espectro da galáxia NGC1313.	40
2.7	Espectro da galáxia NGC1365.	40
2.8	Espectro da galáxia NGC1566.	41
2.9	Espectro da galáxia NGC1672.	41
2.10	Espectro da galáxia NGC1808.	42
2.11	Espectro da galáxia NGC2997.	42
2.12	Espectro da galáxia NGC3109.	43
2.13	Espectro da galáxia NGC3621.	43
2.14	Espectro da galáxia AM1208-305.	44
2.15	Espectro da galáxia NGC4700.	44
2.16	Espectro da galáxia NGC4945.	45
2.17	Espectro da galáxia NGC5068.	45
2.18	Espectro da galáxia NGC5236.	46
2.19	Espectro da galáxia NGC5253.	46
2.20	Espectro da galáxia NGC5643.	47
2.21	Espectro da galáxia NGC6221.	47
2.22	Espectro da galáxia NGC6300.	48

2.23	Espectro da galáxia NGC6684.	48
2.24	Espectro da galáxia NGC6744.	49
2.25	Espectro da galáxia IC4870.	49
2.26	Espectro da galáxia IC5201.	50
2.27	Espectro da galáxia NGC7314.	50
2.28	Espectro da galáxia NGC7424.	51
2.29	Espectro da galáxia NGC7552.	51
2.30	Espectro da galáxia NGC7590.	52
3.1	Foto das antenas móveis do ATCA em Narrabri, New South Wales.	54
3.2	Imagem ATCA da galáxia NGC1566 em 21 cm.	58
3.3	Imagem ATCA da galáxia NGC1672 em 21 cm.	59
3.4	Imagem ATCA da galáxia NGC3109 em 21 cm.	60
3.5	Imagem ATCA da galáxia NGC4945 em 21 cm.	61
3.6	Imagem ATCA da galáxia NGC5068 em 21 cm.	62
3.7	Imagem ATCA da galáxia NGC6221 em 21 cm.	63
3.8	Imagem ATCA da galáxia NGC6684 em 21 cm.	64
3.9	Imagem ATCA da galáxia NGC6744 em 21 cm.	65
3.10	Imagem ATCA da galáxia IC5201 em 21 cm.	66
3.11	Imagem ATCA da galáxia NGC7314 em 21 cm.	67
3.12	Imagem ATCA da galáxia NGC7424 em 21 cm.	68
4.1	Geometria de diluição do fluxo HI no feixe de antena de Mopra.	72
4.2	Relação entre a massa de HI e a magnitude na banda B.	89
4.3	Relação entre a massa de HI e a magnitude na banda B.	90
4.4	Histogramas da distribuição da massa de HI e relações entre a massa de HI e a magnitude na banda B.	91
4.5	Relação entre a razão massa de HI/luminosidade na banda B e a magnitude absoluta na banda B.	92
4.6	Relação entre a razão massa de HI/luminosidade na banda B e a magnitude absoluta na banda B.	93
4.7	Relação entre a razão massa de HI/luminosidade na banda B e a magnitude absoluta na banda B para galáxias Seyfert e espirais normais.	94
4.8	Relação entre a massa de HI e a luminosidade integrada no infravermelho distante.	95

4.9	Relação entre a massa de HI e a luminosidade integrada no infravermelho distante.	96
4.10	Relação entre a massa de HI e a luminosidade integrada no infravermelho distante para galáxias Seyfert e espirais normais.	97
4.11	Relação entre a massa de HI e a massa dinâmica para as galáxias Seyfert e espirais normais.	100
5.1	Luminosidade FIR versus potência rádio.	103
6.1	Imagem BIMA na transição CO $J = 1 - 0$ da barra da galáxia UGC2855. .	107

Lista de Tabelas

1.1	Esquema de unificação de AGNs.	8
2.1	Parâmetros do sistema receptor de Mopra sob boas condições atmosféricas.	29
2.2	Amostra de galáxias observadas com Mopra.	33
3.1	Parâmetros do contínuo em 21 cm obtidos com o ATCA.	56
4.1	Parâmetros globais da amostra de galáxias Seyfert	70
4.2	Propriedades astrofísicas das galáxias Seyfert observadas com o ATCA.	80
4.3	Número equivalente estimado de estrelas massivas responsáveis pela rádio emissão observada.	85
4.4	Propriedades globais de HI de galáxias Seyfert selecionadas no IR.	87
4.5	Parâmetros para o cálculo da massa dinâmica.	99

RESUMO

Neste trabalho são apresentadas observações em 21-cm de uma amostra de 27 galáxias próximas ($z < 0.018$) observáveis no hemisfério sul com linhas de HI detectadas com o radiotelescópio do ATNF/Mopra. O conteúdo total de hidrogênio neutro foi calculado e encontrando-se que as galáxias da amostra, classificadas como Seyfert, são objetos ricos em gás neutro com um valor médio da razão de massa de HI para a luminosidade total na banda B de $M_{HI}/L_B \sim 0.38 M_{\odot}/L_{\odot}$. Este valor tende a aumentar com o decréscimo da luminosidade no óptico e no infravermelho. Também foi possível encontrar uma correlação entre o conteúdo de hidrogênio neutro das galáxias Seyfert do tipo 2 e as luminosidades IRAS, similares aquela encontrada para galáxias espirais normais e starbursts.

O Australia Telescope Compact Array foi usado para produzir mapas de rádio no contínuo para as galáxias NGC1566, NGC1672, NGC3109, NGC4945, NGC5068, NGC6221, NGC6684, NGC6744, IC5201, NGC7314 e NGC7424 em 1380 MHz. As estruturas de rádio foram detectadas dentro de um campo de raio máximo de ~ 1.2 kpc a partir da posição dos núcleos óticos e estão parcialmente resolvidas nas nossas imagens. Os campos magnéticos nucleares, obtidos a partir de considerações de energia mínima, estão entre 20 e 80 μG . Esses campos magnéticos confinados aos núcleos galácticos são, pelo menos, 15 vezes maiores que aqueles presentes nos discos de galáxias espirais normais. Os Modelos de formação estelar sugerem que a emissão rádio circumnuclear pode ser explicada pela formação de estrelas massivas, com taxas de formação estelar equivalentes aquelas obtidas para discos de galáxias espirais normais com SFR de $0.03 M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ até valores tão altos quanto $6.0 M_{\odot} \text{ano}^{-1}$. Uma possível correlação entre a potência rádio nuclear e a luminosidade no infravermelho distante para as galáxias pode ser confirmada na nossa amostra. Os resultados são interpretados em um cenário no qual a formação estelar em galáxias Seyfert é similar aquela encontrada para galáxias “starbursts” próximas, sendo dependente do conteúdo inicial de massa dos progenitores de discos de galáxias na seqüência: compactas azuis - galáxias HII - Seyfert, onde a luminosidade total no infravermelho e a massa total de hidrogênio neutro são bem correlacionadas entre si, $L_{FIR}/L_{\odot} \propto (M_{HI}/M_{\odot})^{1.5 \pm 0.4}$. A análise dos resultados deste trabalho também encontra um coeficiente de correlação de Pearson de 0.4 entre a massa dinâmica e o conteúdo de HI.

ABSTRACT

In this work 21-cm observations of a sample of 27 southern nearby galaxies ($z < 0.018$) are presented with a detected HI line with the Mopra/ATNF radiotelescope. The total neutral hydrogen gas content has been derived and it has been found that sample galaxies classified as Seyfert have high neutral gas content with an average value of HI mass to total blue luminosity of $M_{HI}/L_B \sim 0.38 M_\odot/L_\odot$ which tends to increase with decreasing optical and infrared luminosities. I also found a correlation between the neutral gas content of Seyfert-type II galaxies and IRAS luminosities similar to those found for normal spirals and high-mass starburst galaxies. The Australia Telescope Compact Array has been used to obtain radio continuum images of the galaxies NGC1566, NGC1672, NGC3109, NGC4945, NGC5068, NGC6221, NGC6684, NGC6744, IC5201, NGC7314 and NGC 7424 in 1380 MHz. The main source structure have been detected within a ~ 12 kpc field from the optical cores and are partially resolved in the images. Nuclear magnetic fields obtained from minimum energy considerations are between 20 and 80 μ G. These fields are confined to the galactic nuclei and are at least 15 times greater than those found in normal spiral disks. Star-formation models suggest that the circumnuclear radio emission can be explained by massive star formation with rates equivalent to those found in spiral disks with $SFR \sim 0.03 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ up to values as high as $6.0 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. A correlation between the nuclear radio power and infrared luminosities is seen in the galaxies in our sample. The results are interpreted within a scenario that star formation in Seyfert galaxies is similar to those found in nearby starbursts which is dependent to the initial mass content from the disk progenitors in the sequence blue compact galaxies - HII galaxies - Seyferts, where the total infrared luminosity and the total hydrogen mass are well related $L_{FIR}/L_\odot \propto (M_{HI}/M_\odot)^{1.5 \pm 0.4}$. The analysis of our results it has also resulted in a Pearson correlation coefficient of 0.4 between the dynamic mass and the HI content.

Capítulo 1

Introdução

1.1 As Galáxias Ativas - Galáxias Seyfert

Uma classe de galáxias no universo próximo exibe uma intensa emissão de energia proveniente de sua região nuclear que não pode ser explicada exclusivamente pela emissão térmica a partir de suas estrelas quentes e pelo gás do meio interestelar aquecido por elas. Tais galáxias frequentemente são associadas com núcleos ativos, ou AGNs (“Active Galactic Nuclei”), apresentando como característica básica a emissão da luminosidade nuclear dominada por processos que diferem daqueles que produzem a luz estelar (RIGOPOULOS et al. 1997; CURRAN, AALTO & BOOTH 2000). Além da elevada luminosidade ($\sim 10^{12} - 10^{15} L_{\odot}$) e da emissão de um contínuo não térmico em comprimentos de onda rádio e raios X, a rápida variabilidade das linhas de emissão atômicas e o excesso de brilho do núcleo ativo, em comparação com aquele esperado para o centro de galáxias espirais normais, colocam essa classe de galáxias como representante de uma pequena, mas importante porcentagem ($\sim 3\%$), de todas as galáxias conhecidas (MAIOLINO & RIEKE 1995; HO et al. 1997; MAIA, MACHADO & WILLMER 2003).

Os AGNs foram classificados de acordo com suas propriedades observacionais no ótico e características espectrais. Galáxias Seyfert, Quasares, Rádio Galáxias, Blazares, são alguns representantes dessa classe de galáxias que hospedam um núcleo ativo no seu centro - podem, entretanto, ocorrer fenômenos assimétricos nos quais o núcleo ativo não é central. Dentre os AGNs, as Seyfert são o tipo mais comum.

1.2 Classificação das Seyfert

Com referência à emissão de linhas espectrais, as galáxias Seyfert foram divididas em duas subclasses principais de acordo com suas propriedades espectroscópicas - Seyfert do tipo 1 (Sy1) e Seyfert do tipo 2 (Sy2) (KHACHIKIAN & WEEDMAN 1974). A principal diferença entre estas duas classes é que, além da emissão de linhas estreitas, as Seyfert do tipo 1 também exibem linhas largas (WILSON et al. 1993):

- **Galáxias Seyfert do tipo 1:** apresentam linhas de emissão bastante largas que incluem as linhas permitidas do H, HeI e HeII, e as linhas proibidas mais estreitas como [OII], [OIII], [NII], [SII]; mesmo as linhas estreitas são largas se comparadas com as linhas espectrais exibidas pelas galáxias normais. A largura das linhas é atribuída ao alargamento Doppler, indicando que as linhas permitidas se originam de fontes com velocidades entre 1000 e 10000 km s⁻¹, ao passo que as linhas proibidas correspondem à velocidades entre 100 e 1000 km s⁻¹ (WILSON et al. 1993).
- **Galáxias Seyfert do tipo 2:** apresentam somente linhas de emissão estreitas (permitidas e proibidas). A aparente ausência de linhas de emissão largas nas Seyfert do tipo 2 é normalmente atribuída a um possível efeito de orientação. De acordo com os cenários de unificação de AGNs mais aceitos atualmente, nas Seyfert do tipo 2 as linhas de emissão largas estariam ocultas da visão direta por um disco toroidal de poeira muito denso, entreposto entre o núcleo Seyfert e a linha de visada ao observador (OSTERBROCK 1978; ANTONUCCI & MILLER 1985; MILLER & GOODRICH 1987; ANTONUCI 1993). Essa idéia foi reforçada pelos trabalhos de Antonucci e Miller (1985) que observaram a componente larga das linhas de emissão da galáxia Seyfert 2 NGC1068 em polarização e sugeriram que a luz, a partir da região de linhas largas em núcleos Seyfert 2, sofre espalhamento por um halo gasoso quente circundante ao núcleo, sendo possível detectá-la indiretamente.

Acredita-se que as linhas de emissão largas vistas nas Seyfert do tipo 1 sejam devidas à densas nuvens de gás, $n_e > 10^9$ cm⁻³, orbitando próximas da fonte de energia central. O gás seria fotoionizado e aquecido pela radiação UV e raios X emitidos por essa fonte de energia, resultando na intensa linha de emissão ressonante observada em H α , CIV e outros elementos (ROBSON 1996). Tal efeito de ressonância se deve ao fato da radiação das linhas largas apresentar um elevado grau de polarização linear (> 15%), sugerindo que seja espalhada pelas partículas do meio que são orientadas pelo elevado

campo magnético nuclear (ANTONUCCI & MILLER 1985; KROLIK & BELGEMAN 1988; HEISLER, LUMSDEN & BAILEY 1997). As linhas estreitas em ambos os tipos Seyfert resultariam de nuvens de gás de baixa densidade, $n_e \sim 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$, relativamente distantes do centro da galáxia, as quais são ionizadas tanto por fotoionização a partir da fonte central (KOSKI 1978; FERLAND & NETZER 1983; STASINSKA 1984), como por excitações por choques a partir de jatos de plasma aquecido emanados do núcleo (DOPITA & SUTHERLAND 1995).

Além dessas duas subclasses principais de núcleos Seyfert existem tipos intermediários baseados unicamente nos espectros óticos, onde as subclasses numericamente crescentes apresentam componentes das linhas largas mais enfraquecidas em relação àquelas das linhas estreitas. Por exemplo, nas Seyfert do tipo 1.5 as componentes larga e estreita da linha $H\beta$ são comparáveis em intensidade entre si. Nas Seyfert do tipo 1.8 as componentes largas são bastante fracas, porém detectáveis em $H\alpha$ e $H\beta$, enquanto que nas Seyfert do tipo 1.9 as componentes largas ocorrem somente na linha $H\alpha$ (OSTERBROCK 1981).

1.3 BLR e NLR

Visto que galáxias Seyfert exibem tanto linhas permitidas como linhas proibidas, a emissão deve ser produzida em diferentes regiões da galáxia onde ocorrem diferentes condições físicas. As transições proibidas ocorrem entre níveis atômicos de energia que são metaestáveis. Nesses níveis, os elétrons não decaem rapidamente para estados de energias mais baixas. Desse modo, as linhas proibidas devem ser produzidas em regiões de baixa densidade onde as colisões entre os átomos do gás ocorrem em um intervalo de tempo maior que o necessário para uma transição radiativa espontânea ocorrer. A ausência de linhas de emissão proibidas e alargadas indica que o gás é de alta densidade o que, desse modo, favorece as transições atômicas colisionais no seu interior. Acredita-se que as linhas de emissão se originam próximas do disco de acreção que existe ao redor da fonte de energia central da galáxia. Essas linhas de emissão poderiam se originar na superfície do próprio disco ou serem provenientes de nuvens de gás iluminadas pela fonte central dentro de um cone de ionização (STORCHI-BERGMANN & BONATTO 1991; STORCHI-BERGMANN, WILSON & BALDWIN 1992; DOPITA et al. 1998). A geometria exata da região emissora é de difícil determinação devido à insuficiência na resolução espacial das imagens CCD produzidas pelos telescópios óticos. Nesse contexto, cada parte do disco de acreção apresenta uma velocidade diferente, relativa à nossa linha de

visada. A rápida variabilidade das linhas de emissão largas, em escala de tempo de horas a dias, indica que essas têm sua origem bem próxima à fonte de energia central em uma região com dimensão da ordem de alguns dias-luz a semanas-luz (PETERSON 1993) conhecida por BLR (“Broad-Line Region”). Apesar da BLR não ser resolvida, sua geometria e cinemática podem ser determinadas a partir do monitoramento preciso das variações na luminosidade central nas principais transições atômicas do hidrogênio e oxigênio ionizados e seus efeitos nos fluxos e perfis das linhas de emissão. Essa técnica, conhecida por “*mapeamento por reverberação*” ou “*mapeamento por eco*”, se utiliza do atraso na resposta das linhas de emissão às variações da fonte contínua para inferir a dimensão da região emissora das linhas via argumentos de tempo de travessia da luz (BLANDFORD & MCKEE 1982).

Existe um certo consenso que a região de linhas largas não é homogênea. O material que normalmente produz as linhas ocupa somente uma fração do volume considerado. A região provavelmente consiste de nuvens densas e opticamente espessas. Essa região de altas densidades pode estar circundada por um meio rarefeito de alta temperatura o qual impede que as nuvens se dispersem. Estudos das linhas de emissão do Fe, que estão normalmente presentes, indicam que a temperatura na região de linhas largas é $\sim 10^4 K$ (KORISTA & FERLAND 1989; OSTERBROCK 1993).

As linhas estreitas teriam sua origem em regiões do disco mais distantes do centro da galáxia na NLR (“Narrow-Line Region”), onde a velocidade de rotação do gás é menor. Isso é confirmado pelo fato das linhas estreitas mostrarem muito pouca (ou até mesmo, nenhuma) variabilidade, o que implica que a dimensão projetada da região de emissão de linhas estreitas é bem maior que a BLR com dimensão da ordem de kpc (POGGE 1989; MULCHAEY, WILSON & TSVETANOV 1996a, 1996b). A densidade média de elétrons nessa região é cerca de 10^4 cm^{-3} , comparável aos valores encontrados em nebulosas planetárias e Regiões HII densas. A região de linhas estreitas contém mais massa que a região de linhas largas e ambas as linhas permitidas e proibidas podem se formar nesse ambiente. Como a região de linhas largas, a região que gera o espectro de linhas estreitas não é homogênea, com temperaturas em torno de $10^4 K$ (OSTERBROCK 1993) sendo, provavelmente, composta de uma distribuição mais ou menos esférica de nuvens. As nuvens que estão suficientemente distantes, acima ou abaixo do plano do torus bloqueador, podem ser iluminadas e fotoionizadas pela radiação no contínuo a partir da fonte de energia central. Assim, cones de ionização foram detectados por diversos autores dando suporte a essa hipótese.

1.4 A Fonte Central de Energia

A largura das linhas permitidas observadas no espectro das galáxias Seyfert do tipo 1, permite estimar a velocidade do gás emissor como sendo de algumas dezenas de milhares de quilômetros por segundo. Tais velocidades pressupõe a presença de um corpo extremamente massivo que acelera o gás por meio da atração gravitacional. Usando técnicas de reverberação, vários autores, entre eles Ho (1999), Kaspi et al. (2000) e Onken & Peterson (2002), estimaram a massa do corpo central de algumas galáxias Seyfert como sendo da ordem de 10 a 100 milhões de massas solares. Essa massa deve, além disso, estar confinada em um volume muito pequeno devido às rápidas variações de brilho observadas nesses objetos. Várias teorias foram elaboradas sobre a natureza desse corpo massivo e compacto. Entre essas, a mais aceita atualmente é aquela que supõe a existência de um buraco negro supermassivo. A idéia que a maioria dos núcleos galácticos, e não somente galáxias Seyfert, contenham buracos negros é aceita por muitos astrônomos atualmente. Entretanto, somente aquelas galáxias que têm material suficiente na sua região central para alimentá-lo mostrarão um núcleo ativo. Estudos prévios têm mostrado que a massa desses buracos negros está relacionada àquela do bojo de suas galáxias hospedeiras (FERRARESE & MERRITT 2000), indicando que a formação da galáxia e do seu buraco negro central podem estar intimamente ligadas. O indicador mais forte para a existência de um buraco negro capaz de sustentar um núcleo ativo se baseia na eficiência na liberação de energia (PADOVANI 1990; SOLTAN 2000) e nas condições de equilíbrio entre a luminosidade nuclear e a taxa de acreção do buraco negro (SILK & REES 1998; FABIAN 1999; KING 2003). A energia liberada por unidade de tempo por um núcleo Seyfert é muito intensa (acima de 10^{38} W) para estar relacionada essencialmente à atividade estelar e sendo em torno de 10 vezes mais eficiente que a fusão nuclear na conversão de massa de repouso em radiação (FRANK, KING & RAINE 1992), acreção de gás do ambiente circunvizinho ao núcleo por um buraco negro supermassivo é geralmente proposta como a fonte de produção da potência observada em um volume tão pequeno $< 1 pc^3$ (SALPETER 1964; ZEL'DOVICH & NOVIKOV 1964; BEGELMAN, BLANDFORD & REES 1984; REES 1984). Também a expansão superluminal em jatos rádio, observada em um grande número de galáxias Seyfert (ULVESTAD et al. 1999; BOWER et al. 1995; HAARDT et al. 1998; ROY et al. 2001; FALCKE et al. 2001), é um argumento a favor do buraco negro central, pois implica na ocorrência de jatos de plasma com propriedades relativísticas. A energia que conduz os jatos em AGNs deve advir de um processo de

acresção cujos detalhes que expliquem o meio dominante de dissociação da matéria e liberação de energia ainda não estão completamente resolvidos. Um exemplo da estrutura rádio de uma galáxia Seyfert mostrando uma frente de choque, ou jato, produzida por um núcleo compacto é apresentado na Figura 1.1 (WILSON & ULVESTAD 1987). Trata-se da já mencionada NGC1068 cuja característica espectroscópica nuclear a classifica como uma Seyfert do tipo 2.

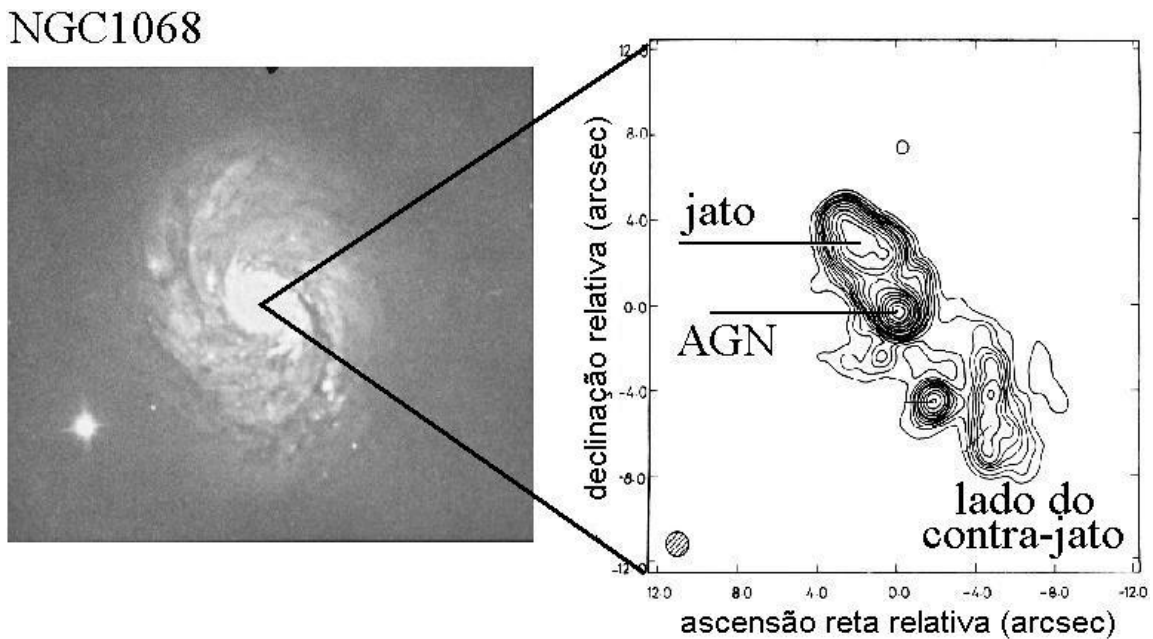


Figura 1.1: Estrutura rádio nuclear vista com o VLA em 8.4 GHz da galáxia Seyfert 2 NGC1068.

Embora a presença de um buraco negro supermassivo forneça uma explicação para a fonte de alta potência liberada pelo núcleo ativo, ela levanta a questão de como o buraco negro é criado e continuamente sustentado. Hernquist (1989) propôs que um núcleo ativo pode resultar de um episódio “starburst” causado por um distúrbio do meio interestelar de uma galáxia envolvida em uma interação com uma segunda galáxia. Nesse cenário, o gás interestelar em uma das galáxias sendo comprimido pela aproximação da segunda galáxia se reconfiguraria na forma de um anel nuclear. Um aumento na taxa de formação estelar tem sido detectado durante tais “mergers” (LARSON & TINSLEY 1978; LONSDALE, PERSSON & MATTHEWS 1984; CUTRI & MACALARY 1985; KENNICUTT et al. 1987). Estudos feitos por Combes & Gerin (1985), Roos (1985), Barnes & Hernquist (1991, 92, 96), Solomon, Downes & Radford (1992), mostraram que tais “mergers” poderiam transportar em torno de $10^{10} M_{\odot}$ de gás e estrelas para a região central, o que seria suficiente para manter a atividade nuclear da galáxia, ou, em alguns casos, até

mesmo iniciá-la. No caso de galáxias não interagentes não é claro como o material é transportado para o núcleo galáctico, embora muitos autores argumentem que também seja ao longo de uma barra (KORMENDY 1979; SIMKIN, SU & SCHWARZ 1980; JORSÄTER 1984; COMBES & GERIN 1985; BUTA 1986; LINDBLAD & JORSÄTER 1987; NORMAN 1988; SHLOSMAN, FRANK & BELGEMAN 1989; ELMEGREEN 1994; LINDBLAD, LINDBLAD & ATHANASSOULA 1996; MAIOLINO, RISALITI & SALVATI 1999). Entretanto, este ponto é discutível, porque se por um lado o trabalho de Mulchacy & Regan (1997) sugira que núcleos Seyfert não ocorram preferencialmente em galáxias barradas, por outro lado, a idéia do transporte do gás via uma barra é reforçada pela investigação de Sakamoto et al. (1998) que encontrou uma concentração maior de gás nas galáxias barradas em relação às não barradas em sua amostra de núcleos ativos. Entretanto, ainda hoje não há um consenso sobre uma relação de causa e efeito. Assim, tendo em vista tais argumentos, espera-se que a atividade Seyfert possa estar associada à eventos de transferência de massa do disco galáctico ou do meio intergaláctico para o núcleo ativo. Esse aspecto merece uma investigação criteriosa por meio de observações de Seyfert no hidrogênio neutro e diversas linhas moleculares como o CO, HCN e o HCO⁺ em radioastronomia milimétrica (CURRAN 1998).

1.5 Modelo de Unificação de AGNs

Um resumo do modelo de unificação de AGNs mais aceito atualmente é apresentado na Tabela 1.1 (WILSON 1992) e na Figura 1.2 é apresentada uma representação esquemática da unificação para galáxias Seyfert dos tipos 1 e 2.

A proposta do modelo é fornecer uma estrutura básica de organização das observações dos AGNs e suas interpretações. Entre as primeiras evidências que viriam a justificar a busca por um modelo de unificação de AGNs está o trabalho de Shuder (1981) que mostrou que as linhas de emissão largas e estreitas do hidrogênio neutro, observadas em galáxias Seyfert dos tipos 1 e 2, Rádio Galáxias, Quasares e QSOs, têm uma origem comum. Também o já mencionado trabalho de Antonucci e Miller (1985) que mostrou um espectro Sy1 com linhas de emissão largas no estudo espectroscópico da galáxia Seyfert 2 NGC1068.

Em termos da potência rádio observada, a unificação estabelece que existem três tipos básicos de AGNs - os AGNs rádio-fracos, os AGNs rádio-intermediários e os AGNs rádio-fortes (WILSON 1991; ANTONUCCI 1993). Para cada um desses tipos existe um inter-

Tabela 1.1: Esquema de unificação de AGNs.

Rádio Fraco	Rádio Inermediário	Rádio Forte
Seyfert 2	Rádio Galáxias com linhas de emissão fracas, FR I (rádio galáxia com dois jatos relativísticos cuja abertura é $> 15^\circ$)	Rádio Galáxias de linhas estreitas, FR II (rádio galáxia com um jato relativístico luminoso cuja abertura $< 15^\circ$, e termina em uma região compacta e brilhante denominada “hot spot”)
Seyfert 1.5 Seyfert 1 QSO rádio fraco	Rádio Galáxias com linhas de emissão fracas, FR I	Rádio Galáxias de linhas largas, Quasares rádio fortes com espectro acentuado
Núcleos Seyfert com espectro plano	Objetos BL Lac	Blazares ou Quasares com núcleo dominante

valo de luminosidade intrínscica que os caracterizam. Em uma dada luminosidade, todas as outras propriedades, tal como a classificação espectroscópica, são atribuídas à orientação espacial com respeito à linha de visada.

A Figura 1.3 (LISTER & HOMAN 2005) mostra um exemplo de estrutura rádio nuclear semelhante àquela apresentada na Figura 1.1 onde é possível identificar uma estrutura nuclear central e jatos rádio emanando em direções opostas a partir do núcleo, porém, nesse caso a imagem óptica à esquerda mostra uma Rádio Galáxia.

Descrição da Figura 1.2

Bem no centro da figura, envolvendo o buraco negro central, está representado o disco de acreção que segundo a descrição padrão de um AGN é o mecanismo de transporte de matéria (gás, poeira e estrelas) para dentro da região de atividade. Orbitando ime-

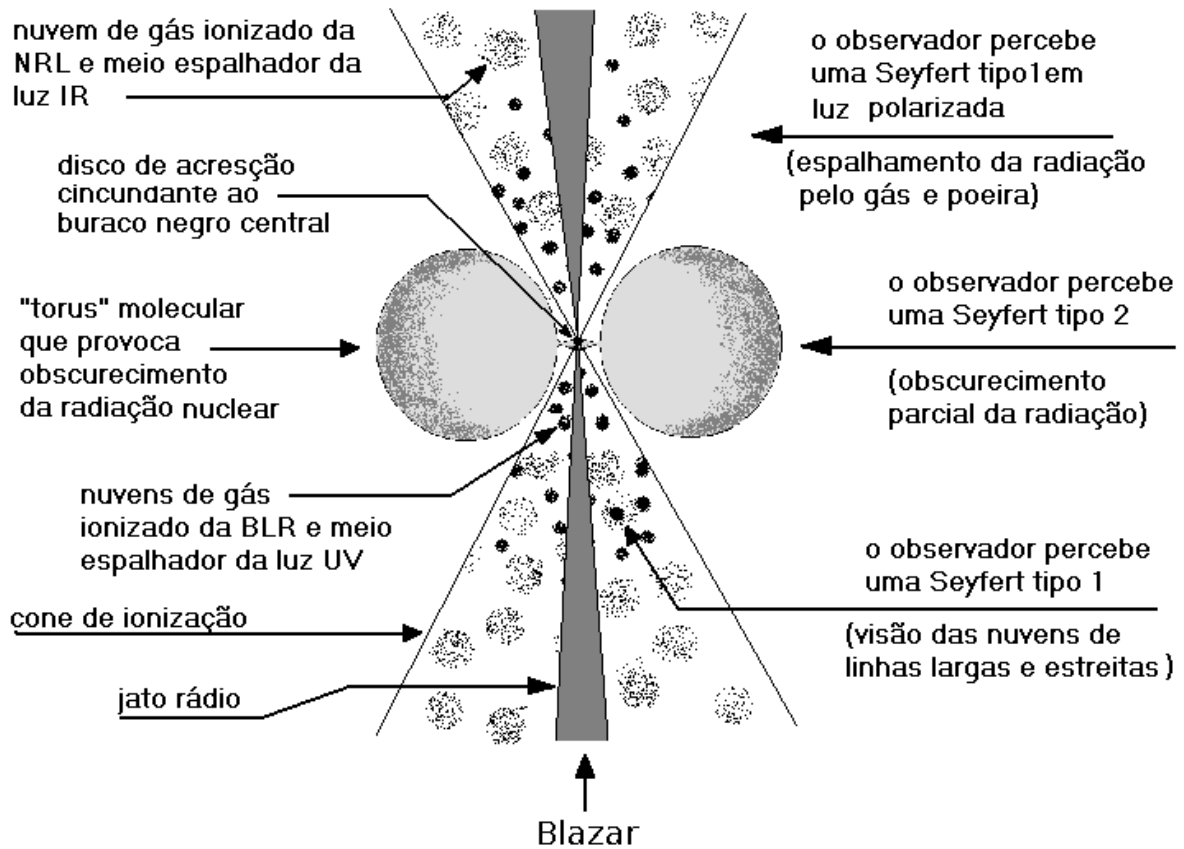
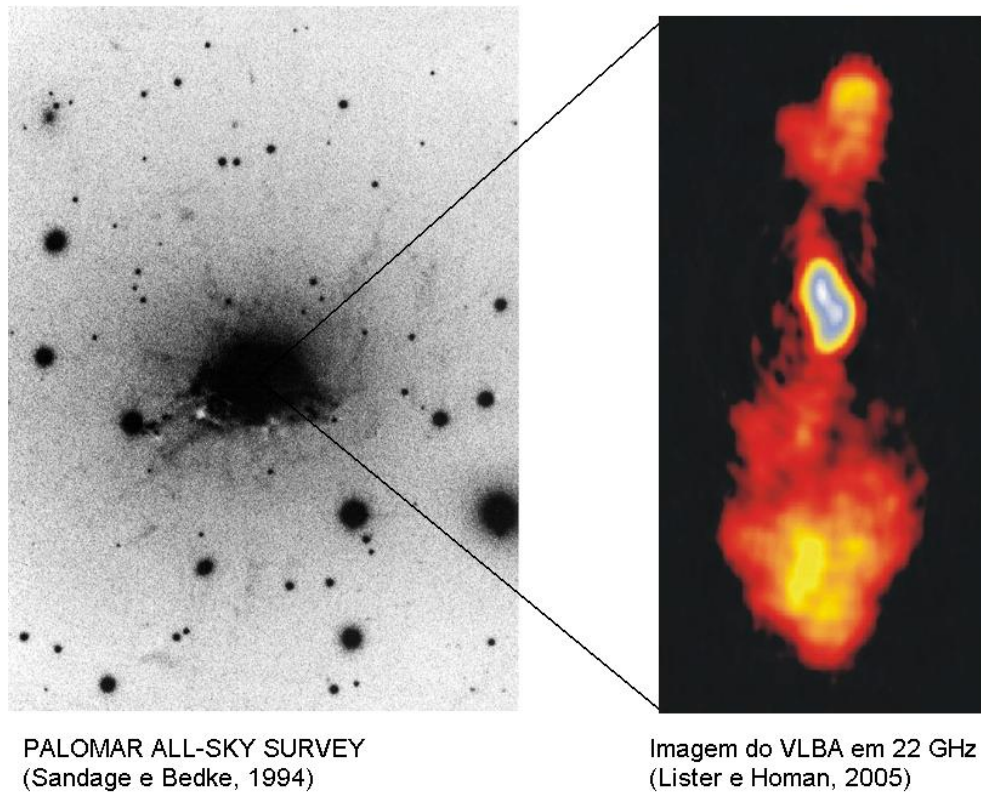


Figura 1.2: Esquema de unificação de Seyfert dos tipos 1 e 2 e objetos BL-Lac.

diatamente acima e abaixo, e provavelmente sobre, o disco de acreção, sob a forma de estruturas circulares mais escuras estão representadas as nuvens que produzem as linhas de emissão largas, ou seja é a região conhecida por BLR, que localiza-se, aproximadamente, entre 10^{-2} a 1 pc ($1 \text{ pc} = 3.0856 \times 10^{14} \text{ km}$) do buraco negro central. Uma estrutura molecular e de poeira no formato aproximadamente toroidal (torus), representado na figura em corte transversal, obscurece a região de linhas largas para grandes ângulos de inclinação (o ângulo de inclinação é o ângulo formado pelo eixo do torus de poeira e a linha de visada do observador). O raio mais interno do torus localiza-se entre 30 e 100 pc da fonte de energia central. As estruturas circulares mais claras localizadas mais distantes do disco de acreção representam as nuvem onde são produzidas as linha de emissão estreitas, ou seja, é a localização da NRL. Com um amplo ângulo de abertura (aproximadamente $< 40^\circ$) e partindo do centro da figura está representado o caminho de ionização do gás, idealizado na forma de um cone de ionização com eixo próximo ao eixo rádio. O modelo de unificação pressupõe que galáxias Seyfert dos tipos 1 e 2 são, na verdade, o mesmo tipo de objeto visto em diferentes ângulos de inclinação. Assim, para



PALOMAR ALL-SKY SURVEY
(Sandage e Bedke, 1994)

Imagem do VLBA em 22 GHz
(Lister e Homan, 2005)

Figura 1.3: Estrutura rádio observada com VLBA em 22GHz da Rádio Galáxia 3C84. A figura da direita possui 10.5 pc por 3.5 pc.

pequenos ângulos de inclinação, $\sim 30^\circ - 60^\circ$, o observador vê uma Seyfert do tipo 1 com a visão direta da região de emissão de linhas largas. Em ângulos de inclinação maiores (aproximadamente $> 60^\circ$) o torus obscurece a visão da BLR sendo possível a visão direta somente da NRL, o que dá ao AGN a aparência de uma Seyfert do tipo 2. Em ângulos imediatamente maiores que 60° é possível a visão da BLR na luz polarizada.

1.6 A Componente HI em Galáxias Seyfert

O hidrogênio neutro é o principal constituinte do meio interestelar (ISM) de qualquer tipo de galáxia. As abundâncias relativas de oxigênio e hidrogênio são da ordem de um átomo de oxigênio para cem mil átomos de hidrogênio, ou até menos. O gás interestelar constitui cerca de 95% da massa total do ISM, o restante sendo poeira. Os constituintes do gás incluem hidrogênio neutro (HI) e ionizado (HII) (constituindo 90% do gás interestelar), átomos neutros e ionizados de outros elementos, além de moléculas e partículas atômicas. Todos os átomos e moléculas emitirão ou absorverão radiação em comprimentos de onda

específicos devido às transições entre seus vários estados atômicos e moleculares. No caso do HI as transições hiperfinas emitem ou absorvem fótons na frequência de 1420 MHz.

O perfil da linha de HI em emissão, expresso em unidades de velocidade, reflete a dinâmica da galáxia como um todo - não somente fornece informações básicas sobre a dinâmica da rotação do disco, como permite determinar a distribuição da densidade do hidrogênio neutro. Nesse sentido, o conteúdo HI é considerado um dos mais importantes parâmetros para medidas globais e uma ferramenta útil para investigar as condições físicas do ISM. Mais especificamente, a largura da linha de 21-cm fornece uma medida precisa da velocidade de rotação do disco galáctico quando descontada adequadamente a projeção da velocidade e a inclinação do disco com respeito a linha de visada. Assim, medidas do deslocamento espectral do centróide da linha são indicadores diretos da velocidade radial do gás (BOTTINELLI et al. 1981b) enquanto que a largura da linha de 21-cm combinada com dados ópticos pode ser um indicador de distâncias cosmológicas. Tully e Fisher (1977b) mostraram a estreita correlação entre a largura da linha de 21-cm e a luminosidade absoluta de galáxias espirais. Eles mostraram que o logaritmo da largura da linha de 21-cm medida ao nível de 20% do valor do pico de intensidade está linearmente correlacionado com a magnitude absoluta (TULLY & FISHER 1977b).

1.7 Propriedades da Linha de 21-cm do HI

A linha de 21-cm do HI é formada a partir de uma transição proibida entre dois níveis atômicos de estrutura hiperfina, $F=0$ e $F=1$, do estado fundamental do hidrogênio (1S). A diferença de energia entre esses dois níveis corresponde a uma frequência de 1420,4058 MHz, ou 21,1049 cm. Devido as duas orientações possíveis do spin do elétron e do próton, existem quatro estados estacionários, três sendo degenerados no nível superior e um no nível inferior. A probabilidade de transição por emissão espontânea entre os níveis ($1 \rightarrow 0$) é uma transição de dipolo magnético com uma probabilidade muito baixa. O coeficiente de Einstein $A_{10} = 2,84 \times 10^{-15} s^{-1}$ corresponde a um tempo de vida radiativa do nível superior (metaestável) igual a 1.1×10^7 anos. No ISM, o intervalo entre colisões atômicas é muito menor que o tempo de vida do nível superior e, portanto, a maioria das transições para um nível de mais baixa energia do hidrogênio neutro é colisional e somente algumas transições de desexcitação são radiativas. O número de transições por desexcitação colisional é cerca de 10^3 vezes maior que o número de transições espontâneas. A população do estado $F=0$ é mantida em equilíbrio pelas colisões à custa da energia interna do ISM; a radiação da

linha de 21-cm é, portanto, térmica. Devido a equivalência entre as taxas de excitação e desexcitação colisionais, as populações atômicas nos níveis superior e inferior, serão essencialmente as mesmas que aquelas esperadas no equilíbrio termodinâmico. Assim, a distribuição das populações nos níveis superior e inferior (n_1 e n_0 , respectivamente) é dada pela distribuição de Boltzmann:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_s}\right), \quad (1.1)$$

onde g_1 e g_0 são os pesos estatísticos dos níveis 1 e 0, T_s é a temperatura de excitação no equilíbrio que, no caso da emissão em 21-cm, é chamada de temperatura de spin.

1.7.1 Temperatura de spin

Os principais mecanismos de excitação para a linha de 21-cm são:

- (i) colisões;
- (ii) excitação por radiação na frequência rádio (radiação síncrotron) e
- (iii) excitação por fótons Ly- α .

Field (1958, 1959) expressou a temperatura de spin como uma média dos pesos desses três fatores:

$$T_s = \frac{T_r + y_{col}T_k + y_{Ly-\alpha}T_{Ly-\alpha}}{1 + y_{col} + y_{Ly-\alpha}}, \quad (1.2)$$

onde T_r é a temperatura do campo de radiação em 21-cm, T_k é a temperatura cinética do gás e $T_{Ly-\alpha}$ mede a temperatura equivalente do campo de radiação Ly- α .

Em uma primeira aproximação, nós podemos sempre considerar $T_s = T_k$ - a temperatura cinética que governa a velocidade com a qual os átomos se movem, quando estamos lidando com a linha de 21-cm, exceto sob condições de baixa densidade e alta intensidade de radiação, isto é, para linhas de absorção formadas em nuvens próximas ou internas à fontes rádio muito brilhantes. Em uma nuvem de gás típica do ISM $T_s \approx 100K$, de modo que $h\nu/kT_s = 6.8 \times 10^{-4}$ e $\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_s}\right) = 0.9993$. Esse é o caso em que os níveis atômicos são completamente regulados pelas colisões. Também nas vizinhanças de regiões HII com

alto fluxo Ly- α , $T_s \approx T_k$. Nesse caso a temperatura de spin é térmica e os níveis atômicos totalmente regulados pelo fluxo Ly- α .

1.7.2 Temperatura de brilho

A forma usual da equação de transferência radiativa é (SPITZER 1978):

$$\frac{dI(\nu)}{ds} = j(\nu) - \kappa(\nu)I(\nu), \quad (1.3)$$

onde $I(\nu)$ é a intensidade específica do campo de radiação na frequência ν , s é a distância da fonte ao observador ao longo da linha de visada e $\kappa(\nu)$ e $j(\nu)$ são os coeficientes de extinção e a emissão, respectivamente. A interpretação física da eq. (1.3) é bastante clara: sobre uma pequena distância ao longo da linha de visada, $I(\nu)$ é aumentada por uma contribuição de fonte $j(\nu)$ e diminuída pela absorção local $\kappa(\nu)I(\nu)$. Em comprimentos de onda centimétricos o limite de Rayleigh-Jeans é aplicado sendo mais conveniente usar T_b , a temperatura de brilho. O limite de Rayleigh-Jeans é a função de Planck no limite de fótons de baixa energia ($h\nu \ll kT$), relevante para qualquer fonte que produza emissão rádio não-estimulada. Nessas condições, a temperatura de brilho e a intensidade específica se relacionam linearmente através da equação:

$$I(\nu) = \frac{2\nu^2 k T_b}{c^2}, \quad (1.4)$$

onde k é a constante de Boltzmann. Usando a lei de Kirchhoff da emissividade:

$$j(\nu) = \kappa(\nu) \frac{2k T_s \nu^2}{c^2}, \quad (1.5)$$

a definição de profundidade óptica, que é a extinção integrada ao longo da linha de visada:

$$d\tau = \kappa ds, \quad (1.6)$$

e a definição (1.4), podemos reescrever a equação de transferência radiativa para a linha de 21-cm como:

$$\frac{dT_b(\nu)}{d\tau(\nu)} = T_s - T_b(\nu), \quad (1.7)$$

Em uma situação ideal de equilíbrio termodinâmico à temperatura T , $T = T_s$, porém, no caso mais geral, T_s e τ podem variar de posição a posição ao longo da linha de visada e, então, a solução da equação de transferência radiativa não é trivial.

1.8 O Estado do Gás Interestelar

O hidrogênio no meio interestelar é encontrado sob a forma atômica e molecular. As estrelas massivas e a fonte de energia central de galáxias ativas são as principais fontes de ionização do hidrogênio em galáxias. À grandes distâncias dessas fontes ionizantes, o campo de radiação torna-se cada vez mais fraco, entretanto, o hidrogênio pode ainda ser ionizado, em uma pequena extensão, pela componente difusa da emissão de raios-x cósmicos e nas colisões com as partículas da radiação cósmica (SCHEFFLER & ELSÄSSER 1982).

Se considerarmos uma estrela (ou uma fonte ionizante) envolvida por gás constituído apenas de hidrogênio e com densidade $N(H^0)$, então a taxa de fotoionização a uma distância r da fonte será:

$$P = N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} a_\nu d\nu, \quad (1.8)$$

onde J_ν é a intensidade média da radiação (em unidades de energia por unidade de área, por unidade de tempo, por unidade de ângulo sólido e por intervalo de frequência), $h\nu = 13.6 \text{ eV}$ é o potencial de ionização do hidrogênio e $a_\nu(H^0)$ é a seção de choque eficaz de fotoionização do átomo de hidrogênio para fótons com energia $h\nu$. Se $N(H^0)$ e N_p são as densidades de hidrogênio neutro e ionizado, respectivamente, então, a densidade total em número será $N(H) = N(H^0) + N_p$. Além disso, se a região em volta da fonte ionizante está em equilíbrio de ionização, ou seja, se o número de fotoionização por unidade de volume é igual ao número de recombinações, então, a taxa de recombinação será:

$$R = N_e N_p \alpha_A, \quad (1.9)$$

onde N_e é a densidade numérica de elétrons e $\alpha_A(H^0, T)$ é o coeficiente de recombinação (que depende da temperatura do gás). Assim, no equilíbrio de fotoionização ($P = R$) tem-se:

$$N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} a_\nu d\nu = N_e N_p \alpha_A, \quad (1.10)$$

onde $4\pi J_\nu/h\nu$ é o número de fótons ionizantes emitidos por unidade de tempo. O número total de fótons emitidos por segundo por uma fonte ionizante será:

$$Q(H^0) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (1.11)$$

onde ν é a frequência de ionização do hidrogênio. Podemos estimar a espessura da região de transição entre o material neutro e ionizado via o livre caminho médio de um fóton ionizante:

$$\lambda = \frac{1}{N(H^0)a_\nu}. \quad (1.12)$$

Por definição, na região de transição metade do hidrogênio é neutro, assim

$$\lambda_{trans} \sim \frac{1}{0.5N(H^0)a_\nu}. \quad (1.13)$$

Se considerarmos a transferência de radiação na região HII, que leva em conta tanto a radiação estelar quanto a emissão difusa devido à recombinação do gás ionizado, o equilíbrio de ionização será:

$$\frac{N(H)R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} a_\nu e^{-\tau_\nu} d\nu = N_e N_p \alpha_B. \quad (1.14)$$

Nessa expressão, $\pi F_\nu(R)$ é o fluxo no raio R da fonte ionizante, tal que $L_\nu = a\pi R^2 F_\nu(R)$. A profundidade óptica de fotoionização τ_ν é definida como:

$$d\tau_\nu = N(H)d\tau,$$

para um intervalo de distância dr . O coeficiente de recombinação leva em conta as transições para todos os níveis do átomo de hidrogênio, exceto o fundamental, pois recombinações diretamente para o nível fundamental reionizam o átomo. Integrando em r a expressão do equilíbrio de ionização acima temos:

$$\begin{aligned} R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} d\nu \int_0^\infty d(-e^{-\tau_\nu}) &= R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} d\nu \\ &= \frac{1}{a\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu(R)}{h\nu} d\nu = \int_0^\infty N_e N_p \alpha_B r^2 dr. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Podemos supor que a ionização é quase completa dentro de r_s ($E_e = N_p \simeq N(H)$) e praticamente nula para $r > r_s$ ($E_e = N_p \simeq 0$). O raio r_s é denominado “raio de Strömgen”. Dentro desse raio o hidrogênio é quase completamente ionizado e assim forma uma região HII, enquanto que além de r_s o hidrogênio permanece neutro. Entretanto, uma molécula de H_2 , uma vez formada, pode ser destruída pelo campo de radiação interestelar se a densidade do meio não for suficientemente alta. Valores típicos para a densidade e temperatura de regiões HII são: $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e $T = 10^4$ K.

1.9 A Densidade Colunar e a Massa de HI

A intensidade de um perfil de linha de HI é normalmente expressa como uma temperatura de brilho em Kelvin. Se colisões atômicas determinam as populações nos níveis de energia, então, a medida física relevante da energia do gás é a temperatura cinética, T_k . Se a temperatura cinética fosse a mesma ao longo da linha de visada, onde o gás contribui com uma profundidade óptica τ , então, a temperatura de brilho seria:

$$T_b = T_k(1 - e^{-\tau}). \quad (1.16)$$

Entretanto, essa não é a situação real devido à variedade de condições encontradas no ambiente interestelar. Assim, a temperatura de brilho se refere às propriedades coletivas de fragmentos de gás, ou nuvens, ocorrendo no volume ao longo da linha de visada amostrado pelo feixe da antena do telescópio.

Perfis de linhas de emissão contém componentes com diferentes velocidades correspondendo, em galáxias espirais, a contribuições de perfis de velocidades de cada parte do disco da galáxia. A densidade total de átomos de hidrogênio na linha de visada N_{HI} é dada em termos da integral da temperatura cinética T_k , ou T_s já que estamos nos referindo à linha de 21-cm, sob todas as velocidades, $\int T_s(v)dv$. Somente se a distribuição do gás é opticamente fina ($\tau < 1$) em todas as velocidades N_{HI} é mensurável através da integral do perfil da linha $\int T_b(v)dv$, porque, nesse caso, o perfil da temperatura de brilho observado, dado pela eq.(1.16), torna-se:

$$T_b(v) \approx T_s \tau(v).$$

Esse é o caso assumido no presente trabalho, visto que as observações serão feitas no meio ambiente do disco galáctico, onde o gás se encontra predominantemente ionizado e o meio é opticamente fino (PACHOLCZYK 1977; ROY et al. 1994; ULVESTAD & HO 2001).

A profundidade óptica para a linha de 21-cm é obtida integrando o coeficiente de absorção κ ao longo da linha de visada:

$$\tau_\nu = \int \kappa ds, \quad (1.17)$$

onde

$$\kappa = \left(\frac{3}{8\pi}\right) A_{10} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \left(\frac{h\nu}{kT_s}\right) \phi(\nu)n_0(s). \quad (1.18)$$

Aqui, $\phi(\nu)$ denota o perfil de absorção do gás, normalizado tal que $\int \phi_\nu d\nu = 1$. Então, $\phi(\nu)$ é a fração dos átomos do gás em ambos os níveis que podem absorver ou emitir radiação de frequência ν (MIHALAS, BINNEY 1981), e

$$n_H = n_1 + n_0 = n_0 \left(1 + \frac{g_1}{g_0} e^{-h\nu/kT_s}\right) \approx 4n_0 \quad (1.19)$$

Substituindo a eq. (1.18) em (1.17) e considerando o resultado em (1.19) temos, para a profundidade óptica na linha de 21-cm:

$$\tau = \left(\frac{3}{8\pi}\right) A_{10} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \left(\frac{h\nu}{kT_s}\right) \phi(\nu) \int_0^\infty n_0(s) ds, \quad (1.20)$$

onde $\int_0^\infty n_0(s) ds = N_0$ denota a densidade colunar integrada de H no nível inferior do estado fundamental do hidrogênio neutro ao longo da linha de visada. Então,

$$\tau_\nu = \left(\frac{c^2 h g_1 A_{10}}{32\pi k g_0 \nu}\right) \frac{N_H}{T_s} \phi(\nu) = \tau_\nu = C \frac{N_H}{T_s} \phi(\nu), \quad (1.21)$$

com $C = 2.58 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ K s}^{-1}$. Assim, a densidade colunar de HI, em átomos cm^{-2} , sendo observada em alguma direção ao longo da linha de visada pode ser obtida integrando a eq.(1.19) ao longo da linha de visada e a profundidade óptica, eq. (1.21), sob todas as frequências, lembrando que $\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$ representa o perfil de absorção do gás normalizado:

$$N_H = 3.88 \times 10^{14} \int_0^\infty T_s \tau(\nu) d\nu. \quad (1.22)$$

Fazendo uma conversão de frequência para velocidade (v em km s^{-1}) e considerando um meio opticamente fino, a densidade colunar de HI pode ser obtida em termos da temperatura de brilho, integrando T_b sobre o perfil da linha (VERCHUUR & KELLERMANN 1988):

$$N_H = 1.82 \times 10^{13} \int_0^\infty T_b(v) dv \quad \text{cm}^{-2}. \quad (1.23)$$

Esse é o conteúdo total de hidrogênio atômico neutro em uma coluna de 1 cm^2 de seção transversal ao longo da linha de visada medido diretamente a partir da intensidade observada de um perfil de linha de HI.

No presente trabalho assumirei a condição que o meio é ópticamente fino, conforme mencionado anteriormente. A condição de meio ópticamente espesso é esperada em ob-

servações do hidrogênio na direção dos jatos de AGNs observados com VLBI, que não são objeto do presente trabalho.

Determinando a massa total de HI:

O conteúdo de gás neutro total de uma galáxia em átomos cm^{-2} é determinado integrando-se a densidade colunar N_{HI} sobre a área da superfície observada. Se considerarmos um elemento de área $ds = D^2 d\Omega$, onde D é a distância da galáxia e $d\Omega$ um elemento de ângulo sólido subtendido por essa, o conteúdo total de HI na direção (θ, φ) será:

$$N_H(total) = 1.82 \times 10^{18} D^2 \int_0^\infty dv \int_\Omega T_b(\theta, \varphi; v) d\Omega. \quad (1.24)$$

Expressando a integral da temperatura de brilho sob o ângulo sólido em termos do fluxo observado S_ν , obtem-se:

$$N_H(total) = 1.82 \times 10^{18} \frac{D^2 c^2}{2\nu^2 k} \int_0^\infty S_\nu(v) dv. \quad (1.25)$$

Se D estiver em Mpc, a densidade de fluxo S_ν em Jy ($1\text{Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) e a velocidade em km s^{-1} , a equação acima será escrita como:

$$N_H(total) = 2.8 \times 10^{62} D^2 \int_0^\infty S_\nu(v) dv. \quad (1.26)$$

Multiplicando a densidade colunar de HI pela massa do átomo de hidrogênio, obtem-se a densidade de massa total de hidrogênio neutro contido pela galáxia em kg:

$$M_H(total) = 4.67 \times 10^{35} D^2 \int_0^\infty S(v) dv. \quad (1.27)$$

Convertendo massa atômica para massa solar, a fórmula da massa total de HI pode ser escrita mais convenientemente, em unidade de massa solar ($1 M_\odot = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$), como (ROBERTS 1978):

$$M_H(total) = 2.35 \times 10^5 D^2 \int_0^\infty S(v) dv \quad M_\odot. \quad (1.28)$$

À integral do lado direito normalmente nos referimos como “fluxo integral” que é a densidade de fluxo integrada sob a linha de HI e é expresso em Jy km s^{-1} .

1.10 A Produção do Contínuo em Rádio

Conforme explicado anteriormente, estudos prévios das regiões circumnucleares de galáxias com núcleos Seyfert identificados opticamente têm provado ser uma ferramenta importante para a compreensão da origem da atividade radiativa em galáxias espirais (OSTERBROCK 1991). As regiões centrais de galáxias espirais, que sofrem intensos episódios de formação estelar, são geralmente obscurecidas pelo gás e pela poeira, sendo essas regiões visíveis principalmente nos comprimentos de onda rádio e infravermelho (IR). Essas galáxias são geralmente muito luminosas no infravermelho devido à poeira interestelar que absorve a radiação proveniente das estrelas jovens e da máquina central da galáxia e a re-irradia nos comprimentos de onda do IR, principalmente nas bandas J ($1,25 \mu\text{m}$) e K ($2,2 \mu\text{m}$). Em contrapartida, espera-se que a radiação nos comprimentos de onda rádio de galáxias espirais normais seja o resultado da aceleração de partículas relativísticas por supernovas e pela subsequente evolução dos seus remanescentes. Já, em galáxias Seyfert, acredita-se que a radiação rádio observada tenha duas origens prováveis: remanescentes de supernovas e o próprio AGN.

Estudos da emissão no contínuo rádio de galáxias espirais fornecem mapas da distribuição da emissão não térmica gerada por elétrons relativísticos acelerados nos campos magnéticos (radiação síncrotron) dos halos e discos dessas galáxias (CONDON 1992). Também o brilho da radiação sincrotrônica pode ser usado para determinar a magnitude dos campos magnéticos nessas regiões e nas regiões nucleares, bem como as densidades de energia magnética correspondentes. Já, a emissão não-térmica nuclear tem origem na estrutura central compacta brilhante devido a aceleração dos elétrons relativísticos pelo próprio AGN. Uma vez que a emissão no IR é devido a re-irradiação térmica pela poeira, a fonte original de energia, se formação estelar ou AGN, pode ser difícil de ser resolvida observacionalmente, de modo que propriedades rádio como índice espectral e morfologia podem auxiliar a distinguir entre elas. Contaminação do fluxo rádio pelo AGN, no entanto, é um problema devido às altas resoluções das imagens e cobertura espectral que seriam necessárias para separá-la (WADDINGTON et al. 1999).

1.11 A Correlação FIR-Rádio

A correlação entre a emissão no infravermelho distante térmica e a emissão no contínuo rádio não-térmica, a partir de núcleos Seyfert, foi descoberta por van der Kruit (1971) e estendida para os núcleos de galáxias normais (van DER KRUIT 1973). A associação da emissão FIR com estrelas jovens, juntamente com a pequena dispersão encontrada na correlação FIR-rádio, levou Dickey e Salpeter (1984) à proporem uma estreita correlação entre a formação estelar e a geração de raios cósmicos em galáxias espirais (DE JONG et al. 1985; HELOU, SOIFER & ROWAN-ROBINSON 1985; GAVAZZI, COCITO & VETTOLANI 1986). A correlação FIR-rádio é essencialmente linear sobre cinco ordens de magnitude na luminosidade com uma dispersão de menos de 50%. Ela se aplica à galáxias além de $z = 1$ (APPLETON et al. 2004) e abrange um intervalo diverso de tipos de galáxias, incluindo galáxias normais barradas e espirais não barradas, anãs e irregulares, “starbursts”, Seyfert e quasares rádio fracos (CONDON 1992). Por outro lado, Sopp & Alexander (1991) mostraram que quasares rádio fortes e rádio galáxias não seguem a correlação FIR-rádio. Norris et al. (1988) e Roy et al. (1998) mostraram que galáxias Seyfert, ao contrário de quasares rádio fortes, seguem a correlação, porém com um ajuste não tão estreito quanto para espirais normais e “starbursts”. Isso sugere que a luminosidade bolométrica de galáxias Seyfert pode ser dominada pela formação estelar. Essa evidência é também sustentada por observações no óptico e na morfologia rádio de regiões periféricas aos núcleos de galáxias Seyfert feitas por Bransford et al. (1998) que mostram as mesmas razões de linhas e luminosidade que galáxias “starbursts”. Portanto, embora o espectro óptico nuclear de galáxias Seyfert seja claramente dominado pelo AGN, em muitos casos a emissão rádio integrada e a emissão FIR são dominadas não tanto pelo AGN, mas também pela formação estelar circumnuclear.

A explicação convencional para a correlação FIR-rádio invoca um cenário de formação de estrelas massivas. Nesse modelo (HARWIT & PACINI 1975) a emissão FIR é principalmente emissão térmica a partir de poeira aquecida pela radiação UV emitida por estrelas massivas jovens. As mesmas estrelas certamente são responsáveis pela emissão rádio térmica (“free-free”) das regiões de formação estelar e rapidamente evoluem para supernovas cujos remanescentes promovem a aceleração dos elétrons de raios cósmicos que produzem a componente não-térmica da rádio emissão (radiação síncrotron).

Conforme já discutido na seção 1.8, a emissão rádio de galáxias espirais normais em comprimentos de onda centimétricos é predominantemente não-térmica de meios opti-

camente finos (CONDON 1992), enquanto que a emissão FIR total compreende uma componente de poeira morna, aquecida em regiões HII pelas estrelas ionizantes massivas ($> 20M_{\odot}$), e uma componente de poeira fria mais importante que é aquecida pelo campo de radiação interestelar (WALTERBOS & SCHWERING 1987). Esforços para decompor a rádio emissão em componente térmica e não-térmica e a emissão FIR em poeira quente e fria, indicam que a correlação FIR-rádio geral é constituída por uma forte correlação entre a emissão rádio térmica e a emissão a partir da poeira quente, e uma correlação mais fraca entre a emissão rádio não-térmica e a emissão a partir de poeira fria (HOERNES et al. 1998). Tais aspectos podem ser investigados a partir dos nossos dados, pois são importantes tópicos no estudo da origem do fenômeno Seyfert.

1.12 A Luminosidade no Infravermelho Distante

No intuito de investigar a atividade “starburst”, normalmente estima-se as luminosidades no infravermelho distante L_{FIR} , usando os fluxos f_{FIR} em 60 e 100 μm , disponíveis no IRAS Small-Scale Catalog e no IRAS Faint Source Catalog, obtidos on-line no NED Extragalactic Database. Os fluxos totais f_{FIR} (entre 40 e 120 μm , obtido por uma extrapolação espectral a partir da banda IRAS) e as luminosidades L_{FIR} foram calculados como descrito no IRAS Explanatory Supplements (HELOU et al. 1985; RICE et al. 1988):

$$f_{FIR} = 1.26 \times 10^{-14} (2.58S_{60\mu\text{m}} + S_{100\mu\text{m}}) \text{ W m}^{-2}, \quad (1.29)$$

(extrapolação espectral recomendada pelo grupo de trabalho do IRAS) onde os fluxos $S_{60\mu\text{m}}$ e $S_{100\mu\text{m}}$ são dados em Jansky. Os fluxos podem ser convertidos para luminosidade total no infravermelho distante usando a expressão:

$$L_{FIR} = 3.03 \times 10^{16} \left(\frac{cz}{H_0} \right)^2 f_{FIR}, \quad (1.30)$$

onde L_{FIR} é dada em luminosidades solares.

1.13 Os Objetivos deste Trabalho

Muitos esforços vêm sendo realizados, desde a descoberta dos núcleos ativos de galáxias na década de 40, no sentido de compreender os mecanismos físicos por trás das características singulares dos AGNs. Apesar de um grande número de descobertas, muito pouco ainda se sabe sobre a origem da intensa atividade que se desenvolve no centro desses objetos. Por serem geralmente ricas em hidrogênio neutro, as próprias galáxias hospedeiras são reservatórios massivos de gás. A fim de abastecer o AGN, o gás, nas regiões mais externas da galáxia, deve perder momento angular o suficiente para alcançar os raios de acreção mais internos sem causar formação estelar, o que inibiria o processo de acreção. Alguns processos reguladores da acreção de matéria e da formação e desenvolvimento dos buracos negros centrais são sugeridos por Shlosman e Noguchi (1993), Barnes e Hernquist (1992) e Wada e Habe (1995).

Assim sendo, o objetivo deste trabalho é um estudo comparativo das propriedades físicas de uma amostra de galáxias Seyfert em relação a uma amostra de controle, afim de estudar as relações existentes entre o conteúdo total de hidrogênio neutro de galáxias Seyfert e investigar propriedades nucleares obtidas nas bandas de observação óptico e infravermelho. Para tanto, quatro amostras para comparação foram definidas, ainda no estágio preliminar deste trabalho: uma amostra de galáxias compactas azuis e irregulares ricas em gás, selecionada no catálogo UM (University Michigan) (SMOKER et al. 2000), uma amostra de galáxias com anél circumnuclear de gás, poeira e estrelas, observada com o antigo telescópio de Green Bank de 140 pés (RICHTER et al. 1994), uma amostra de galáxias Seyfert mais distantes ($2900 < V_r < 7800 \text{ km s}^{-1}$), observada por David Blank com o radiotelescópio de Parkes de 64 metros de diâmetro (BLANK 1999), e uma amostra de galáxias Seyfert do hemisfério norte, observada com o radiotelescópio de Arecibo de 305 m (MIRABEL & WILSON 1984). Todas as amostras foram selecionadas dentro do critério de limite de luminosidade na banda B e “redshift” comparável a nossa amostra de galáxias.

As condições físicas intrínsecas dos objetos individuais da amostra aqui investigada serão analisadas com base na relação da massa total de HI com a luminosidade no infravermelho e óptico.

Também a morfologia rádio de onze das vinte e oito galáxias de nossa amostra será investigada. Para tanto, apresentaremos as observações interferométricas da emissão rádio contínua na região central das galáxias dentro de um raio máximo de 1.2 kpc e mínimo de

0.1 kpc a partir do centro das imagens ópticas. A morfologia rádio de galáxias pode revelar a presença de componentes como halos, barras estelares, ou estruturas mais complexas, que assinalem a ocorrência, remota ou atual, de episódios de intensa formação estelar. Os dados rádio serão interpretados usando o modelo de formação estelar de galáxias espirais. Até o momento, essas são as únicas imagens do contínuo rádio em 21-cm da região nuclear desses objetos e estão disponíveis em (BOHRER-ADORNES & LÜDKE 2004, 2006).

1.13.1 Amostras suplementares

Nossa amostra de 26 galáxias é um subconjunto de um “survey” que iniciamos em 1998, onde um total de 272 galáxias Seyfert e “starbursts” do hemisfério sul com “redshift” < 0.136 foram observadas com o radiotelescópio australiano ATNF/Mopra. Nosso objetivo era detectar linha de emissão de HI para um estudo detalhado da dinâmica desses objetos utilizando imageamento por interferometria rádio. Na época, o catálogo HIPASS (HI Parkes All-Sky Survey) (KILBORN et al. 2002; RYAN-WEBER et al. 2002; KORIB-ALSKI et al. 2004), que hoje norteia as pesquisas em HI de galáxias do hemisfério sul, ainda não estava concluído. Entretanto, com o intuito de obter amostras de comparação com maior número de objetos e uma amostra de controle mais abrangente, nós suplementamos nossa amostra com dados da literatura. Do catálogo HOPCAT/HIPASS (DOYLE et al. 2005), que é a contrapartida óptica do catálogo HIPASS, foram selecionadas todas as galáxias dentro do limite de luminosidade na banda B comparável à nossa amostra de Seyfert e com fluxo IRAS (Infrared Astronomical Satellite) em 60 e 100 μm disponível na literatura. A partir dessa amostra, foram definidas duas subamostras para suplementação: uma amostra de todas as galáxias Seyfert e uma amostra de todas as galáxias espirais para análise da relação da massa dinâmica com a massa de HI. Do “survey” de Ho, Filippenko & Sargent (1997) foram definidas mais três amostras, duas suplementares (Seyfert e espirais) e uma de controle com 164 galáxias espirais normais para comparação com as amostras de Seyfert. Assim, das duas fontes de dados (Ho + HIPASS) definimos um total de três amostras adicionais: uma amostra de 87 galáxias Seyfert (Ho + HIPASS), uma amostra de 207 galáxias espirais (normais + Seyfert) (Ho + HIPASS), ambas para suplementação da amostra sob estudo, e uma amostra de 164 galáxias espirais normais (Ho, FILIPPENKO & SARGENT 1997) para comparação com as amostras de Seyfert. Todas as galáxias das amostras foram selecionadas dentro do critério de “redshift” e luminosidade.

dade na banda B comparável à nossa amostra de 26 galáxias com linha de HI detectada, conforme citado anteriormente.

Capítulo 2

Levantamento das Propriedades em HI de Seyfert Próximas

2.1 As Observações

As observações foram feitas com o radiotelescópio de Mopra pertencente ao Australia Telescope National Facility (ATNF) no período de 8 de Agosto a 20 de Setembro de 1998. Os resultados apresentados nesta tese foram obtidos anteriormente aos “surveys” que deram origem aos catálogos HIPASS (KILBORN et al. 2002; RYAN-WEBER et al. 2002; KORIBALSKI et al. 2004) publicados em 2002 e 2004, e que hoje encontram-se disponíveis on-line. Os fluxos de HI e os resultados obtidos a partir desses fluxos foram publicados em (ADORNES et al. 2004) e serão aqui apresentados.

2.1.1 O radiotelescópio de Mopra

O radiotelescópio de Mopra, localizado próximo ao Siding Spring Observatory, 20 km de Coonabarabran a uma altitude de 850 m, latitude 31° sul e apresentando uma elevação limite de 12° , consiste em uma antena do tipo Cassegrain com uma área refletora em formato parabólico de 22-m de diâmetro capaz de operar em vários intervalos de frequência. O refletor principal e o sub-refletor estão arrançados em montagem alti-azimutal (figura 2.1). O equipamento funciona também como estação remota de rede Long Baseline Array (LBA) o qual também inclui o radiotelescópio de 64-m de Parkes e o Arranjo Compacto

de 6 antenas (ATCA) em Narrabri, sendo todos mantidos pelo ATNF em Epping, distrito de Sydney. As figuras 2.2 e 2.3 ilustram o diagrama esquemático do fluxo do sinal e as etapas de conversão para observações espectroscópicas, empregados na coleta de dados dessa tese.

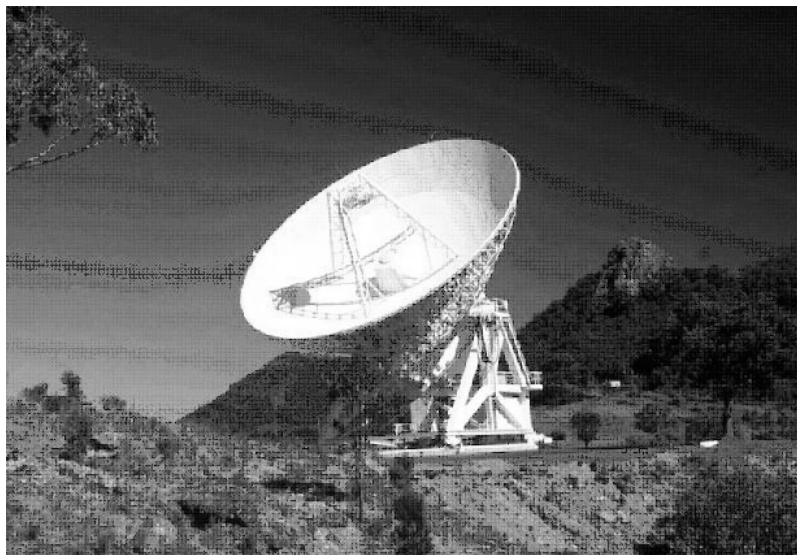


Figura 2.1: Radiotelescópio de Mopra, Coonabarabran, New South Wales, Australia.

O Front-End

O front-end (figura 2.2) é o primeiro estágio do sistema receptor que fica na sala do foco primário da antena, e que é responsável pela conversão das fracas ondas eletromagnéticas captadas no intervalo de frequência rádio. É a parte do sistema receptor onde se localizam os filtros de banda passante, os pré-amplificadores e os misturadores que são os conversores do sinal em rádio frequência em frequência intermediária. Porém, do front-end à obtenção dos espectros, ou seja, à determinação dos intervalos de frequência para detecção da linha de HI que são obtidos em unidades arbitrárias (tais como, número de ordem dos canais de frequência e amplitudes), o sinal passa por uma série de processos, conforme mostrado nas Figuras 2.2 e 2.3.

Atualmente, o sistema receptor de Mopra consiste de quatro receptores que cobrem os intervalos de frequência L-S (1.2-1.8 e 2.2-2.5 GHz), C-X (4.5-6.1-8.0-9.2 GHz), 12.2-12.75 e, desde 1994, o receptor SIS (“Superconductor Insulated Superconductor”), projetado para cobrir o intervalo de 86-115 GHz. A fim de reduzir o ruído presente em todo o circuito eletrônico, o sistema receptor é mantido em uma câmara à vácuo resfriada criogenicamente com He líquido a apenas 6.2 kelvins. Todos os receptores de Mopra operam no modo de

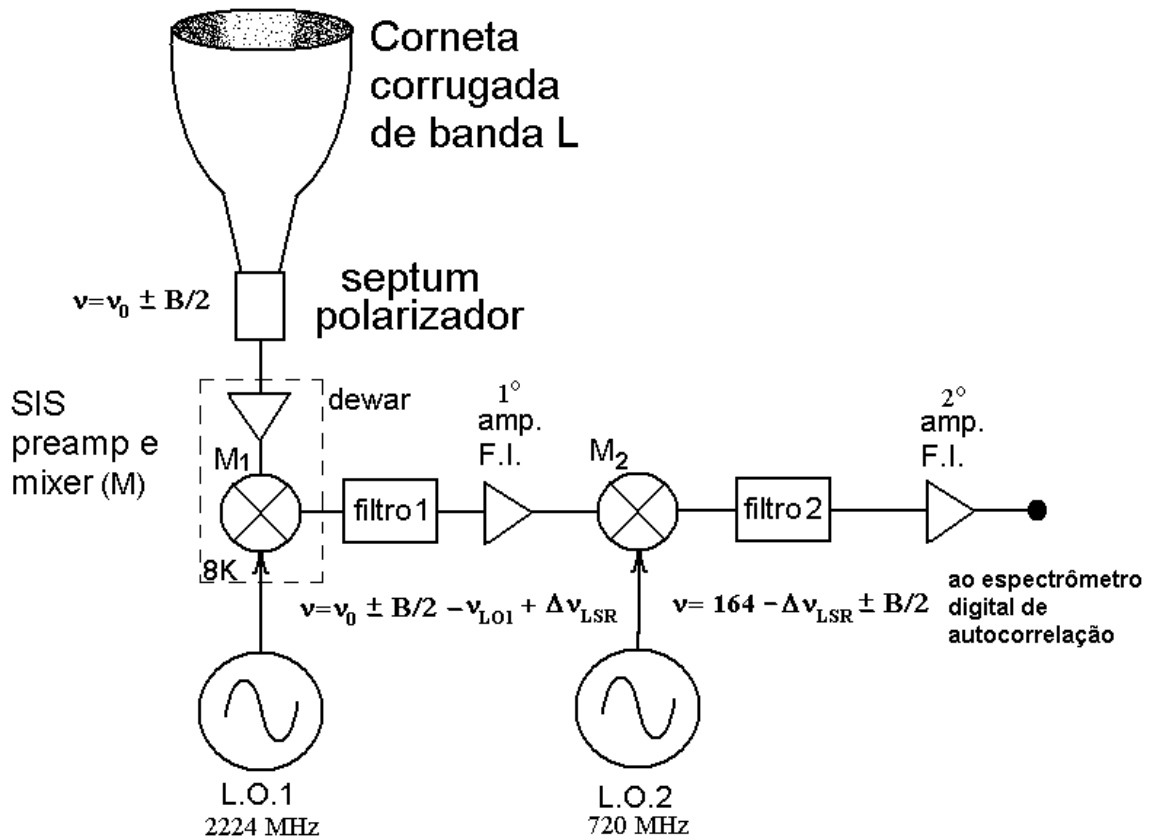


Figura 2.2: Diagrama esquemático do sistema combinado "front-end" do radiotelescópio de Mopra.

banda lateral única ("single-sideband"), com exceção do receptor SIS que opera no modo de banda lateral dupla ("double-sideband"). Como parte da estratégia observacional adotada, escolhemos o modo de operação dos receptores em banda lateral única (SSB), escolhendo apropriadamente um canal de polarização do receptor SIS que opera no modo "double-sideband".

Embora duas polarizações ortogonais possam ser medidas simultaneamente em todas as frequências, a linha de HI é térmica e, portanto, não apresenta polarização linear. Problemas técnicos com o programa de aquisição de dados impediram o uso do sistema para obtenção do parâmetro de Stokes I (intensidade total) a partir dos canais circulares de polarização e, portanto, o sistema não pode ser configurado para modo polarimétrico. Entretanto, isso implica em uma perda de sinal por um fator de $\sqrt{2}$, o que foi compensado por um aumento correspondente no tempo de integração de cada galáxia.

Para a obtenção de parâmetros físicos da fonte como $\int T(\nu) d\nu$, a partir dos quais as massas de HI das galáxias serão derivadas, os espectros arbitrários devem ser calibrados em amplitude e velocidade. Para isso, o sinal passa por uma série de processos, conforme

esquematizado na Figura 2.2, resultando em espectros calibrados em intensidade dada em unidades de Jy km s^{-1} versus dispersão de velocidades em unidades de km s^{-1} . Na Tabela 2.1. são apresentados os parâmetros básicos do sistema receptor de Mopra, mas que podem apresentar alguma variação com a elevação da antena, temperatura e flutuações na temperatura de congelamento das junções SIS. A temperatura do sistema foi monitorada pelo operador a cada trânsito do telescópio entre as galáxias pois foi medida com a injeção de um ruído-padrão na corneta do front-end por meio de diodos de calibração de ruído. Na prática, durante os 42 dias de observação, pode-se afirmar que a temperatura do sistema variou somente em um pequeno intervalo entre 18 e 32 K, o que pode ser considerado ótimo para os nossos objetivos já que o nível de sensibilidade oscilou apenas entre 10 e 12 Jy K^{-1} .

Tabela 2.1: Parâmetros do sistema receptor de Mopra sob boas condições atmosféricas.

Banda	20cm
(GHz)	1.3-1.8
FWHM	33'
Temper. Sist. T_{sys}	35K
Sensitiv. (Jy K^{-1})	11
Opac. Zen. (τ)	0
Sens. mJy	51
Effic. feixe	0.7
Sens. mK	6.6

O Back-End

O back-end (figura 2.3) é o sistema on-line do radiotelescópio propriamente dito. Consiste de um auto-correlacionador digital no qual o sinal que foi amplificado, filtrado e modulado, é convertido na saída do correlacionador para uma banda de frequência da banda-base $B_\nu = 64 \text{ MHz}$ e amostrado em 1024 canais da banda de observação. Assim, obteve-se uma resolução espectral $\Delta\nu$ de 62,5 kHz por canal espectral. Na linha de HI ($\nu_0 = 1420,42 \text{ MHz}$) isso corresponde a uma resolução em velocidade de:

$$\Delta v = c \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 13,2 \text{ km s}^{-1}.$$

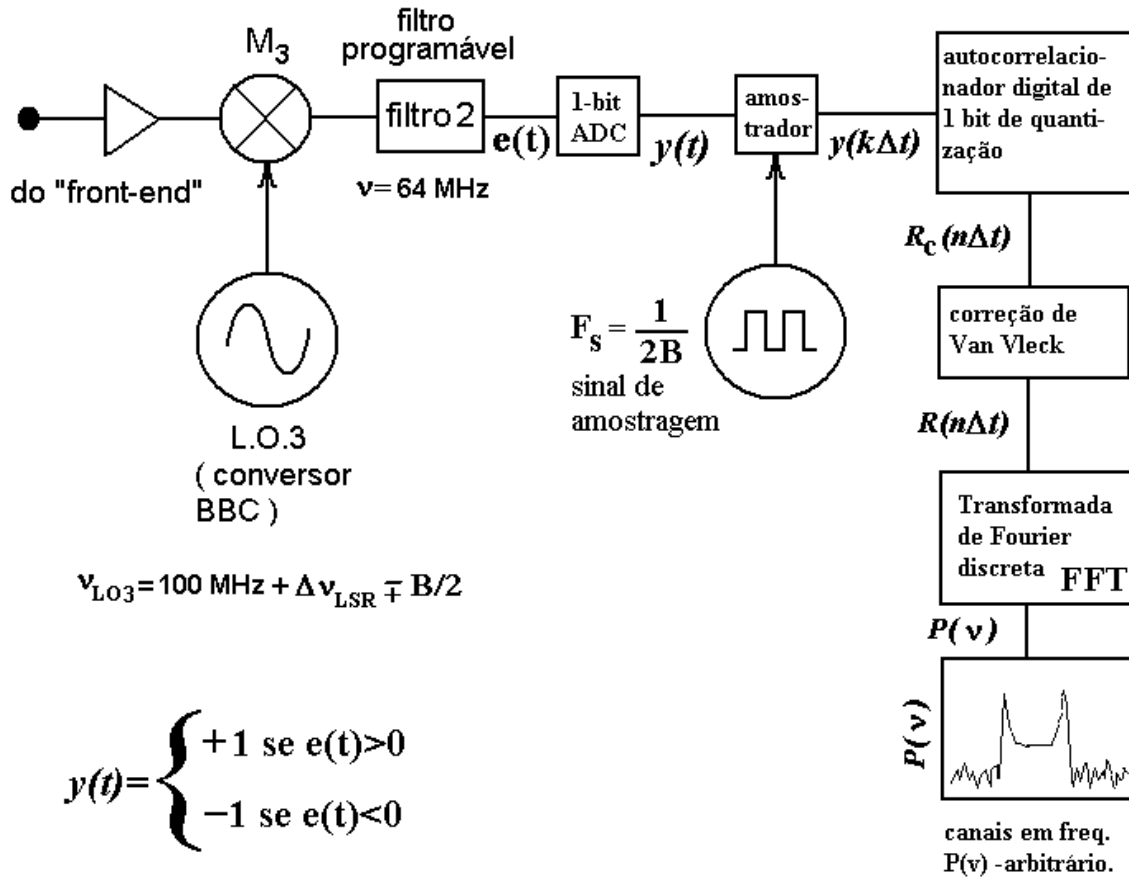


Figura 2.3: Diagrama simplificado do “back-end” utilizado nas observações.

Após as observações em HI das galáxias de controle NGC5253 e NGC5236 a fim de estudar o sistema, escolheu-se os parâmetros observacionais para todas as demais galáxias Seyfert. O modo empregado foi o “ON-OFF” onde um apontamento foi feito no céu a 30 minutos a oeste do alvo, um apontamento na radiofonte-alvo e um terceiro apontamento a 30 minutos ao leste do alvo, para subtração da contribuição do ruído celeste. A duração de um apontamento na radiofonte e no céu foi calculada adotando-se uma sensibilidade Δs de 10 Jy K^{-1} , correspondendo a um tempo de duração de cada apontamento ΔT_{int} de:

$$\Delta T_{int} = \left(\frac{T_{sys} \sqrt{2}}{\Delta s} \right)^2 \frac{1}{\Delta \nu} \sim 12 \text{ min/scan}$$

Para a duração desse “survey” o modo de observação adotado foi o “beam-switching”, onde a média de uma seqüência de apontamentos de 12 min na fonte e 12 min fora da fonte, à esquerda e à direita (no campo vazio), intercaladamente, foi tomada para produzir um espectro único para objetos com $V_r < 2000 \text{ km s}^{-1}$ e 4 apontamentos para objetos

mais distantes para tentar detectar as linhas com um melhor nível de ruído. O nível r.m.s. final de ruído, que também depende das condições atmosféricas, ficou em torno de 3 mJy/beam por canal.

2.1.2 Critérios de seleção da amostra

Nossa amostra inicial inclui galáxias Seyfert e “starbursts” selecionadas no catálogo UV de Kinney et al. (1985), no Véron-Cetty & Véron (1987, 1991) de AGNs do hemisfério sul e no catálogo Markarian de pares de galáxias luminosas no UV (MAZZARELA & BALZANO 1986) de acordo com os seguintes critérios:

- o redshift foi limitado a 0.136, visto que a largura máxima do front-end de 20 cm (banda de rádio frequência) do ATNF/Mopra é de aproximadamente 256 MHz e redshifts maiores que isso certamente requereriam radiotelescópios com largura de banda de receptor maior que a disponível em Mopra;
- todas as fontes da amostra foram selecionadas no intervalo de declinação $-90 < DEC < -15$, a fim de complementar os surveys de HI extragaláticos do Green-Bank e Arecibo e poderem ser observadas com os telescópios óticos do Chile para futuras imagens CCD e observações interferométricas com o ATNF/ATCA e ALMA;
- as fontes da amostra compreendem Seyfert luminosas e galáxias “starbursts” com fluxos IRAS disponíveis na literatura, para análise de emissão em diferentes bandas. Com esses critérios, nós selecionamos 272 galáxias, sem a intenção de definir uma amostra completa em um dado volume cosmológico. Dessas, 28 mostraram emissão de HI detectável dentro de um critério de nível de sinal maior que 3σ por canal.

Entretanto, durante a finalização deste trabalho, os catálogos HIPASS (KILBORN et al. 2002; RYAN-WEBER et al. 2002; KORIBALSKI et al. 2004) e HOPCAT/HIPASS (DOYLE et al. 2005) foram concluídos e aqueles dados foram incluídos nessa tese tanto para a definição de duas amostras de comparação: uma amostra de todas as galáxias Seyfert do catálogo HOPCAT/HIPASS e uma amostra de galáxias espirais para análise da relação da massa dinâmica com a massa de HI, quanto para inclusão de novas galáxias na análise. Assim, a amostra de galáxias Seyfert extraída do catálogo HOPCAT/HIPASS contém 1466 galáxias com fluxos em 60 e 100 μm previamente avaliados e servirá para

completar nossa amostra de galáxias Seyfert e “startbursts” do hemisfério sul. Doravante, todas as galáxias de nossa amostra constam do catálogo HIPASS, publicado paralelamente aos nossos resultados, e os fluxos e massas de HI obtidos por nós são confirmados no referido catálogo e não serão reproduzidos aqui, posto que estão disponíveis também “on-line” pelo ATNF.

Na Tabela 2.2 são apresentadas informações ópticas básicas das galáxias com linha de HI detectada com o ATNF/MOPRA. Em ordem de colunas:

Col.(1) - Nome da galáxia de acordo com os catálogos NGC (“New General Catalogue”), IC (“Index Catalogue”) e AM (“Arp-Madore”).

Col.(2) - Tipo Hubble, extraído do NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Col.(3) - Classificação espectroscópica nuclear extraída do NED.

Col.(4) a (9) - Ascensão reta e declinação para época J2000 obtidas no (NED).

Col.(10) - Redshift em HI.

Col.(11) e (12) - Diâmetro do semi-eixo óptico maior e menor da galáxia, respectivamente, em unidades de minutos de arco, extraído do banco de dados do NED.

Col.(13) - Extinção galáctica na direção do objeto.

Col.(14) - Magnitude absoluta na banda B, obtida pela relação entre as magnitudes e corrigida para a extinção galáctica, conforme:

$$M_B - m_B = 5 - 5 \log (D/\text{Mpc}) - A_v,$$

onde m_B é a magnitude aparente na banda B, obtida a partir de surveys publicados no NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) e $A_v \sim 3 E(B - V)$ é a correção para a absorção galáctica.

Col.(15) - Luminosidade óptica na banda B em unidades de 10^8 luminosidades solares ($1L_\odot = 3.827 \times 10^{33} \text{ ergs}^{-1}$). Essa razão foi calculada a partir da luminosidade na banda B pela expressão:

$$L_B = dex[0.4(M_{B,\odot} - M_B)],$$

onde $M_{B,\odot} = 5,41$ é a magnitude absoluta do Sol na banda B, M_B é a magnitude absoluta da galáxia na banda B, conforme Col.(14).

Tabela 2.2: Amostra de galáxias observadas com Mopra.

Name (1)	Tipo (2)	Classif. (3)	RA (J2000)			Dec (J2000)			z (10)	a arcmin (11)	b arcmin (12)	A_v (13)	M_B $M_{B,\odot}$ (14)	L_B $10^8 L_\odot$ (15)
			(h) (4)	(m) (5)	(s) (6)	(o) (7)	(') (8)	(") (9)						
NGC289	SAB(rs)bc	?	00	52	42.3	-31	12	21	0.005430	5.1	3.6	0.084	-19.9	131.70
NGC1097	SB(s)b	Sy1	02	46	19.0	-30	16	30	0.004240	9.3	6.3	0.115	-19.7	64.27
NGC1313	SB(s)d	HII	03	18	16.0	-66	29	54	0.001584	9.1	6.9	0.471	-19.8	118.14
NGC1365	SB(s)d	Sy1	03	33	36.4	-36	08	25	0.005457	11.2	6.2	0.088	-21.4	530.15
NGC1566	SAB(rs)bc	Sy1	04	20	00.4	-54	56	16	0.004990	8.3	6.6	0.039	-21.4	525.29
NGC1672	SB(r)bc	Sy2	04	45	42.5	-59	14	50	0.004503	6.6	5.5	0.101	-20.6	264.73
NGC1808	SAB(s)b	Sy2	05	07	42.3	-37	30	46	0.003336	6.5	3.9	0.131	-19.6	100.00
NGC2997	SA(s)c	?	09	45	38.8	-31	11	28	0.003626	8.9	6.8	0.469	-20.8	312.75
NGC3109	SB(s)m	?	10	03	06.9	-26	09	34	0.001344	19.1	3.7	0.288	-18.5	35.61
NGC3621	SA(s)d	?	11	18	16.3	-32	48	45	0.002425	12.3	7.1	0.346	-19.4	81.81
AM1208-305	Sab	?	12	11	07.8	-31	07	37	0.007062	1.7	0.5	0.276	-18.2	28.50
NGC4700	SB(s)c	Sy2	12	49	07.3	-11	24	48	0.004697	3.0	0.6	0.203	-19.4	85.51
NGC4945	SB(s)cd	Sy2	13	05	27.5	-49	28	06	0.001868	20.0	3.8	0.762	-19.2	69.76
NGC5068	SB(s)d	?	13	18	54.8	-21	02	21	0.002245	7.2	6.3	0.439	-19.6	101.11
NGC5236	SAB(s)c	Sburst	13	37	00.9	-29	51	57	0.001721	12.9	11.5	0.284	-21.1	393.37
NGC5253	Im pec	Sburst	13	39	55.9	-31	38	24	0.001348	5.0	1.9	0.283	-19.1	64.86
NGC5643	SAB(rs)c	Sy2	14	32	40.8	-44	10	29	0.003999	4.6	4.0	0.728	-19.4	87.42
NGC6221	SB(s)bc	Sy1,Sy2	16	52	46.1	-59	13	07	0.004943	3.5	2.5	0.712	-20.2	170.77
NGC6300	SB(rs)b	Sy2	17	17	00.3	-62	49	15	0.003703	4.5	3.0	0.420	-20.1	167.49
NGC6684	SB(r)0	?	18	48	57.9	-65	10	24	0.002945	3.5	2.5	0.290	-18.6	41.23
NGC6744	SAB(r)bc	LINER	19	09	46.1	-63	51	27	0.002805	20.0	12.9	0.199	-20.3	199.16
IC4870	IBM? pec	Sy2	19	37	37.6	-65	48	43	0.002965	1.6	0.9	0.486	-18.2	28.05
IC5201	SB(s)cd	Sy2	22	20	57.4	-46	02	06	0.003052	8.5	3.9	0.051	-18.7	43.41
NGC7314	SAB(rs)bc	Sy1.9	22	35	45.9	-26	03	01	0.004743	4.6	2.1	0.092	-19.1	64.98
NGC7424	SAB(rs)cd	?	22	57	18.1	-41	04	19	0.003142	9.5	8.1	0.046	-19.5	90.28
NGC7552	SB(s)ab	LINER	23	16	11.0	-42	34	59	0.005287	3.4	2.7	0.061	-20.0	140.22
NGC7590	S(r?)bc	Sy2	23	18	54.8	-42	14	21	0.005324	2.7	1.0	0.074	-19.1	66.62

Desse levantamento de propriedades da linha HI selecionou-se uma amostra de galáxias com núcleo Seyfert com fluxos na linha do hidrogênio intensos o suficiente para detecção por rádio interferômetros com número limitado de antenas como o ATCA. Assim, a tabela 2.2. ilustra as únicas galáxias, de nossa amostra inicial, que podem ser observadas em HI com o ATCA, para produção direta de imagens pelo método da auto-calibração.

2.1.3 Checagem do apontamento da antena

A calibração do fluxo rádio foi feita usando a potência total de entrada dos dados monitorada pelo sistema, bem como calibradores padrão de fluxo, como B1934-638 ($S_\nu \sim 43.5$ Jy) e Hydra A (0915-115, $S_\nu \sim 14.9$ Jy). O apontamento da antena foi checado e corrigido em relação a esses calibradores a cada 4 horas resultando em uma precisão melhor que $2'$ durante as observações.

2.1.4 Estratégia observacional adotada

O correlacionador digital FX emprega FFT (Transformada Rápida de Fourier) para produzir os espectros e aplica algumas correções em tempo real como a correção de van Vleck. No correlacionador, o sinal analógico do ruído cósmico na banda espectral é nivelado e amostrado digitalmente em nível lógico +1, se o sinal exceder o nível de zero volts, e -1 em outras condições. Essa voltagem quantizada $y(n\delta t)$ depende do número da amostragem N e do tempo de amostragem δt . O período de amostragem é ajustado em função da banda passante segundo o critério de Nyquist e escolhido para $T_s = 1/(2B_\nu)$. Um esquema de 1 bit de quantização foi escolhido para esse fim, uma vez que o sistema de 2 bits na época das observações era experimental. No correlacionador digital, os coeficientes de correlação resultam da multiplicação do sinal digital por meio de linhas de atrasos que dependem da resolução espectral e da frequência de amostragem empregada. No nosso caso, o número de linhas de atraso foi 1024 e o passo de atraso foi ajustado para $\delta t = 1/\delta\nu$. Erros de quantização foram corrigidos pela aplicação da correção de van Vleck. A função de auto-correlação é normalizada e corrigida para os efeitos de amostragem de um bit. Assumindo que o espectro de potências é uma variável randômica Gaussiana com média nula, van Vleck (VAN VLECK & MIDDLETON 1966) mostrou que uma boa estimativa do espectro de potências pode ser obtida calculando a transformada de Fourier

do seno da função da auto-correlação do sinal amostrada $R_c(N\delta t)$:

$$R_c(N\delta t) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N y(k\delta t) \cdot y(k\delta t + N\delta t).$$

Nós usamos essa correção de van Vleck para recuperar as funções de auto-correlação do contínuo $R(N\delta t)$, a partir da função de auto-correlação $R_c(N\delta t)$ obtida para N amostras do sinal, durante um tempo de integração do correlacionador de doze minutos.

$$R(N\delta t) \cong \text{sen} \left[\frac{\pi}{2} R_c(N\delta t) \right] \quad (2.1)$$

Após isso, o espectro de potências $P(\nu)$ foi obtido em unidades arbitrárias (meros números digitais) empregando a transformada discreta de Fourier:

$$P(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} R(n\delta t) \cos(2\pi\nu n\delta t).$$

Assim, a função de auto-correlação corrigida foi convertida para um espectro de potências pela aplicação de um “tapering” uniforme e realizando essa FFT.

Em resumo, a etapa final no “back-end” (que corresponde ao primeiro passo na aquisição dos espectros) é o cálculo de uma função de auto-correlação de até 1024 pontos, que são amostrados pelo auto-correlacionador digital. Essa função de auto-correlação é, pela aplicação de uma transformada de Fourier rápida (FFT), convertida em um espectro de potências da intensidade da radiação que é captada pelo refletor principal do radiotelescópio. Entretanto, após esse estágio, os dados espectrais ainda se encontram contaminados pelo ruído acumulado no sistema receptor e devem ser calibrados “off-line”, em uma etapa de redução de dados e inspeção visual dos espectros.

2.2 A Redução dos Dados

A estratégia observacional descrita anteriormente forneceu espectros cujos procedimentos para correção de efeitos instrumentais (devido à radiação “stray”, atmosfera, radiação contínua de fundo da via láctea e interferência solar) ou seja, a redução dos dados, obedeceu aos seguintes passos:

2.2.1 Determinação da temperatura do sistema

A contaminação do sinal devido não só ao ruído intrínscico do “front-end”, mas às atenuações nos guias de onda e cabos co-axiais e devido à eletrônica digital, resulta em variações no ganho do receptor e na temperatura do sistema T_{sist} . O valor de T_{sist} é determinado em cada observação pela comparação da potência total do espectro com a potência total gerada por uma fonte de ruído calibrada. As potências totais P_e e P_{e+r} , do espectro e do espectro mais ruído, são usadas para derivar T_{sist} .

$$T_{sist} = T_{cal} \frac{P_e}{P_{e+r} - P_e}, \quad (2.2)$$

onde T_{cal} é a temperatura do ruído adicionado, assumida como sendo constante e igual a 30 K pela característica dos diodos acoplados às cornetas de microondas do “front-end”. A calibração do nível de ruído pela observação da fonte contínua de fluxo conhecido mostrou que a estabilidade foi melhor que a incerteza nas medidas. Determinado o valor de T_{sist} , o espectro resultante pode ser convertido para temperatura de antena T_{ant} , pela multiplicação de T_{sist} pela razão sinal/ruído:

$$T_{ant} = (S/R)T_{sist},$$

onde (S/R) é razão da potência na saída do receptor devido a fonte, pela potência devido ao ruído. Assim, T_{ant} é a temperatura equivalente de ruído na saída do receptor e inclui o céu mais a radiofonte mais a eletrônica associada.

Os espectros e os parâmetros observacionais $P(\nu)$ produzidos pelo correlacionador foram convertidos em um arquivo de dados em formato RPFITS e transferidos do computador μ VAX de controle da antena para um computador PC onde o programa Spectral-Line Package (SPC) foi utilizado para a realização do restante dos procedimentos de redução, que foram os seguintes: monitoramento do ganho do sistema, redução da banda passante e remoção da linha de base.

2.2.2 Monitoramento do ganho do sistema

O monitoramento das flutuações do ganho do sistema, que é a análise da potência GTP (“gated total receiver power”) pela observação das fontes calibradoras foi feito no

início de cada turno de 12 horas de observação. Não houve indicação que o ganho do sistema receptor tenha variado sistematicamente em uma escala de tempo de menos que alguns dias, mostrando que o sistema receptor de Mopra, em geral, é muito eficiente quanto ao controle das flutuações do ganho de modo que normalmente essas flutuações não se refletem em erros significativos nas medidas dos fluxos. Os espectros das fontes calibradoras contínuas foram integrados sobre a banda de 64 MHz para obtenção dos valores GTP. Os valores que diferiam da média por mais de 3σ de erro foram descartados e as radiofontes foram observadas novamente. O monitoramento dos ganhos da antena na observação dos calibradores de amplitude possibilitou a obtenção de fatores de conversão dos coeficientes do correlacionador para uma escala em Jy km s^{-1} para os espectros.

2.2.3 Remoção da banda passante

Uma estimativa do formato da banda passante foi obtida a partir do espectro de referência do céu citado acima, observado próximo, em posição e tempo, das fontes de interesse. Após a subtração do perfil da banda passante, somente um “offset” e uma curvatura devido a desvios dos valores médios para a intensidade da emissão contínua permaneceram, possivelmente devido a ondas estacionárias entre o subrefletor e o foco secundário da antena, a captação de radiação “stray” ou a interferência solar, já que esse efeito era visível para observações diurnas. Um ajuste polinomial ou “spline” de primeira ordem foi escolhido para o ajuste das linhas de base do espectro ao redor da linha de emissão, sendo aplicado para a correção dos desvios e subtraído do espectro com o programa SPC. Assim, obtivemos as regiões do espectro livres de emissão com um formato plano. Em alguns dos nossos espectros, notamos um excesso de ruído nas extremidades à esquerda e à direita do espectro reduzido que se deve, provavelmente, a interferência de satélites.

2.2.4 Remoção da linha de base

O último passo na redução geral dos espectros consistiu em um ajuste final da linha de base. Esse ajuste é feito para cada espectro individualmente e consiste em um processo iterativo de ajustes polinomiais de segunda e terceira ordem àquelas regiões do espectro livres de emissão.

Como uma checagem final da performance das reduções, todos os espectros foram inspecionados visualmente com o objetivo de identificar sinais de interferência persistentes. Felizmente as raras interferências detectadas se restringiram a canais individuais que puderam ser simplesmente excluídos do processo de redução sem prejuízo à qualidade do espectro final.

2.2.5 Os espectros de HI da amostra

Os espectros das 28 galáxias que foi possível detectar a linha de HI com o ATNF/Mopra são apresentados na seqüência de figuras de 2.4 a 2.30. Os espectros foram produzidos por duas observações “ON-OFF” que foram feitas para cada galáxia e foram calibrados independentemente entre si. O espectro final consiste em uma média dos dois espectros calibrados. A escala de fluxo não está corrigida para diluição pelo feixe primário da antena, que será feito antes do cálculo das massas de hidrogênio neutro no próximo capítulo. Nas figuras de 2.4 a 2.30 a velocidade heliocêntrica V_r está disposta no eixo horizontal.

Os espectros aqui apresentados foram obtidos e divulgados paralelamente aos “survey” HIPASS (KILBORN et al. 2002; RYAN-WEBER et al. 2002; KORIBALSKI et al. 2004) e também foram publicados previamente em (ADORNES et al. 2004), em paralelo com as primeiras divulgações do catálogo HIPASS.

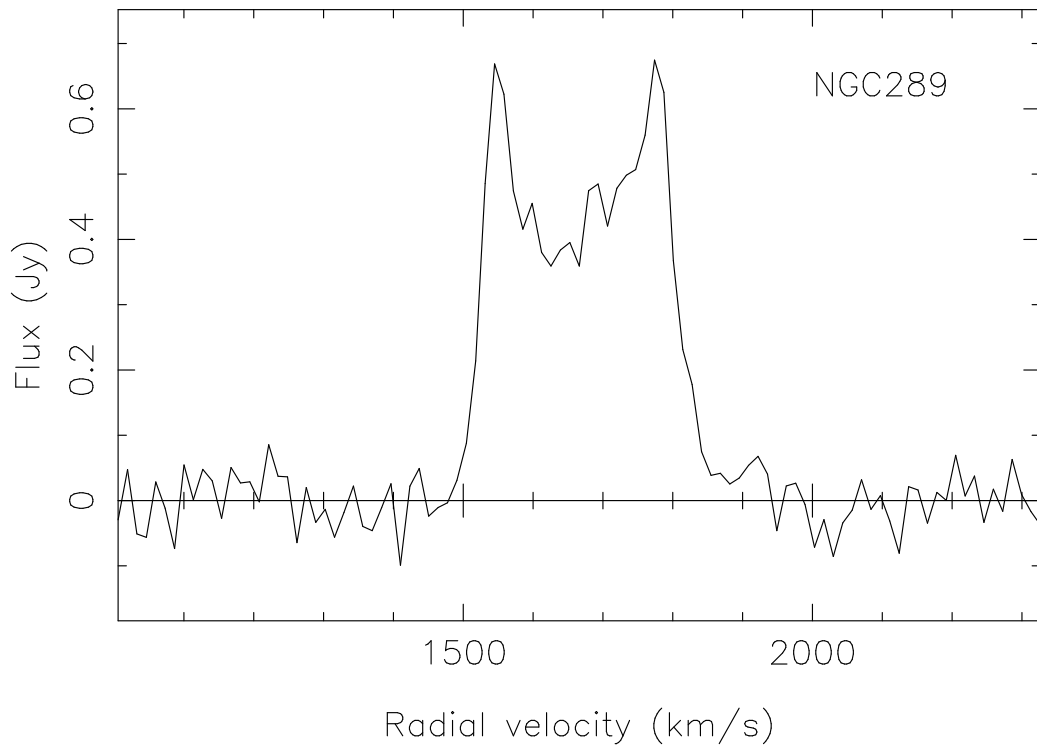


Figura 2.4: Espectro da galáxia NGC289.

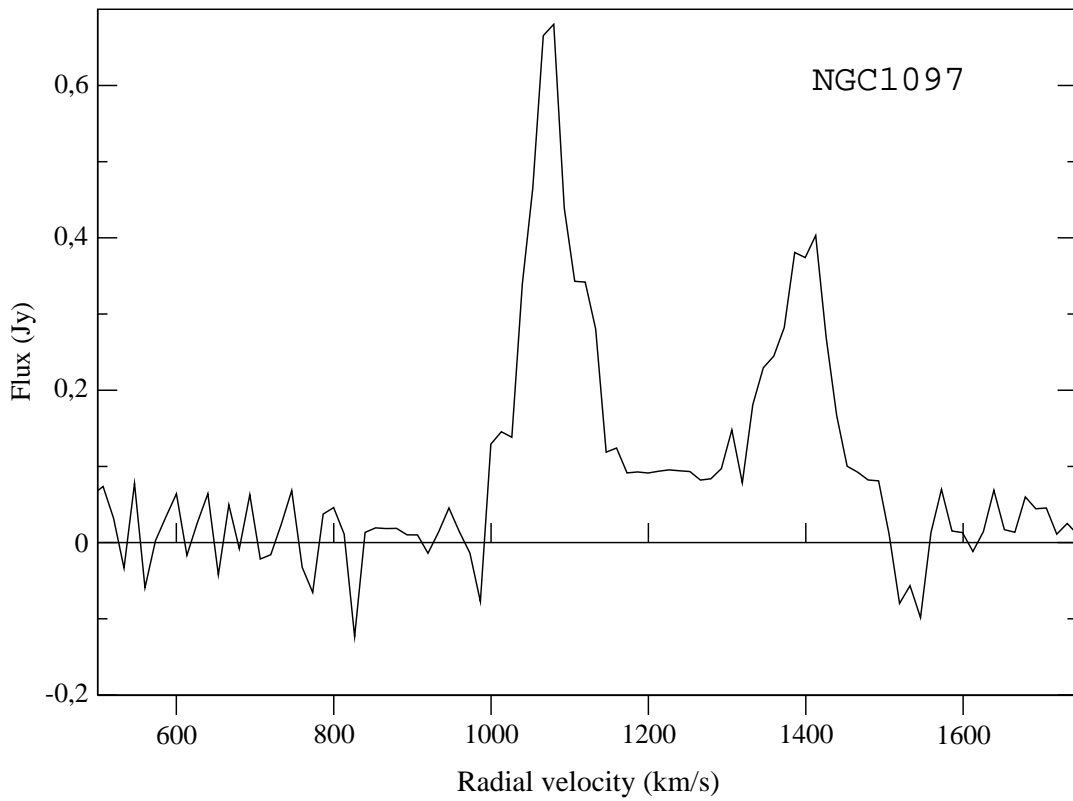


Figura 2.5: Espectro da galáxia NGC1097.

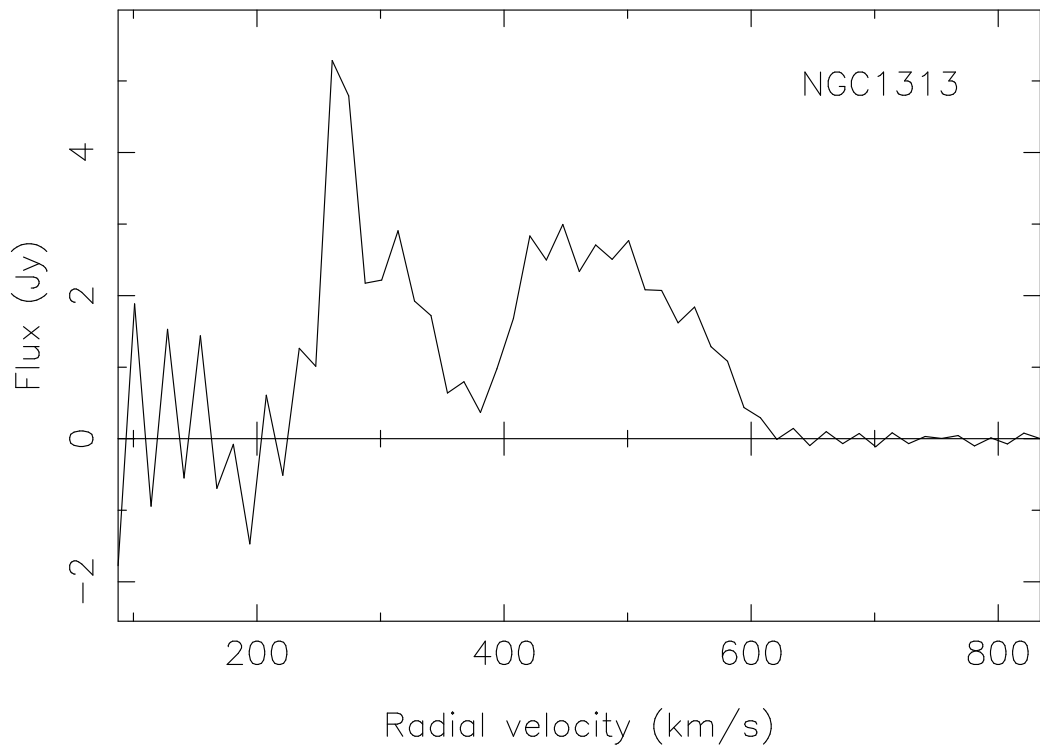


Figura 2.6: Espectro da galáxia NGC1313.

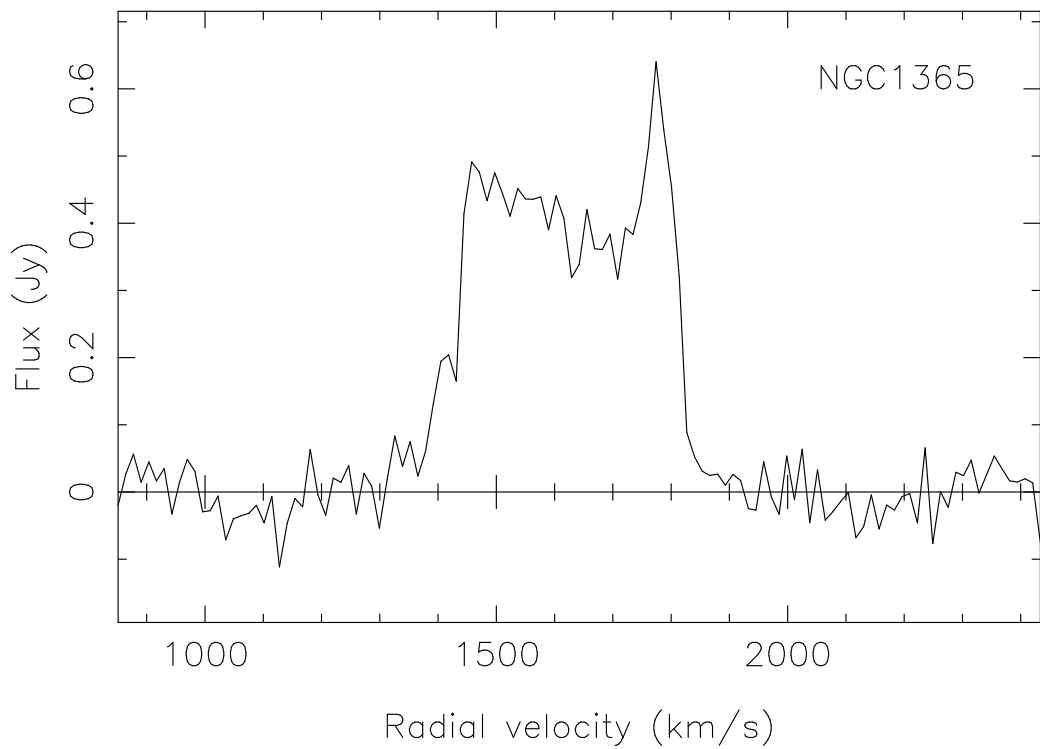


Figura 2.7: Espectro da galáxia NGC1365.

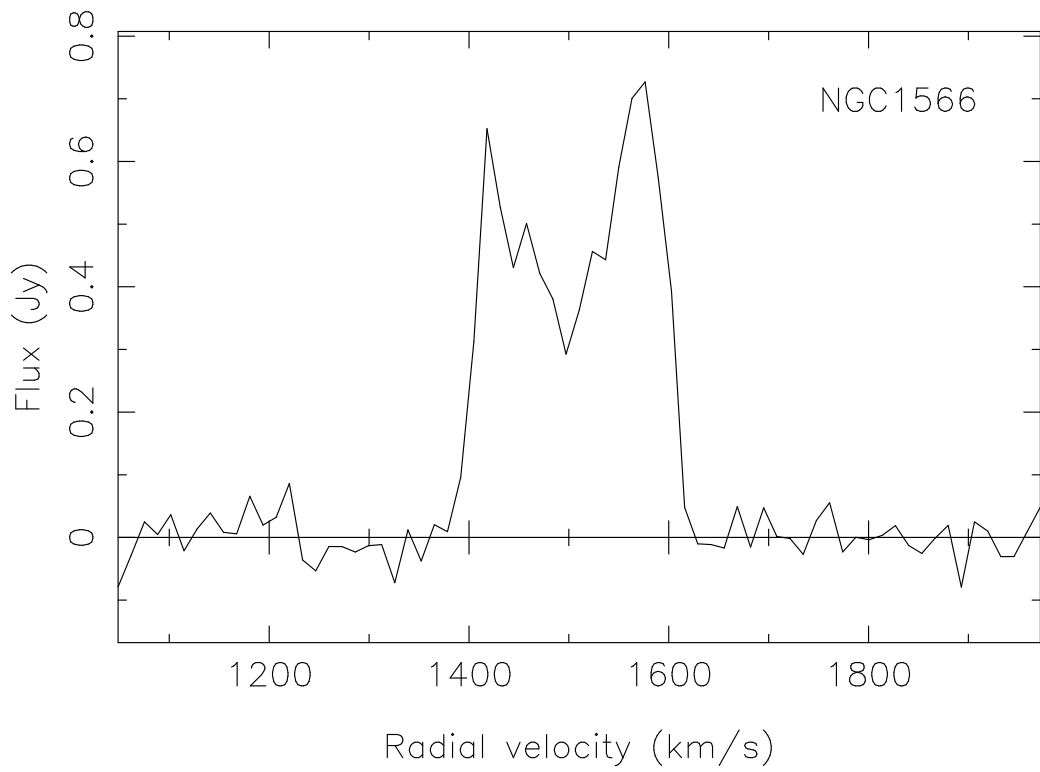


Figura 2.8: Espectro da galáxia NGC1566.

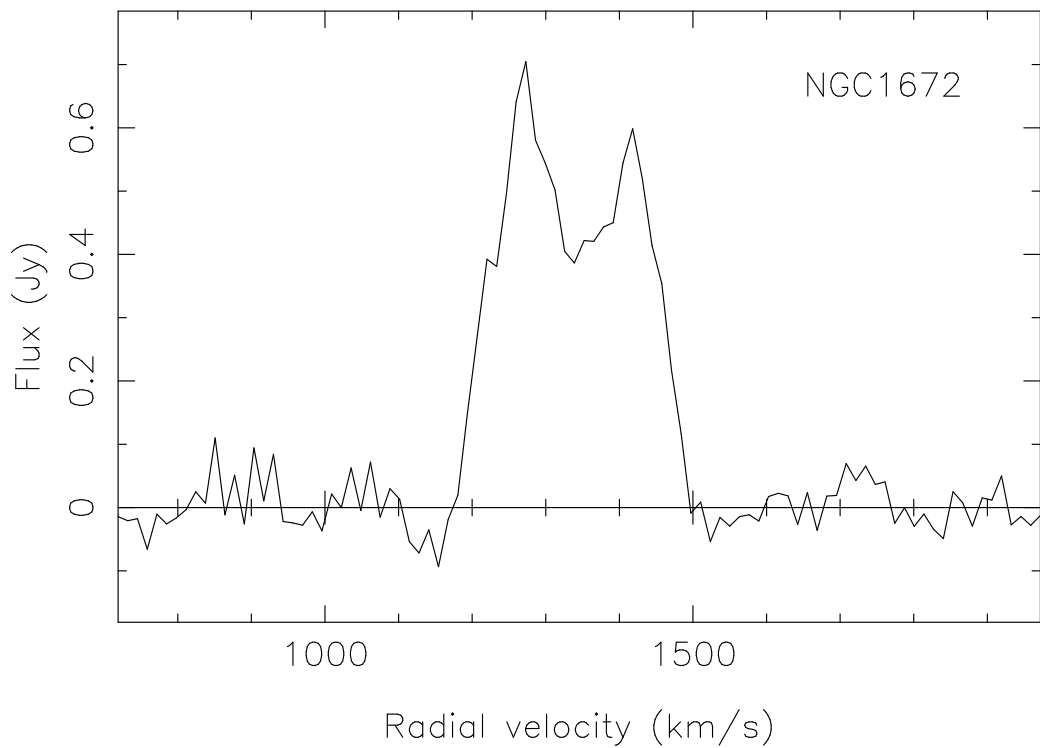


Figura 2.9: Espectro da galáxia NGC1672.

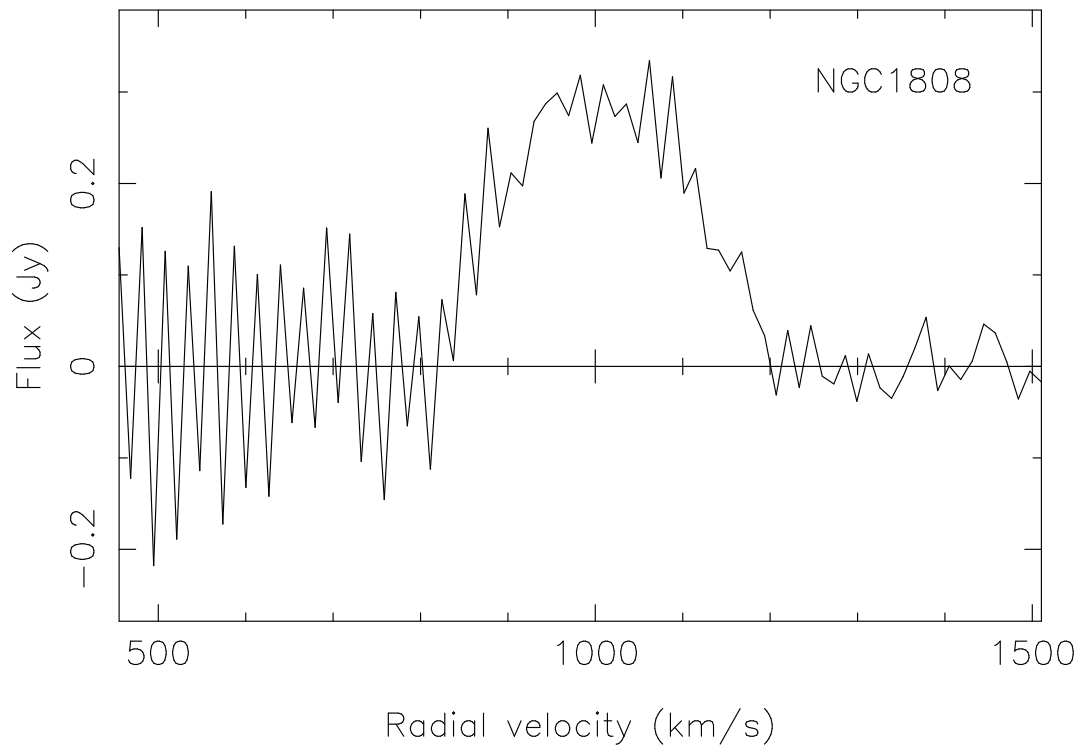


Figura 2.10: Espectro da galáxia NGC1808.

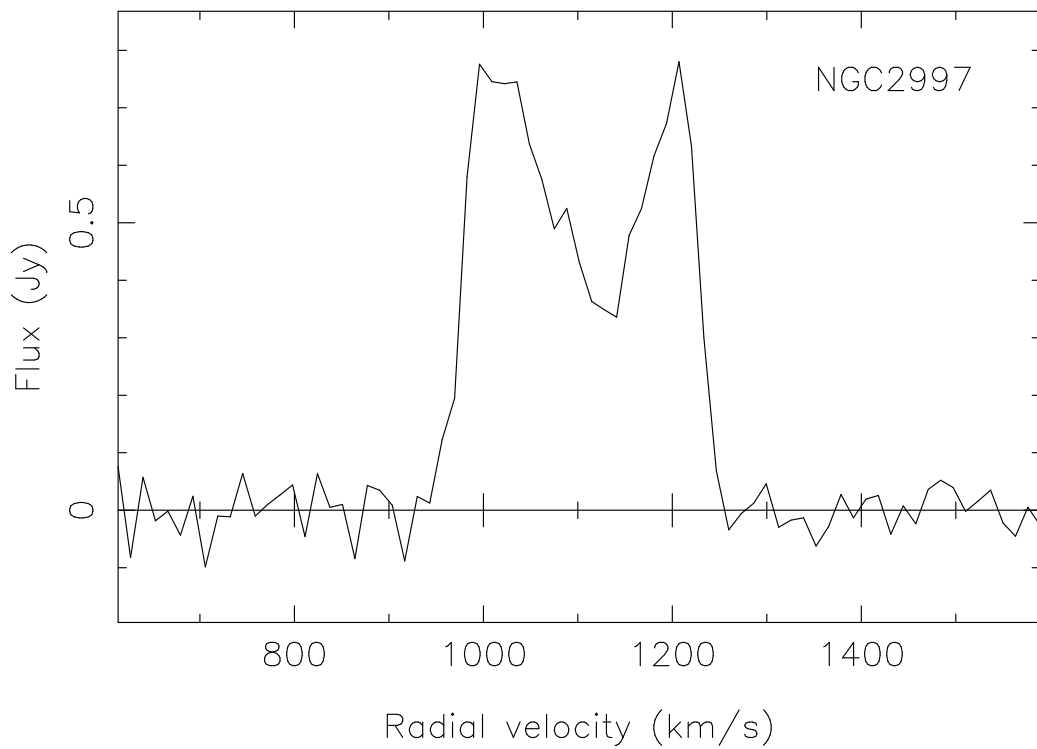


Figura 2.11: Espectro da galáxia NGC2997.

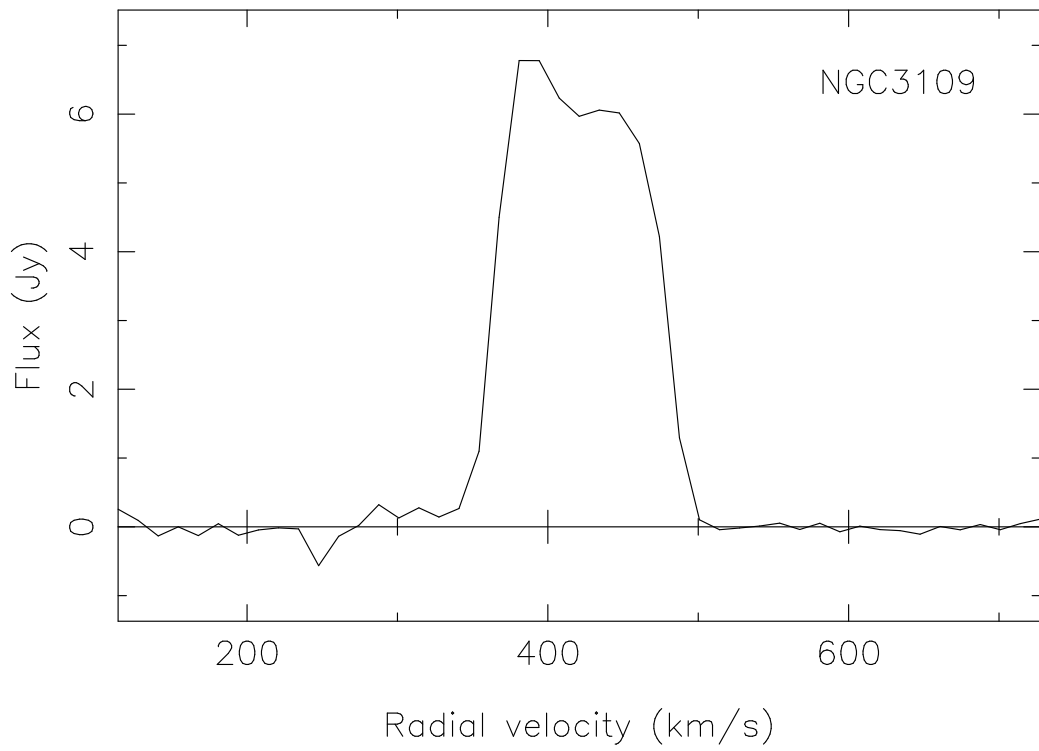


Figura 2.12: Espectro da galáxia NGC3109.

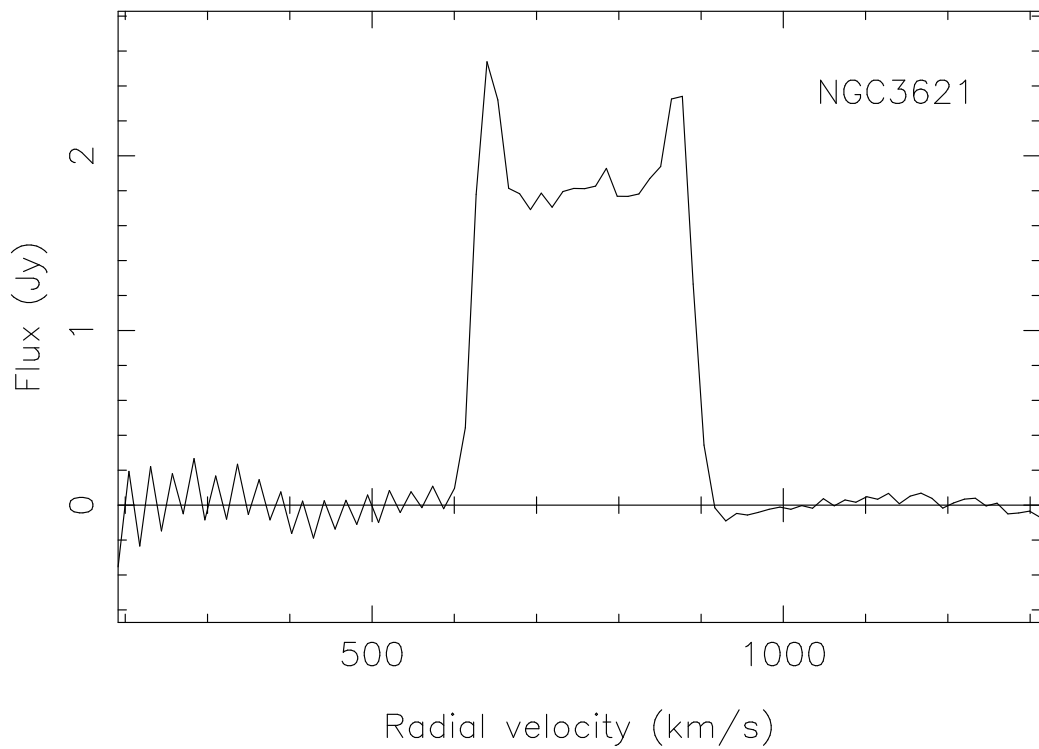


Figura 2.13: Espectro da galáxia NGC3621.

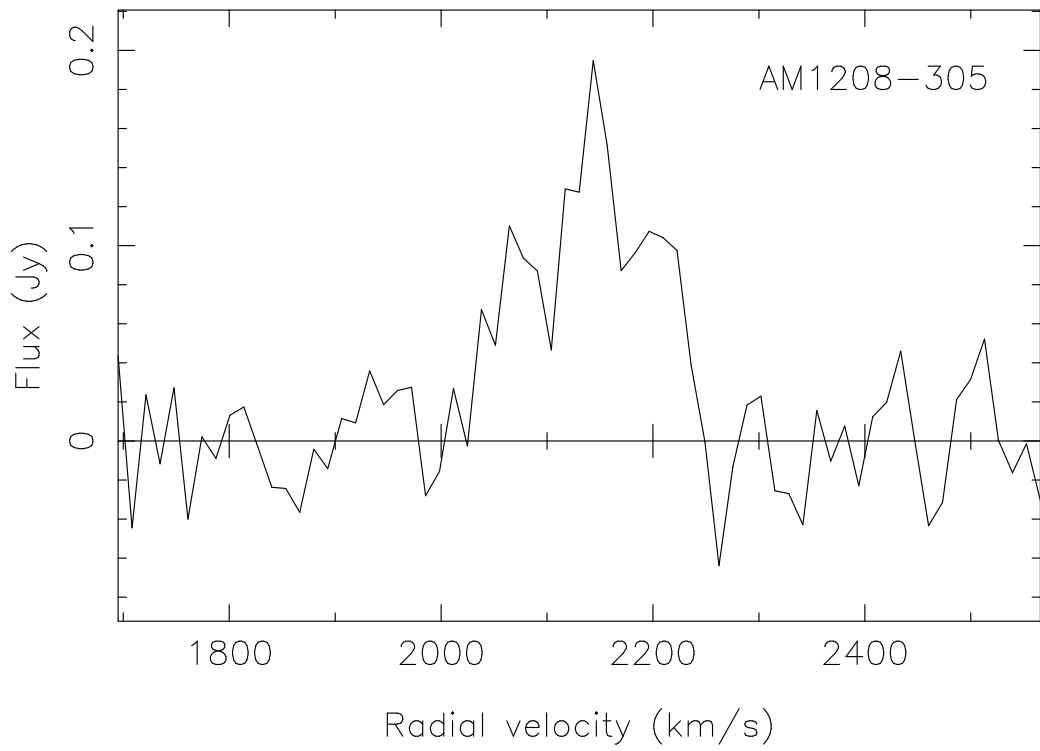


Figura 2.14: Espectro da galáxia AM1208-305.

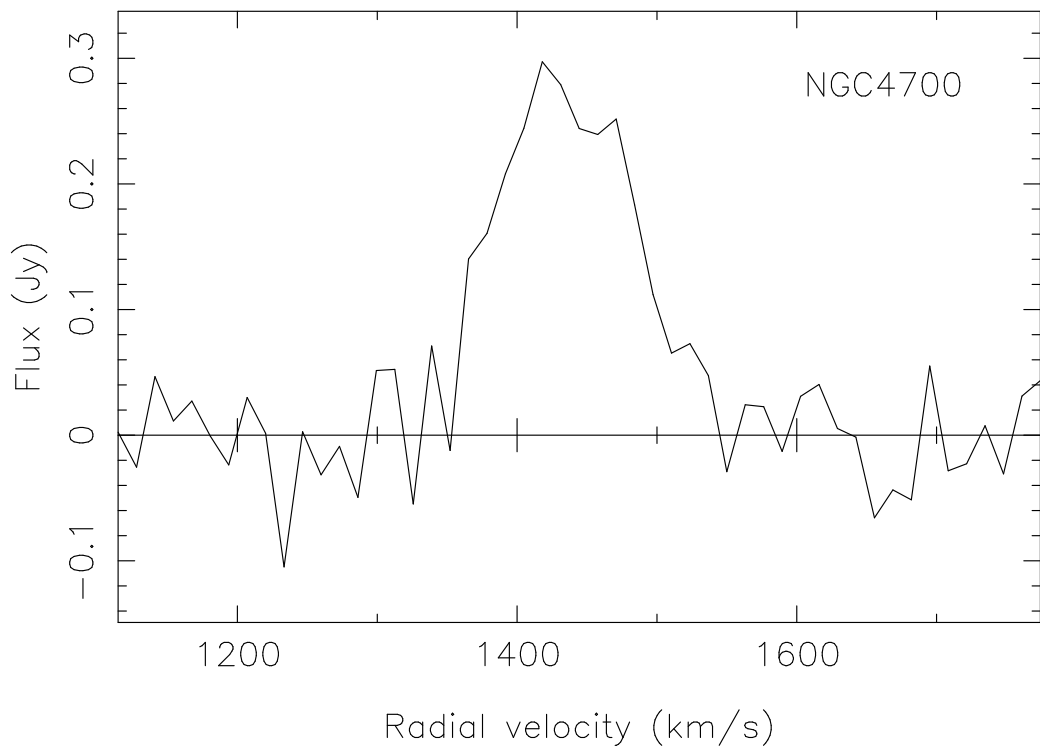


Figura 2.15: Espectro da galáxia NGC4700.

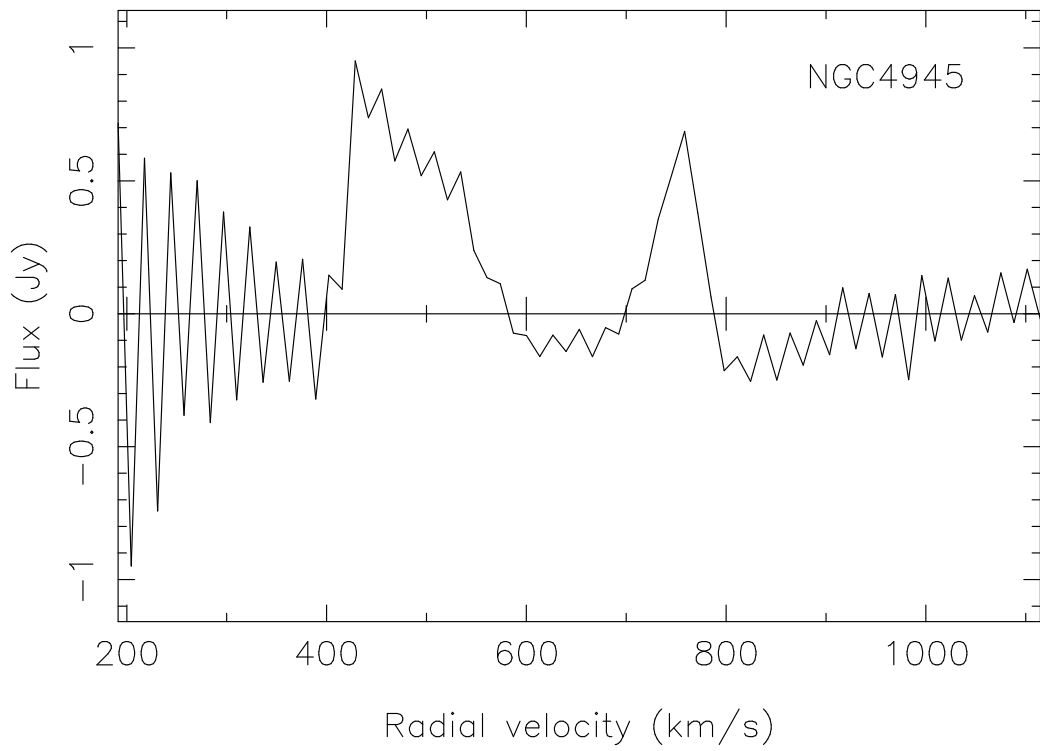


Figura 2.16: Espectro da galáxia NGC4945.

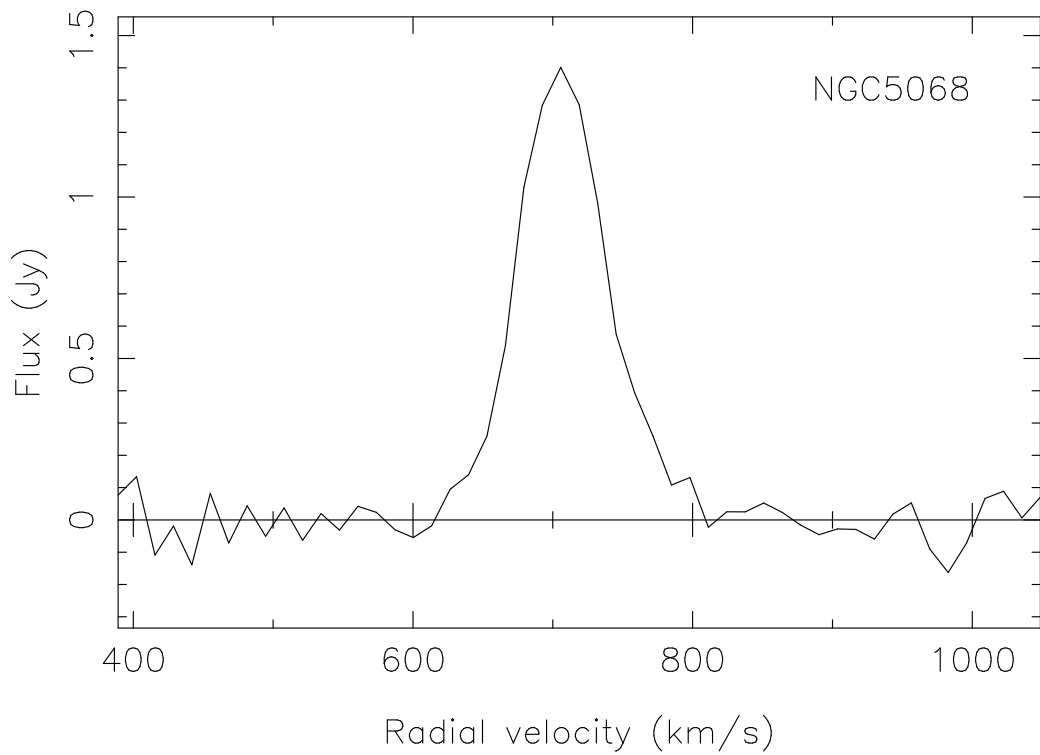


Figura 2.17: Espectro da galáxia NGC5068.

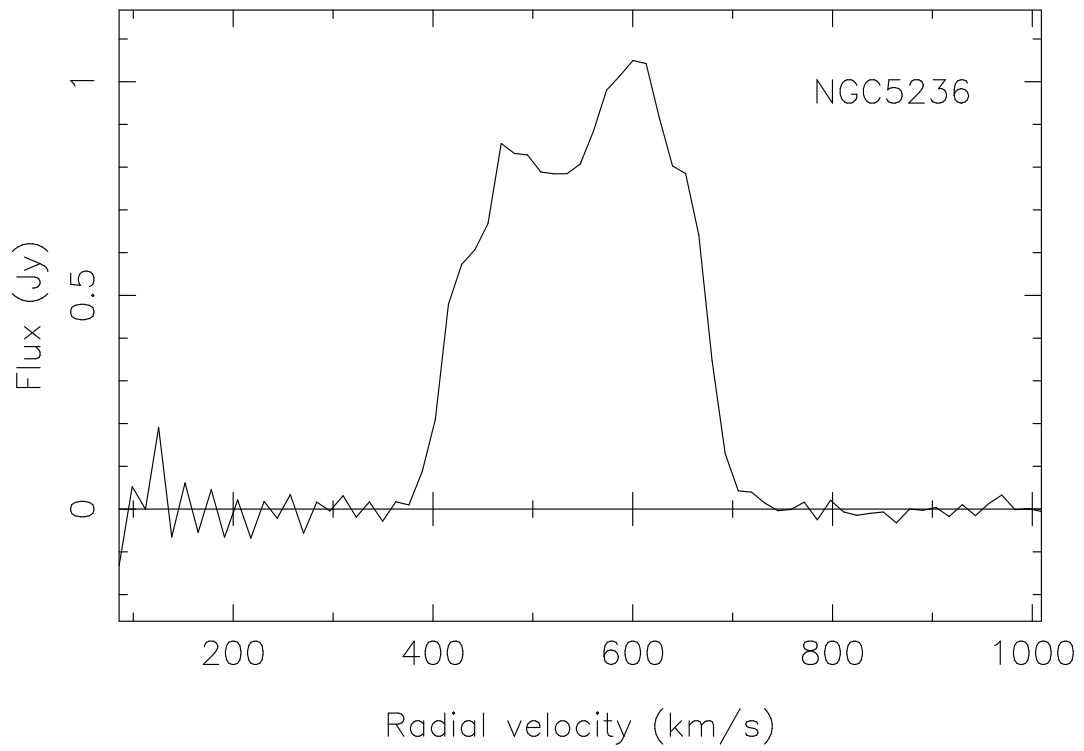


Figura 2.18: Espectro da galáxia NGC5236.

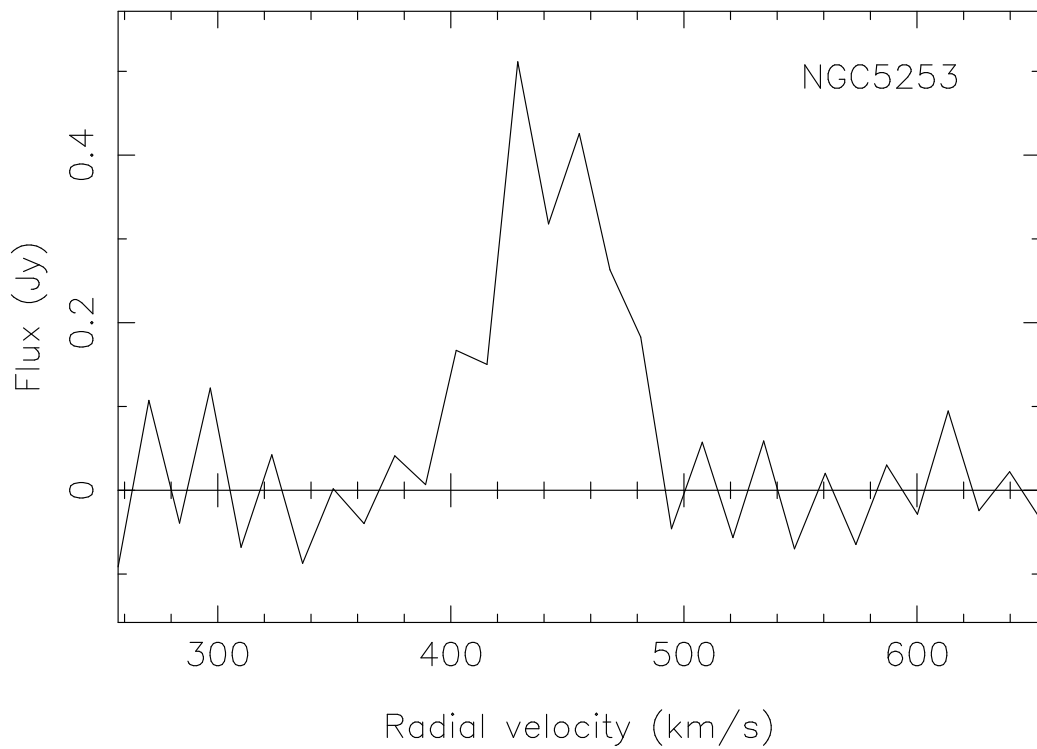


Figura 2.19: Espectro da galáxia NGC5253.

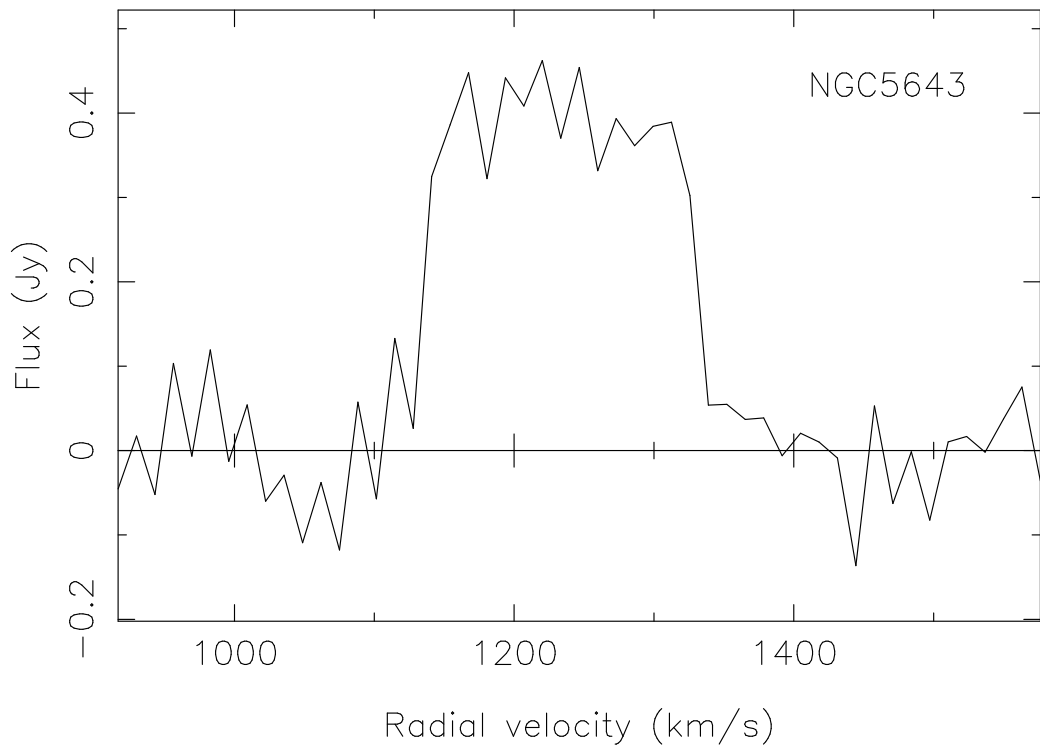


Figura 2.20: Espectro da galáxia NGC5643.

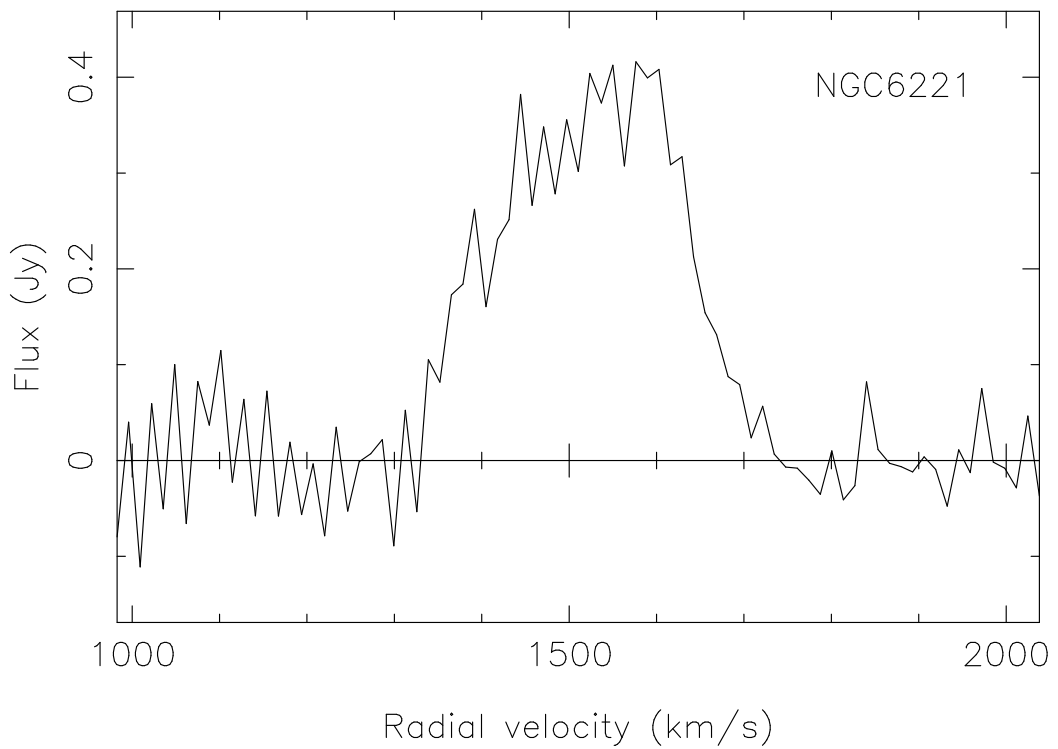


Figura 2.21: Espectro da galáxia NGC6221.

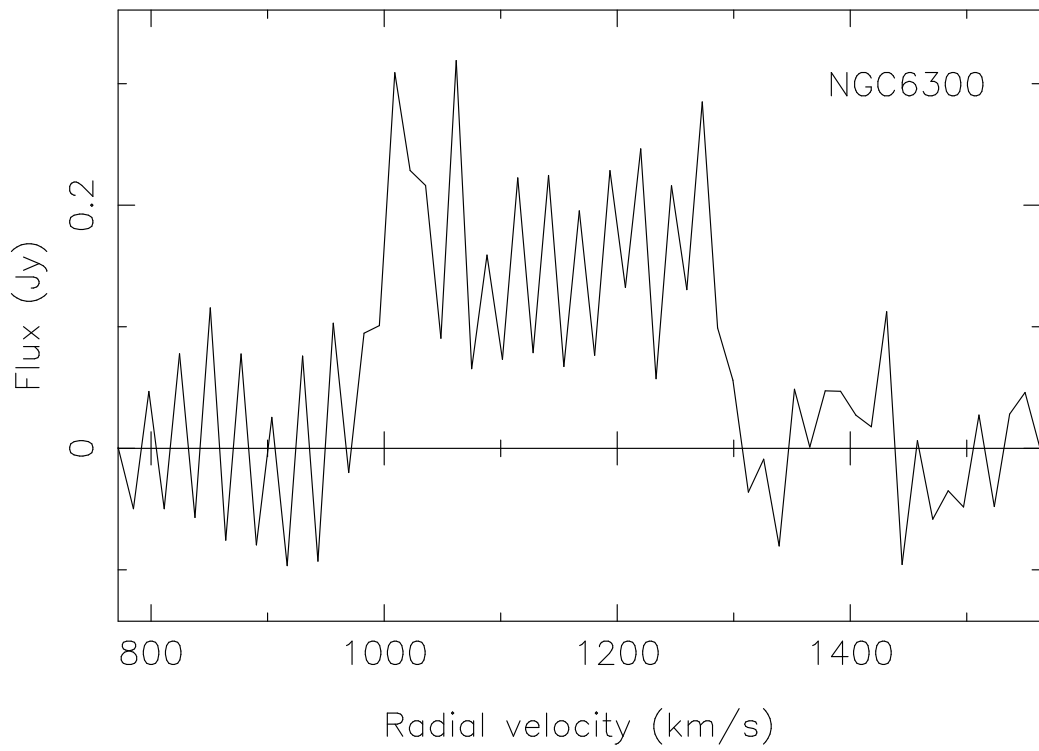


Figura 2.22: Espectro da galáxia NGC6300.

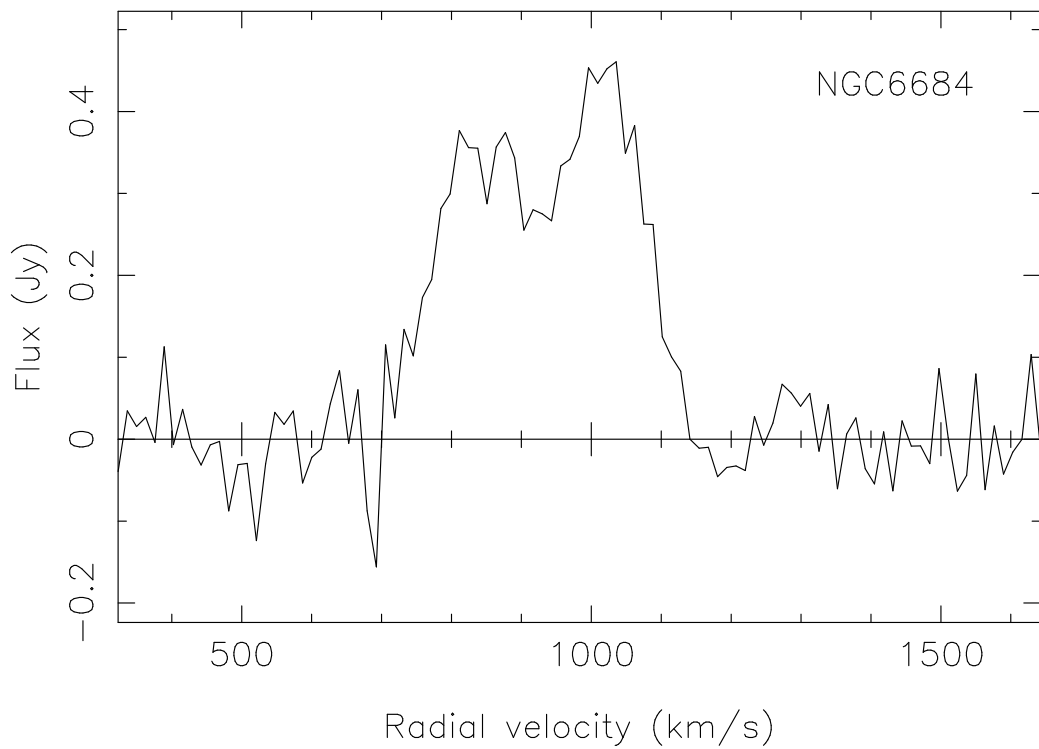


Figura 2.23: Espectro da galáxia NGC6684.

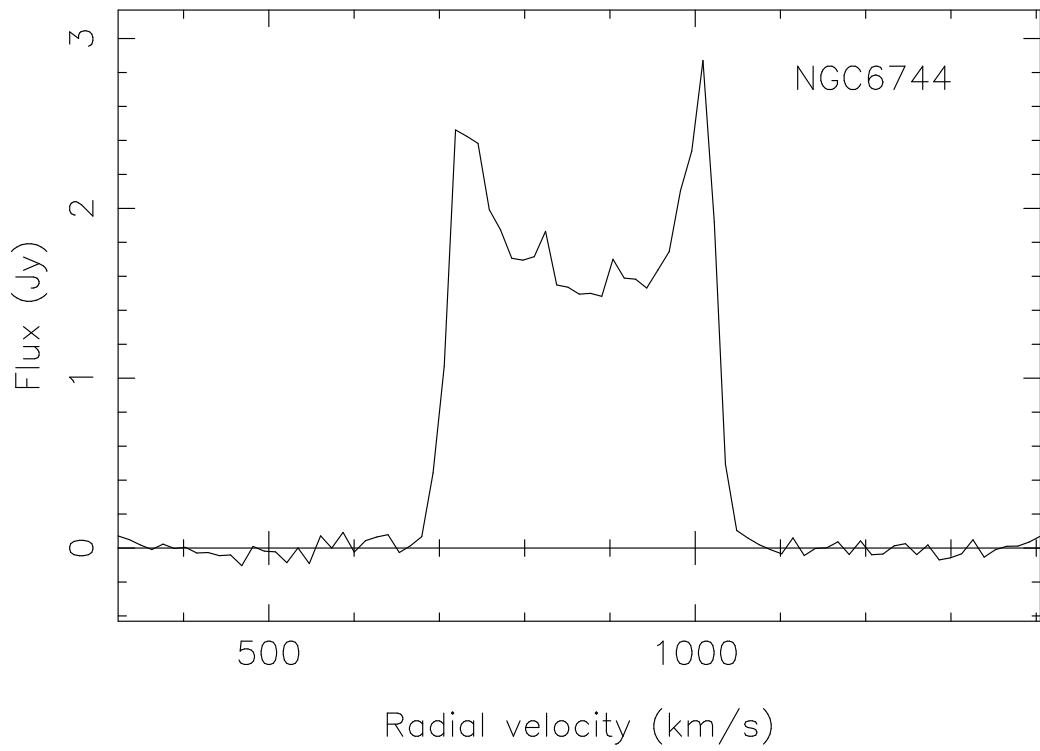


Figura 2.24: Espectro da galáxia NGC6744.

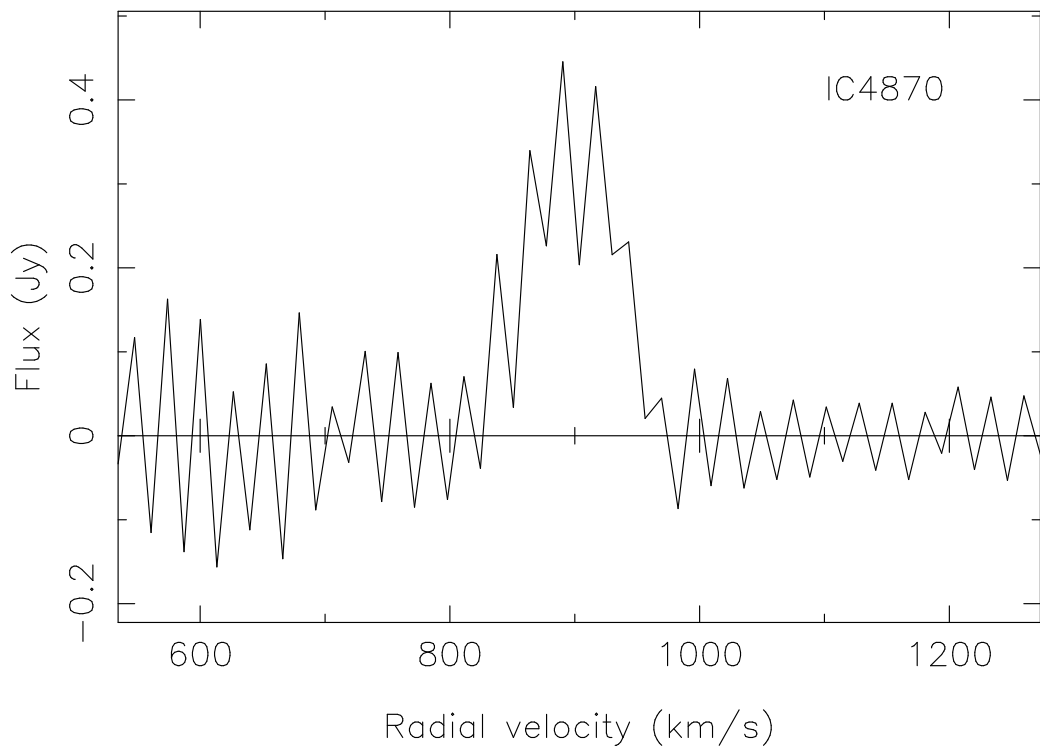


Figura 2.25: Espectro da galáxia IC4870.

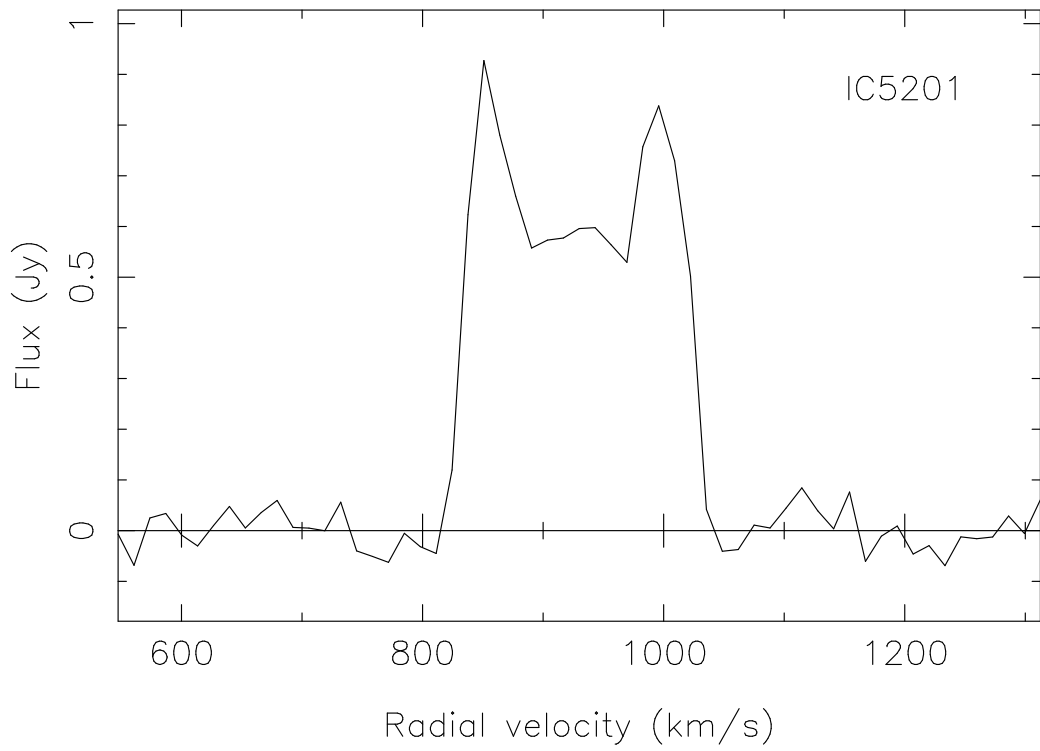


Figura 2.26: Espectro da galáxia IC5201.

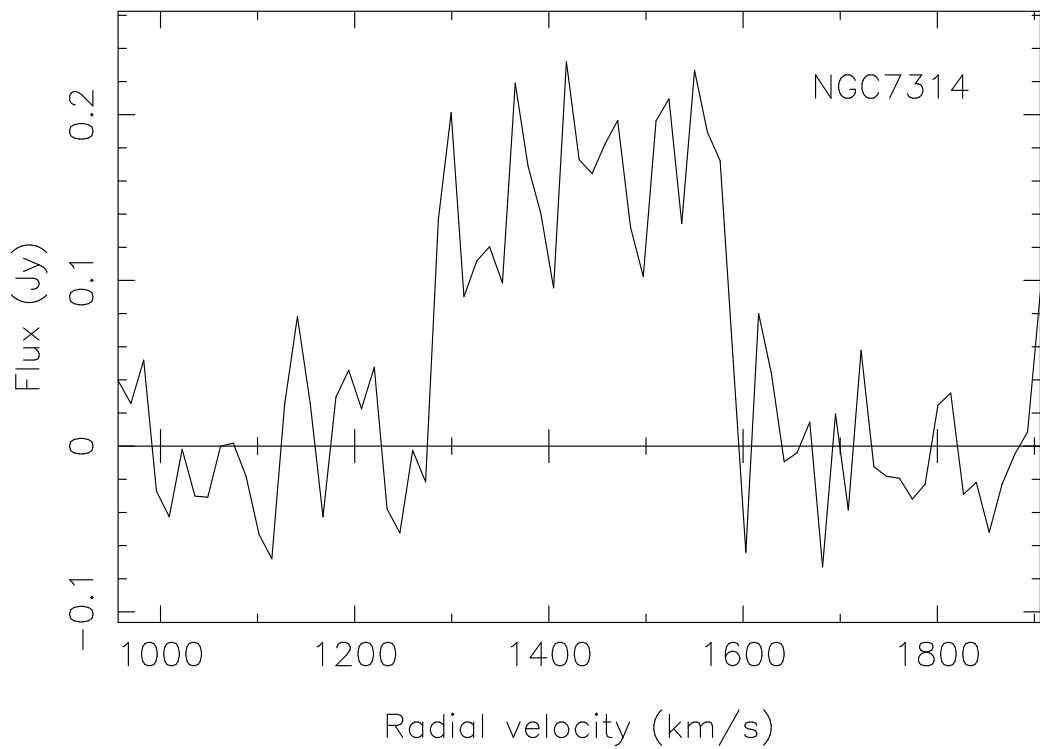


Figura 2.27: Espectro da galáxia NGC7314.

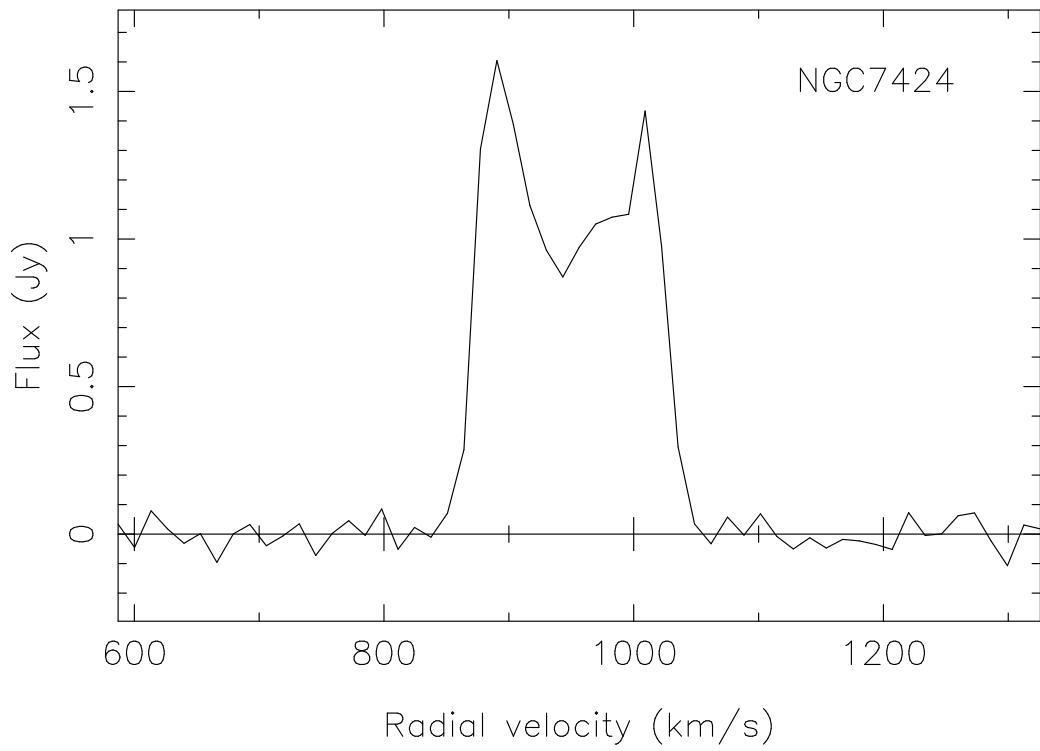


Figura 2.28: Espectro da galáxia NGC7424.

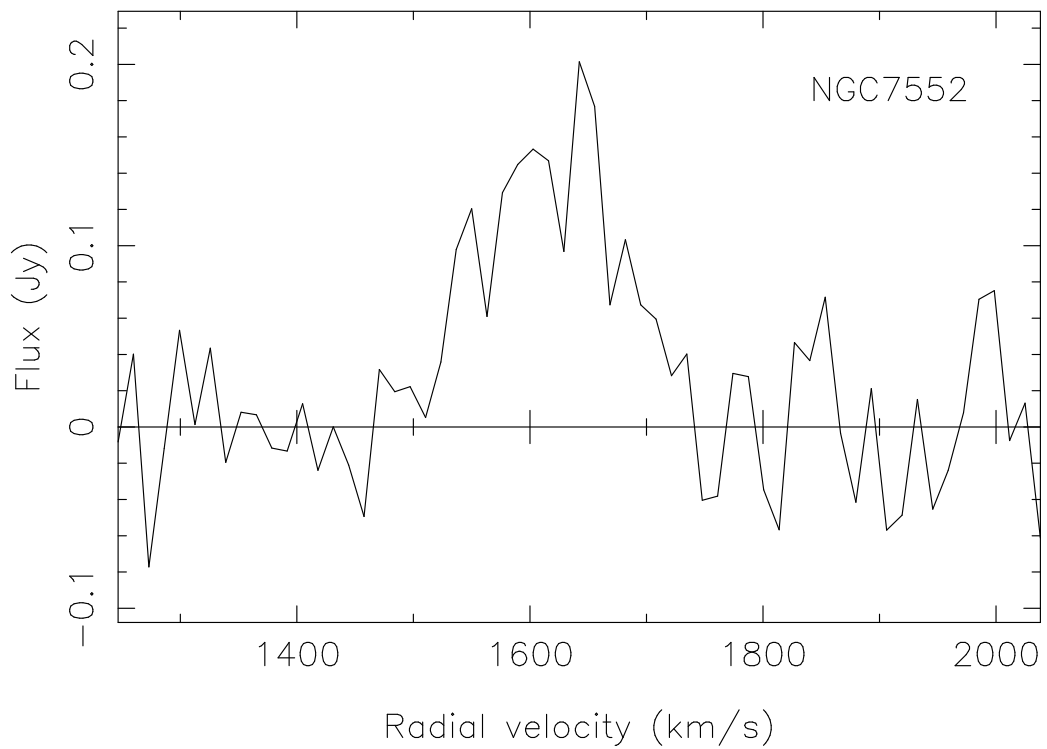


Figura 2.29: Espectro da galáxia NGC7552.

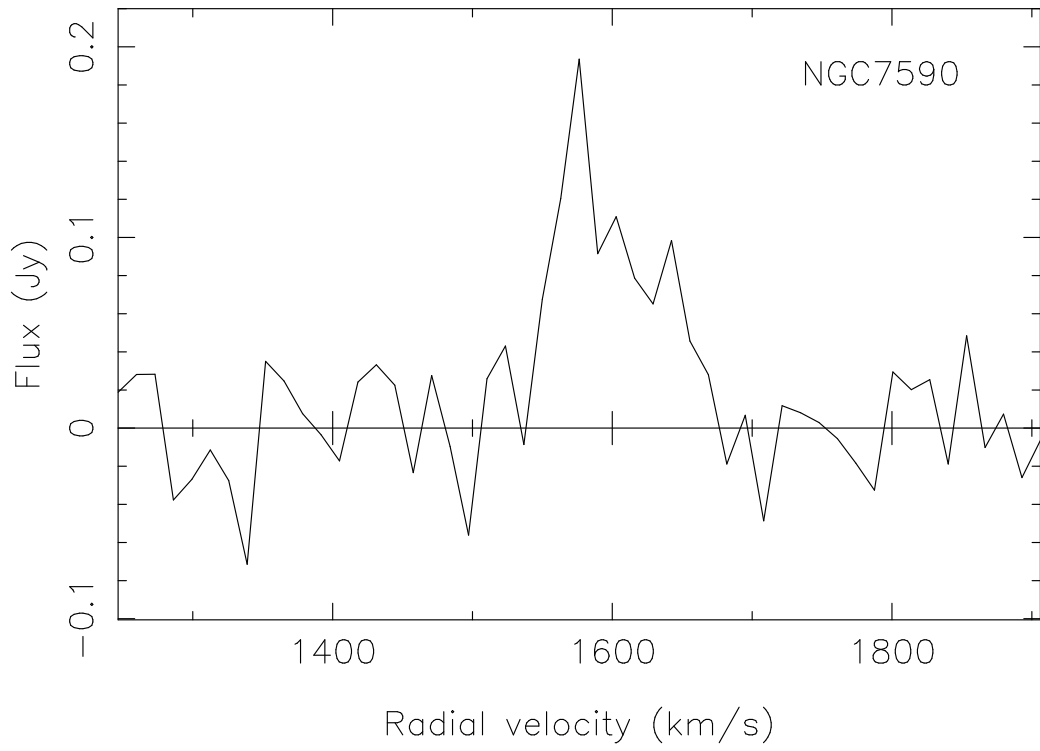


Figura 2.30: Espectro da galáxia NGC7590.

Capítulo 3

As Observações em Rádio Contínuo com o ATCA

Neste capítulo apresentaremos os resultados das observações do contínuo rádio de 11 das 27 galáxias que foram estudadas espectroscopicamente no capítulo 2. O número limitado de objetos observados deve-se ao fato do comitê de alocação de tempo (TAC) ter fornecido apenas um dia de observação ao invés dos três dias solicitados. Nossas imagens do contínuo foram apresentadas à comunidade científica internacional em 2003 no ASP Conference Series em Socorro, Novo México e estão disponíveis na publicação oficial do evento em (BOHRER-ADORNES & LÜDKE 2005).

3.1 O ATCA

As observações foram feitas com o Australia Telescope Compact Array (ATCA) em 13 de Agosto de 2000. Esse telescópio de síntese de abertura com a rotação da Terra consiste de 6 antenas de 22 m de diâmetro cada, dispostas em um arranjo linear leste-oeste. As primeiras cinco antenas localizam-se sobre um trilho de 3 km e podem ser movidas entre 35 estações fixas diferentes gerando linhas de base entre 30 m e 3 km. As antenas móveis do ATCA estão ilustradas na Fig. 3.1. A sexta antena está localizada em um pedestal fixo a 5 km das 5 primeiras, podendo o ATCA, portanto, gerar uma linha de base total de 6 km.

Todas as 11 fontes foram observadas na frequência de 1.4 GHz na configuração de

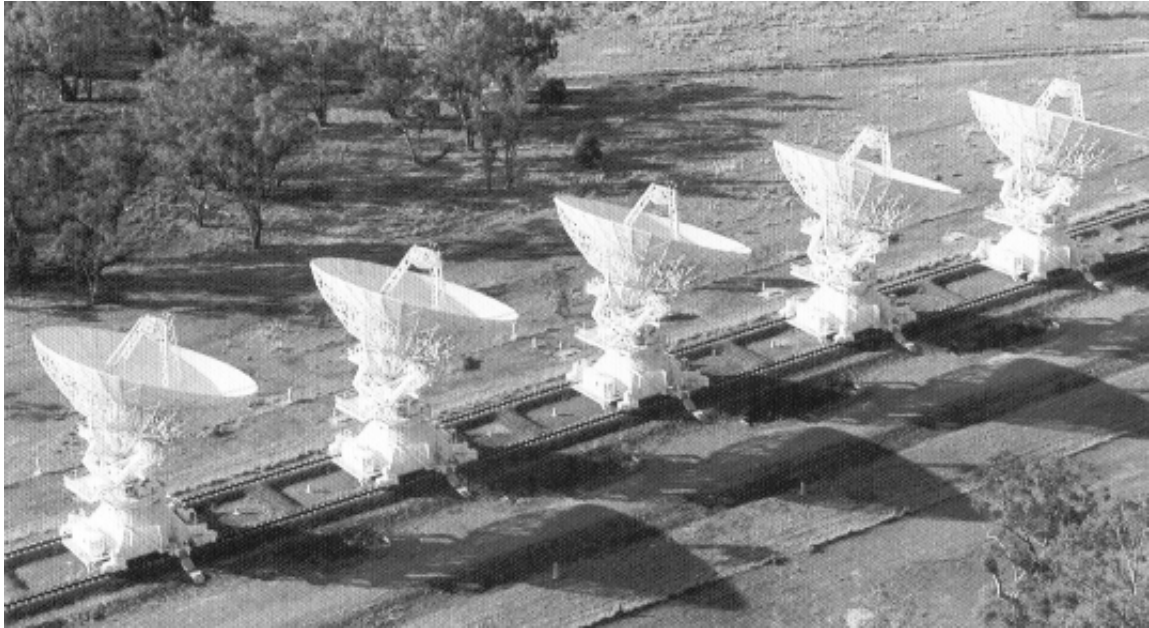


Figura 3.1: Foto das antenas móveis do ATCA em Narrabri, New South Wales.

linha de base 375A entre antenas, incluindo a antena situada a 6 km. Cada galáxia foi observada com um total de 4 a 5 scans de 15 min a fim de se obter cobertura (u,v) suficiente para permitir a produção de imagens usando a técnica de mapeamento híbrido. Nessa configuração, as antenas estão a uma distância fixa de 375 metros entre si e a 5 km da antena remota (sexta antena).

Para calibrar as observações o calibrador de fase 0823-500, que não é resolvido na linha de base adotada, foi observado a cada 15 min durante 5 min aproximadamente. O calibrador primário de amplitude e atrasos de fase 1934-638, observado duas vezes a cada ciclo de 12 h de observação, foi adotado também como um calibrador de banda passante.

Os receptores em cada antena foram usados no modo contínuo de 128 MHz centrado em 1380 MHz e em modo de linha espectral centrado em 1415 MHz. Mesmo em modo contínuo, a banda de 128 MHz foi amostrada em 32 canais de 4 MHz. Uma amostra apropriada de cobertura do plano (u,v) foi escolhida na organização dos arquivos de controle do sistema possibilitando um campo de visão de ~ 160 segundos de arco, o que equivale a ~ 3 kpc em $z \sim 0.001$, e uma resolução esperada de 6 segundos de arco para um ciclo completo de observação de 12 horas por fonte. O número de visibilidades coletadas por todas as antenas e parâmetros de Stokes variou entre $2200 < N < 6200$.

3.2 A Redução das Visibilidades

Para a redução dos dados nós utilizamos o 31DEC02, uma versão do Astronomical Image Processing System (AIPS) do National Radio Astronomy Observatory (NRAO). Um único arquivo de dados, com os dados (u, v) correlacionados, foi produzido para cada sessão de observação. A banda passante de 32 canais do calibrador primário 1934-638 foi examinada e os dados dos canais que apresentavam interferência foram removidos. A amplitude do calibrador primário foi adotada como uma densidade de fluxo considerada de 14.8 Jy em 1.4 GHz, de acordo com a escala de fluxos de Reynolds para o ATCA. Um calibrador secundário 0823-500, foi empregado para controle das fases e amplitudes durante o monitoramento das observações e derivamos um fluxo de 5.7 Jy em 1380 MHz. Os erros de closure medidos são menores que 10% em fase e 12% em amplitude na maior parte das observações, implicando em uma ótima qualidade dos dados coletados.

Como nós não observamos nenhum calibrador de fase, devido à restrições de tempo, nós aplicamos um algoritmo híbrido de imageamento partindo de um modelo de fonte puntual e recuperando a estrutura final das regiões circunucleares das fontes da amostra com um misto de rotinas de deconvolução (HÖGBOM 1974) e auto-calibração (PEARSON & READHEAD 1984) disponíveis na tarefa SCMAP do AIPS. Edições adicionais dos dados foram feitas para amenizar os erros de calibração e remover visibilidades com erros devido à interferências de satélites. As soluções de auto-calibração foram aplicadas iterativamente a cada galáxia e os arquivos de dados finais foram obtidos pela média vetorial dos canais de frequência intermediária e ao longo da banda passante.

Por obter os dados em polarização linear na banda L, combinamos as correlações XX-YY assumindo zero polarização linear para a emissão do contínuo rádio antes de se produzir as imagens dos parâmetros de Stokes I finais. Os passos de calibração e imageamento híbrido estão descritos em detalhes no manual “AIPS Cookbook” e não serão explicados aqui por serem similares aos passos recomendados para redução de dados com o “Very Large Array”.

3.3 As Imagens do Contínuo

As imagens do contínuo rádio em 21-cm mostrando a distribuição do parâmetro de Stokes I na banda L são mostradas nas figuras 3.1 a 3.11. Os níveis dos contornos foram

escolhidos como múltiplos (-1.41, 1.410, 2.830, 4, 5.650, 8, 11.30, 16, 22.60, 31.96, 45.19, 64, 90.36, 128, 180.7 and 256) vezes um fator de nível de ruído dado em cada imagem.

Pelo fato do ATCA ser um interferômetro linear com as antenas posicionadas ao longo da direção leste-oeste e pelo fato das galáxias estarem posicionadas no céu em uma larga faixa de declinação, as imagens foram obtidas para uma variedade de formas do feixe sintético do interferômetro.

Na Tabela 3.1 estão resumidas as medidas obtidas e os respectivos feixes do interferômetro. Os erros na densidade total de fluxo são cerca de 12% e são devidos basicamente à resolução insuficiente do instrumento e a remoção de dados de visibilidade devido à interferências. Contudo, foram detectadas estruturas rádio para toda a amostra dentro de um raio máximo de ~ 1.5 kpc e mínimo de ~ 0.1 kpc a partir do centro da imagem óptica. Essas distâncias correspondem em média, aproximadamente, $< 10\%$ do disco óptico das respectivas galáxias, assim nossas imagens no contínuo rádio não se referem à região do disco óptico, mas as regiões mais centrais das galáxias. A designação das colunas é como segue :

Col.(1) - Nome da galáxia de acordo com os catálogos, NGC, IC e AM.

Col.(2) - Número de visibilidades coletadas pelo interferômetro.

Col.(3) - Densidade de fluxo nuclear total em mJy.

Col.(4) - Dimensões do feixe primário à meia altura (FWHM) em segundos de arco.

Col.(5) - Ângulo de posição do semi-eixo maior do feixe elíptico em relação ao eixo vertical de ascensão reta, em graus.

Col.(6) - Nível máximo de ruído r.m.s. no mapa.

Tabela 3.1: Parâmetros do contínuo em 21 cm obtidos com o ATCA.

Name	N	S_{21cm} (mJy)	Beam (")	P.A. ($^{\circ}$)	σ (mJy/b)
NGC1566	5365	158	9.0×3.7	33	1.07
NGC1672	6200	528	8.5×3.6	6	0.78
NGC3109	2345	36	9.2×4.0	19	0.36
NGC4945	2585	3667	10.4×3.0	-9	3.69
NGC5068	2430	30	9.6×3.8	-8	0.11
NGC6221	2380	227	8.1×3.3	32	0.62
NGC6684	3115	72	10.0×3.9	51	0.12
NGC6744	3690	31	5.3×4.3	5	0.88
IC5201	3555	111	6.8×4.4	-6	0.26
NGC7314	2940	93	10.4×4.6	-5	0.87
NGC7424	2235	129	12.1×3.5	3	0.46

3.4 Comentários e Análise Morfológica das Fontes a partir dos Mapas Rádio

NGC1566: Essa galáxia Seyfert é um rádio emissor fraco, no entanto sua região central é claramente visível dentro do nosso limite de sensibilidade, bem como uma emissão difusa em torno do núcleo.

NGC1672: A região compacta nuclear é fracamente resolvida pelo ATCA. Dentro dos limites de sensibilidade nós concluímos que o AGN é cerca de 30 vezes mais brilhante que a emissão do disco. Um anel circumnuclear de formação estelar de cerca de 400 pc de largura foi detectado por (STORCHI-BERGMANN, WILSON & BALDWIN 1996; BRANDT, HALFERN & IWOSAWA 1996) que também verificaram que o núcleo rádio é associado a uma LINER, dentro da área nuclear compreendida pelo mapa.

NGC3109: A região central é parcialmente resolvida dentro de uma componente central principal e uma componente mais fraca é detectada em cerca de 12" na direção sudeste.

NGC4945: Nossa imagem concorda morfológicamente com imagens publicadas anteriormente obtidas com o ATCA em vários comprimentos de onda acima de 2 cm. Uma componente central compacta que não é resolvida pelo ATCA em comprimentos de onda centimétricos é responsável pela maior parte da rádio emissão total da galáxia. Essa AGN é um alvo interessante para futuras observações com a rede VLBI australiana visto que ela hospeda um dos objetos Seyfert mais luminosos do hemisfério sul e um poderoso mega maser de água (CUNNINGHAM & WHITEOAK 2005).

NGC5068: Uma componente fraca é vista com uma pequena projeção para o sudoeste. Ambas as características são resolvidas pelo ATCA.

NGC6221: A região nuclear é estendida na direção nordeste como visto em imagens anteriores do ATCA em 6 e 3.6 cm. Nossa imagem mostra uma característica como arco na direção noroeste sugerindo a presença de uma barra estelar rica em gás.

NGC6684: A região nuclear é fracamente resolvida pelo ATCA em 21 cm.

NGC6744: Novamente, o AGN basicamente não é resolvido, porém emissão a partir de uma característica como uma estrutura barrada é claramente detectada.

IC5201: A região circumnuclear mostra alguma estrutura na direção norte-sul em

acordo com uma imagem anterior do ATCA publicada por (MORGANTI et al. 1999) em 3.6 cm.

NGC7314: Um núcleo fraco parece ser detectado a partir de uma rádio emissão difusa.

NGC7424: A imagem mostra uma estrutura não resolvida, a qual é responsável pela emissão rádio nuclear.

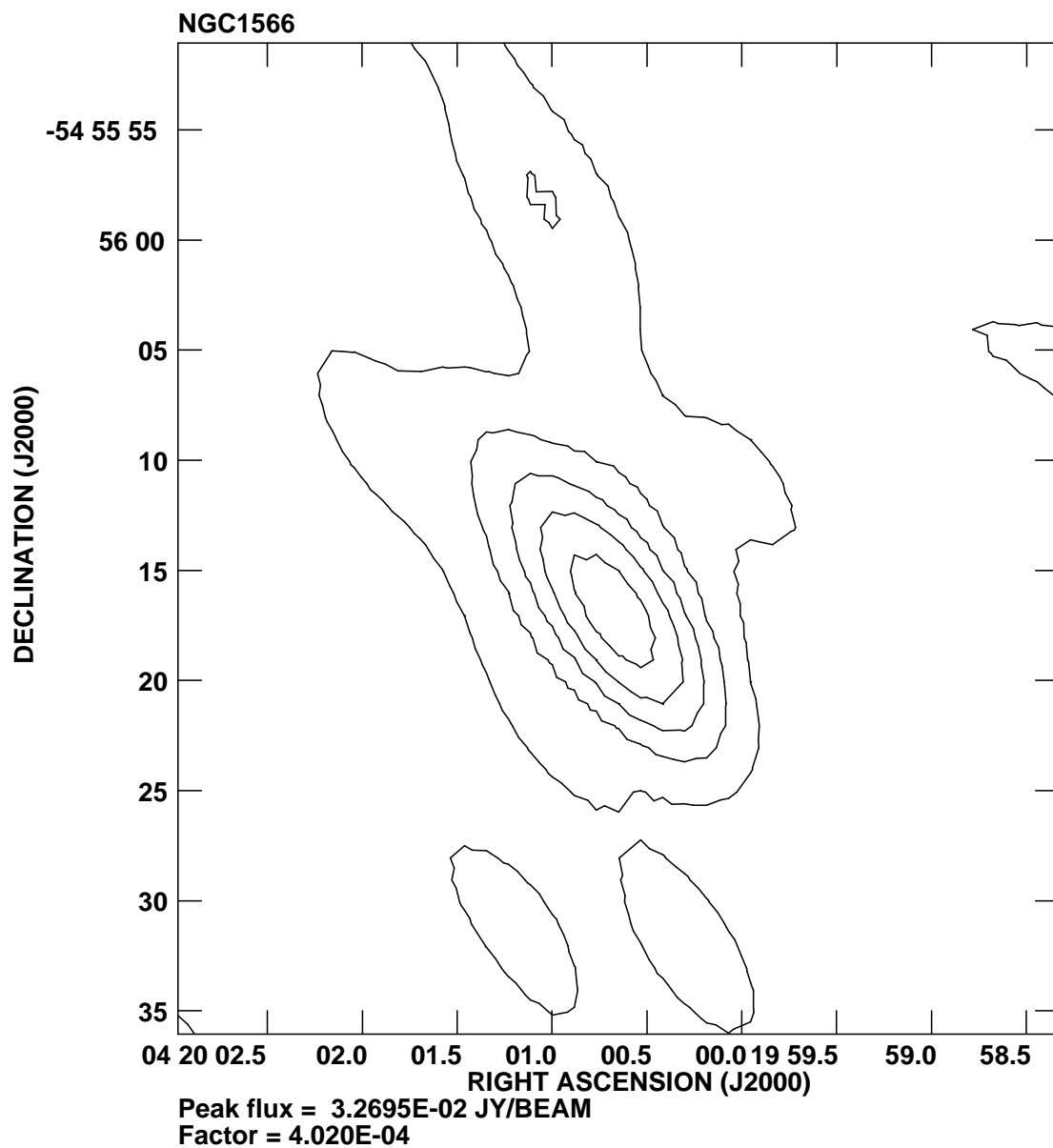


Figura 3.2: Imagem ATCA da galáxia NGC1566 em 21 cm.

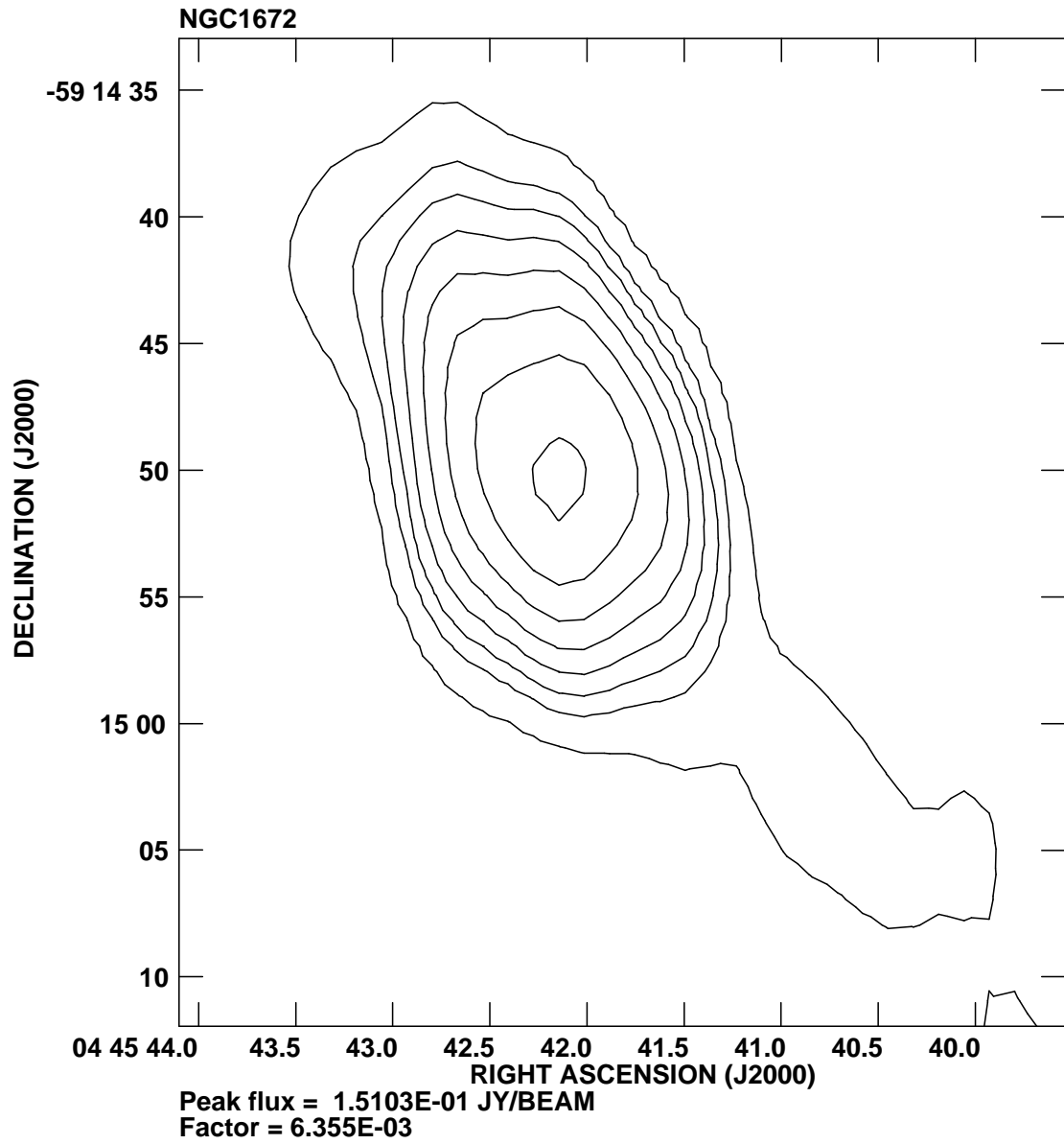


Figura 3.3: Imagem ATCA da galáxia NGC1672 em 21 cm.

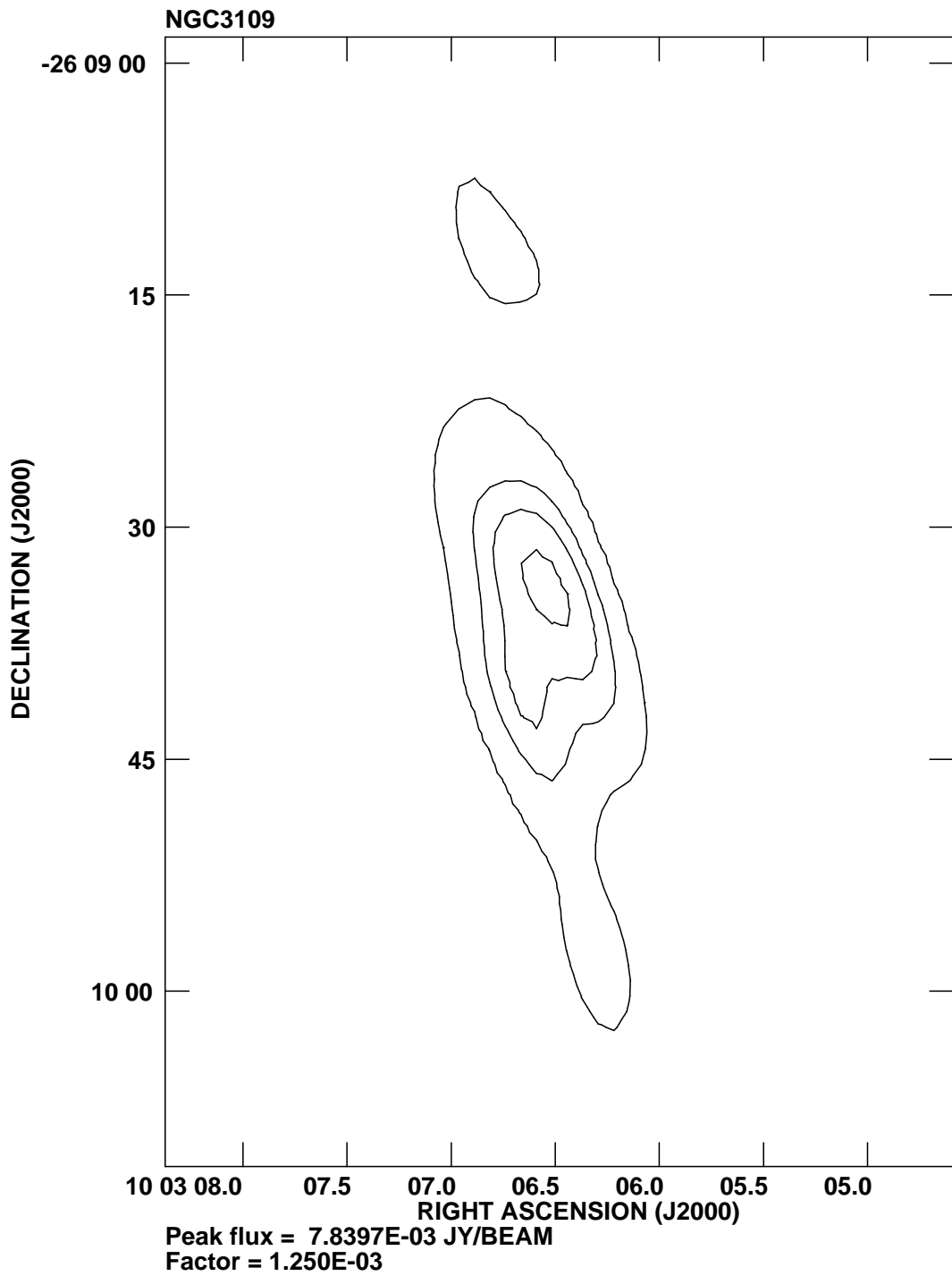


Figura 3.4: Imagem ATCA da galáxia NGC3109 em 21 cm.

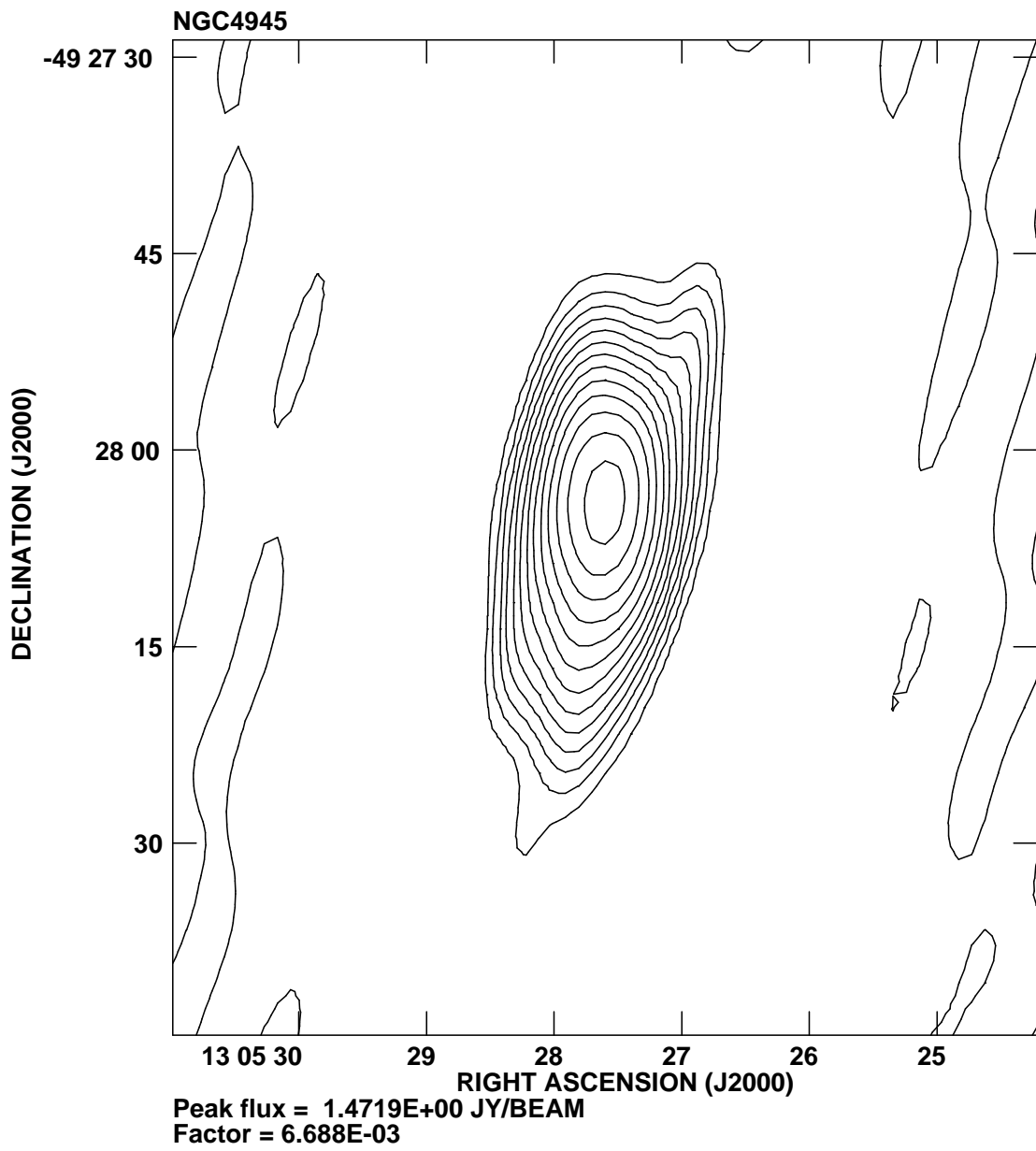


Figura 3.5: Imagem ATCA da galáxia NGC4945 em 21 cm.

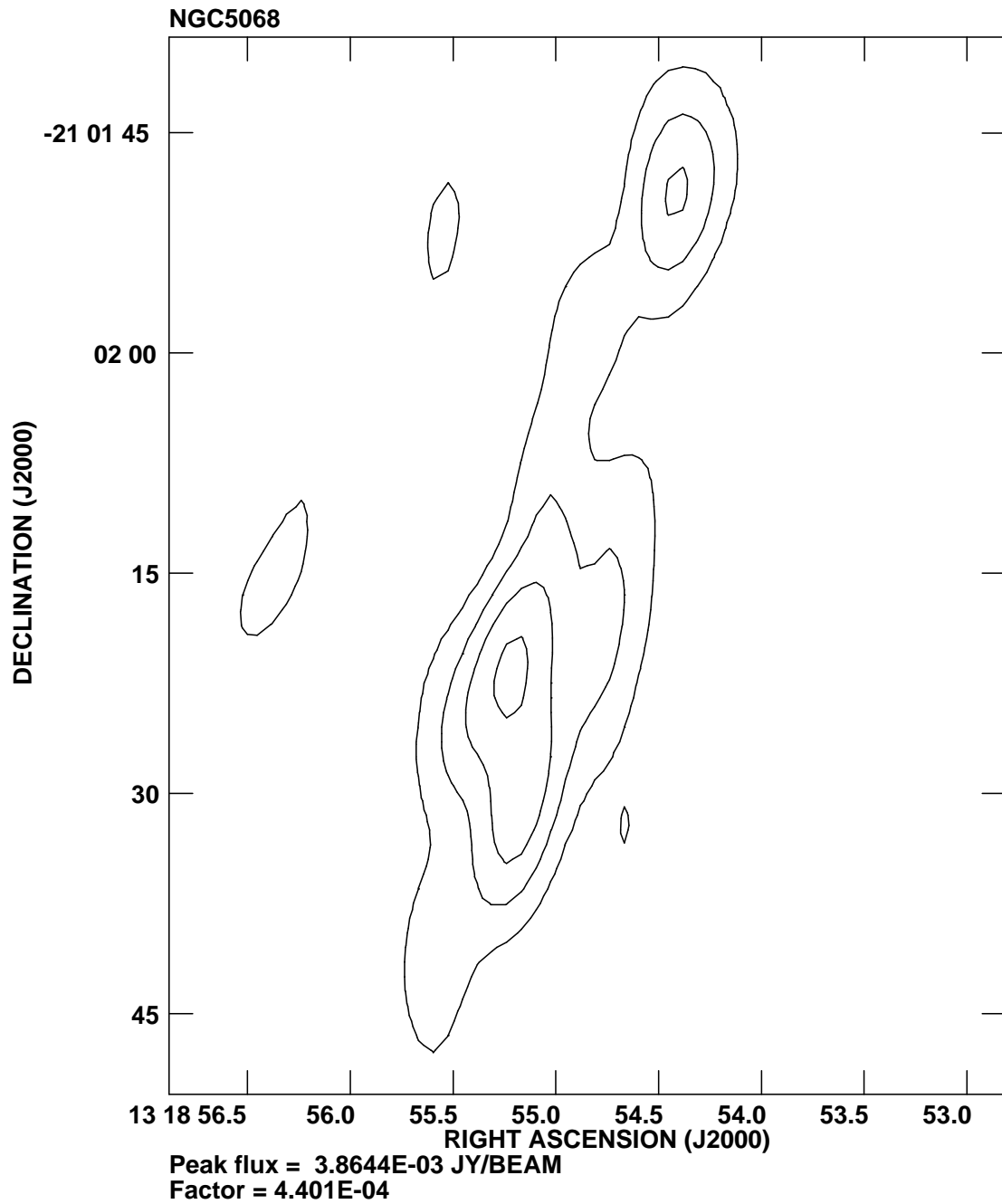


Figura 3.6: Imagem ATCA da galáxia NGC5068 em 21 cm.

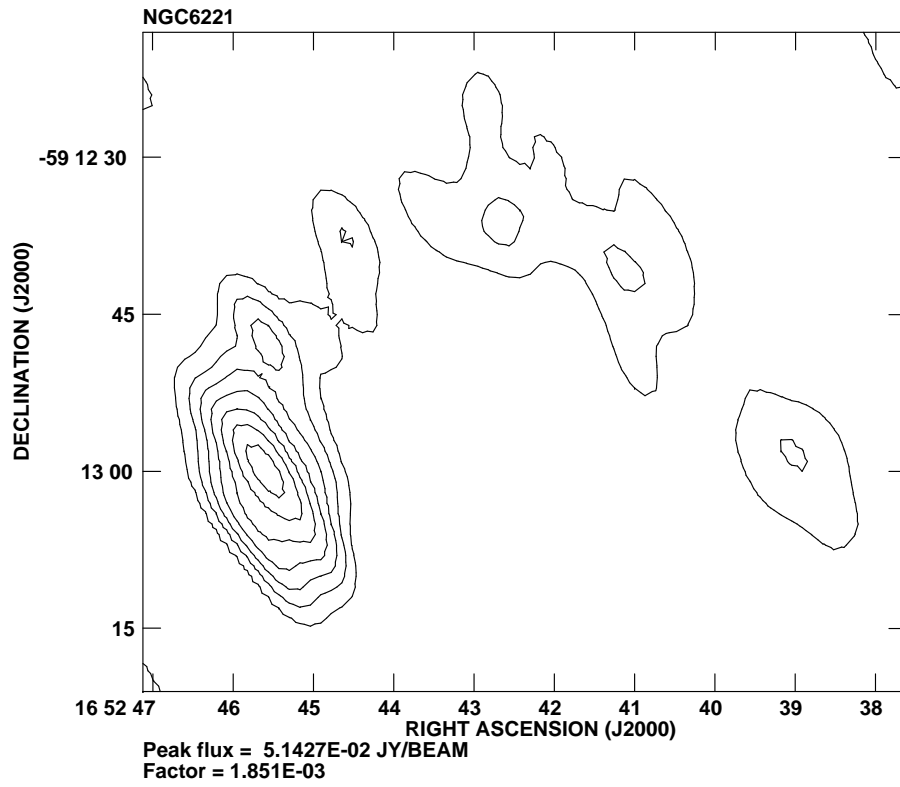


Figura 3.7: Imagem ATCA da galáxia NGC6221 em 21 cm.

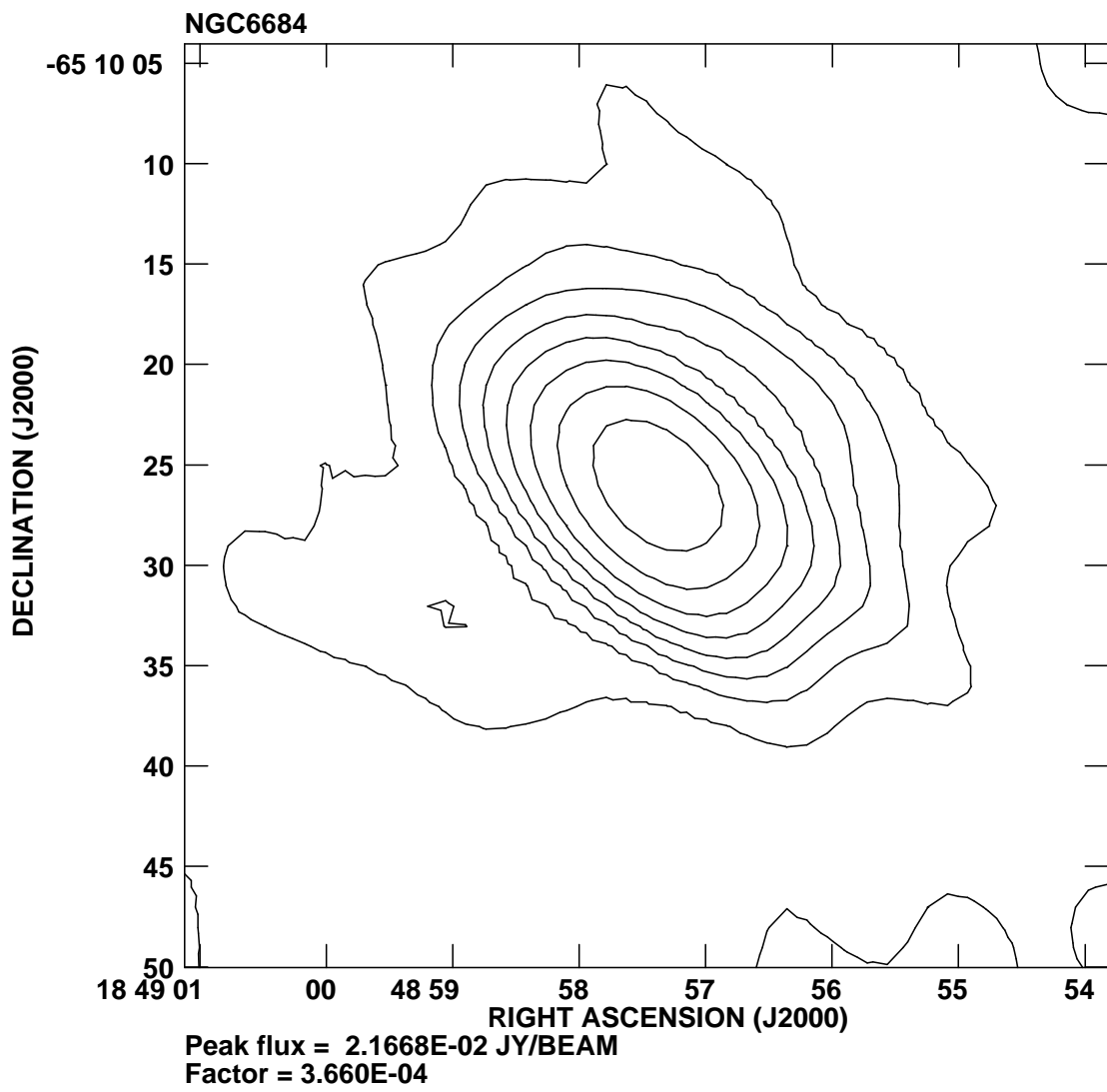


Figura 3.8: Imagem ATCA da galáxia NGC6684 em 21 cm.

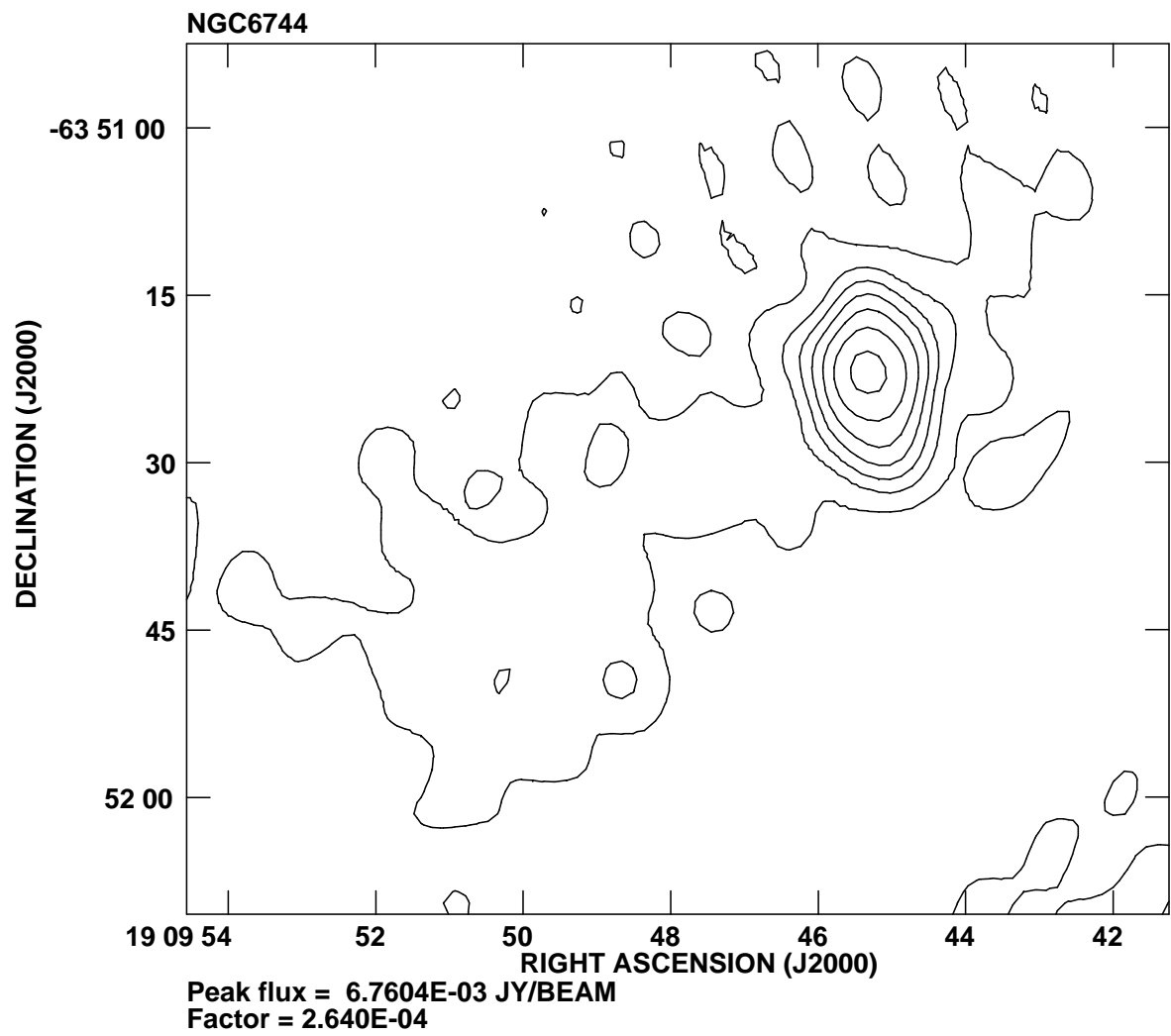


Figura 3.9: Imagem ATCA da galáxia NGC6744 em 21 cm.

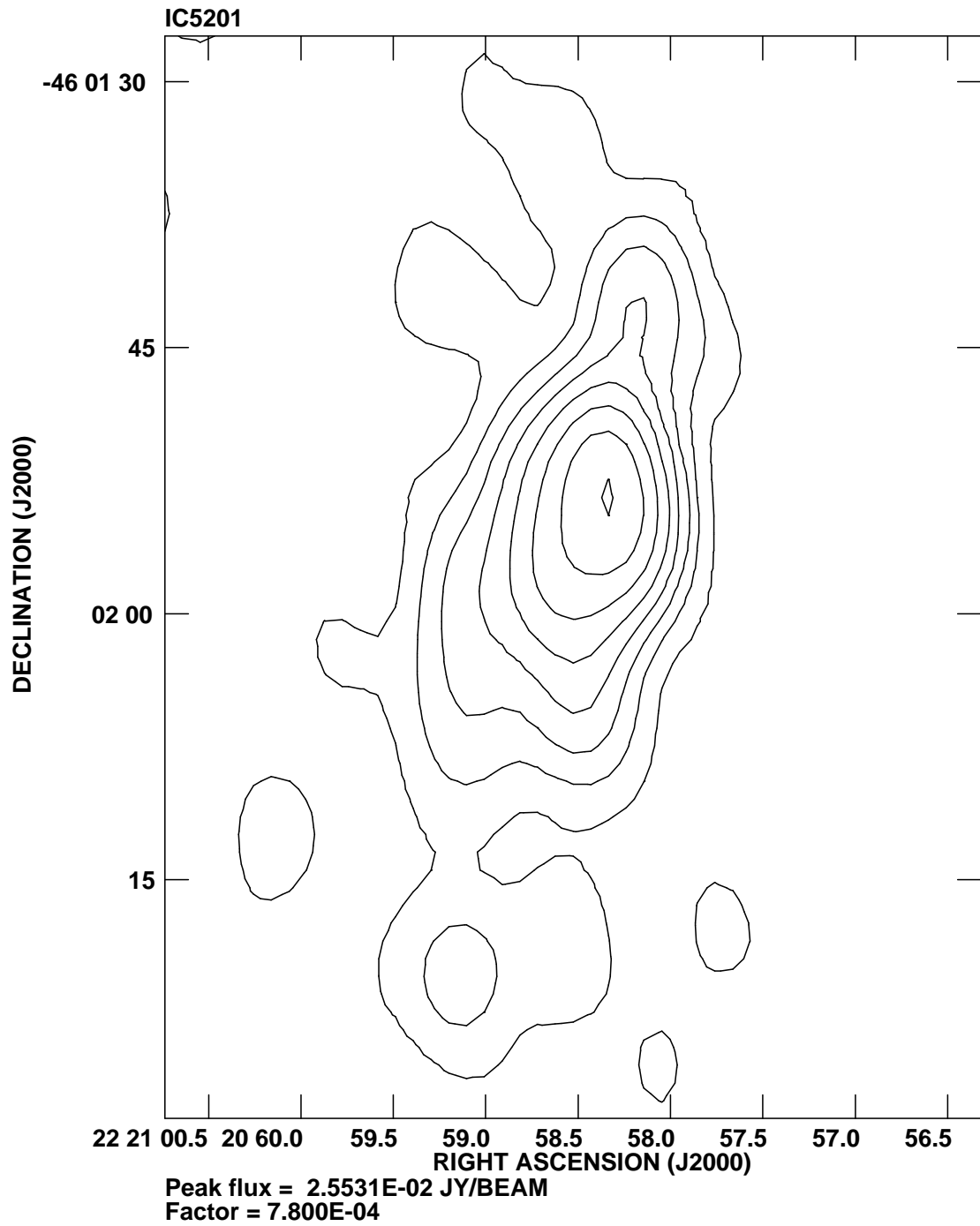


Figura 3.10: Imagem ATCA da galáxia IC5201 em 21 cm.

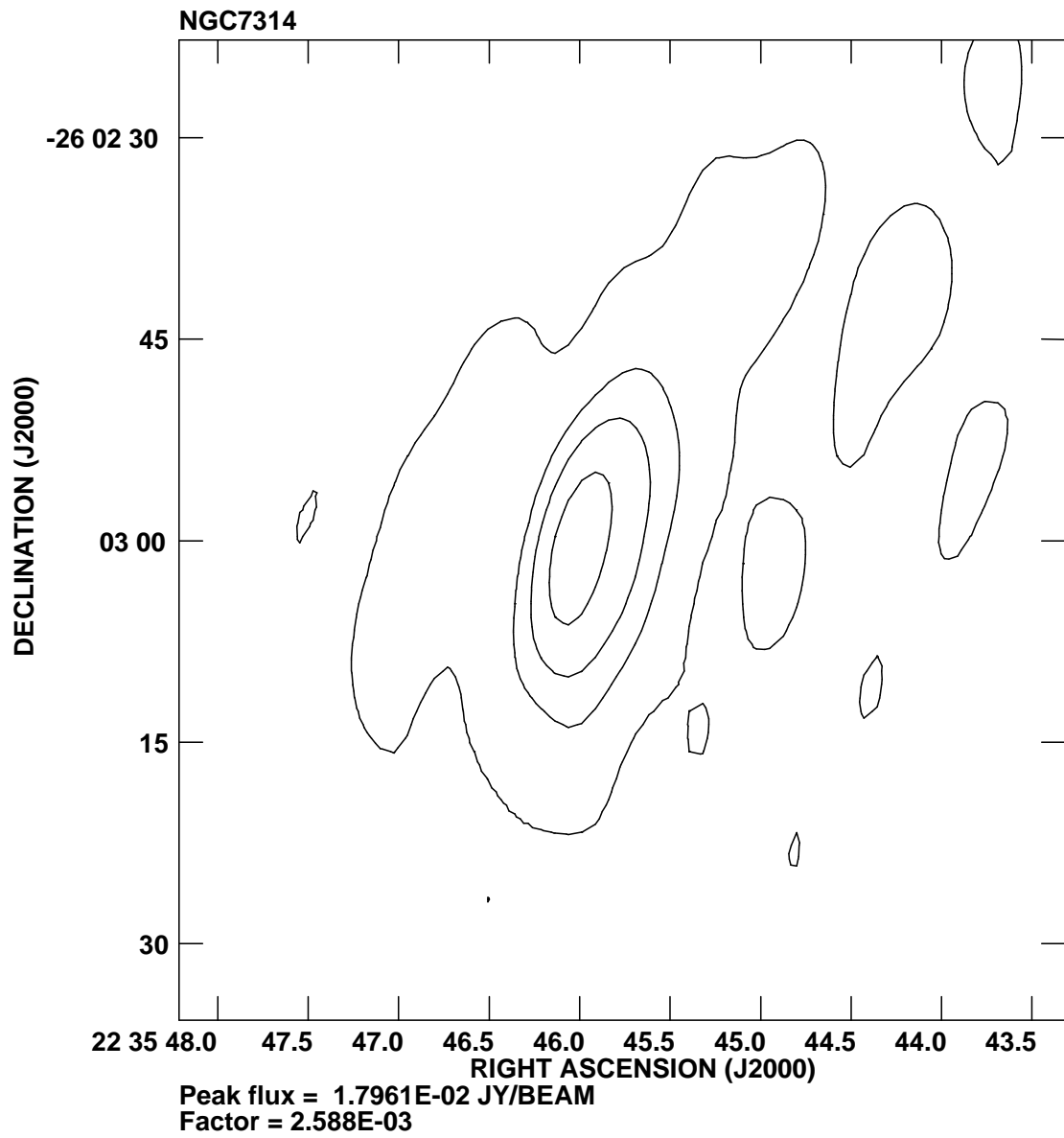


Figura 3.11: Imagem ATCA da galáxia NGC7314 em 21 cm.

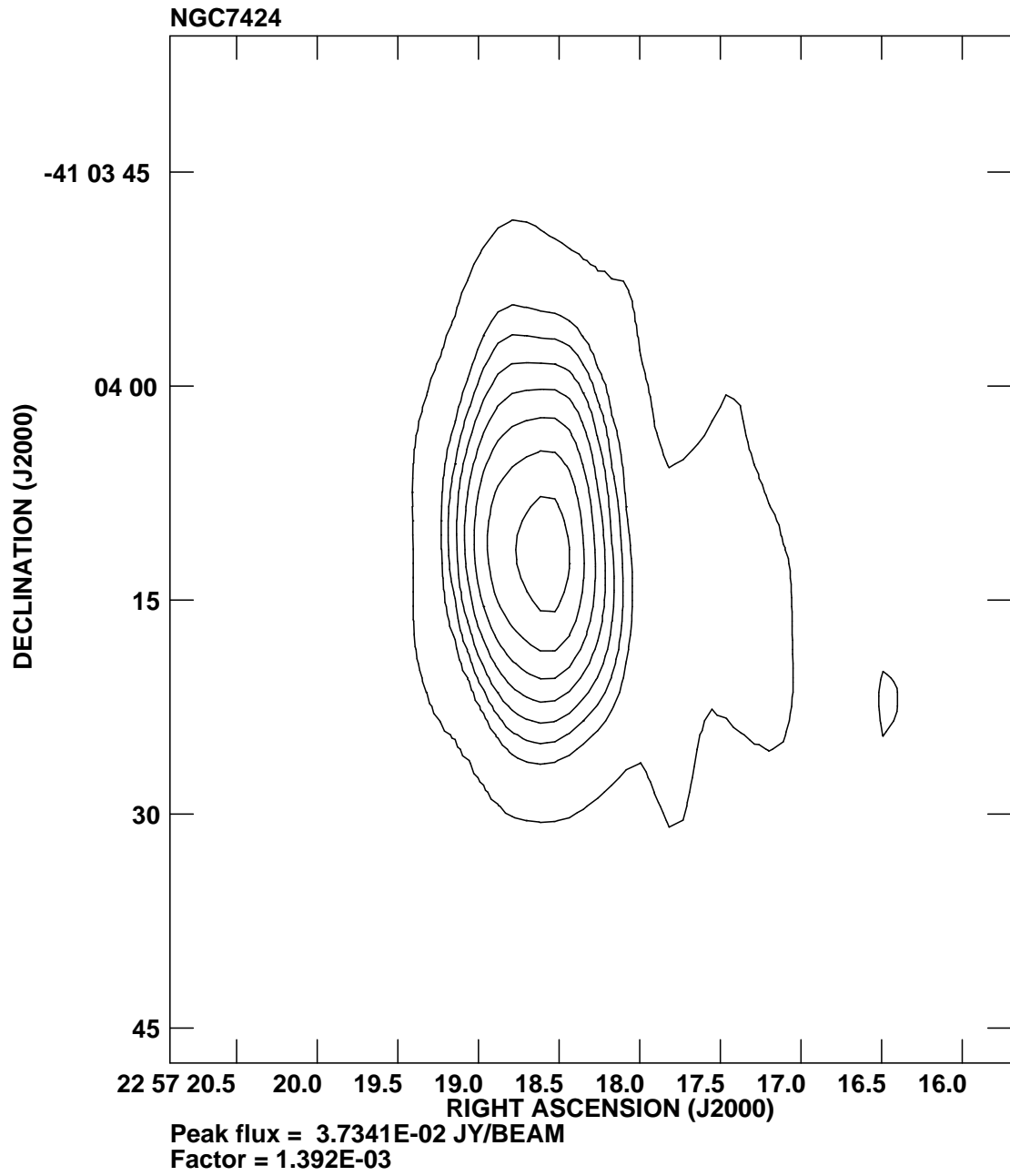


Figura 3.12: Imagem ATCA da galáxia NGC7424 em 21 cm.

Capítulo 4

Análise e Interpretação dos Resultados

Neste capítulo serão apresentadas propriedades observacionais das galáxias observadas em HI e a investigação das relações entre o conteúdo de hidrogênio neutro e outras propriedades de emissão no infravermelho e óptico.

Também as propriedades derivadas das imagens do contínuo rádio em 21 cm e aquelas relacionadas à formação estelar serão determinadas e os resultados obtidos serão discutidos no final deste capítulo.

4.1 Propriedades Físicas Derivadas da Linha de HI e suas Correlações com Propriedades no Óptico e Infravermelho

Na Tabela 4.1 são apresentadas as propriedades globais derivadas de nossa amostra de 27 galáxias observadas com o ATNF/MOPRA e que tiveram a linha de emissão de HI detectada com sucesso. A descrição das colunas é como segue:

Col.(1) - Identificação da galáxia. O * representa fonte não Seyfert, que não constarão na estatística.

Col.(2) - Velocidade de recessão da galáxia em km s^{-1} corrigida para o movimento

Tabela 4.1: Parâmetros globais da amostra de galáxias Seyfert

Nome	V_{ig}	D	$\int S dv$	σ_{FHI}	f_c	F_t	$\log M_{HI}$	L_{FIR}	M_{HI}/L_B	M_{HI}/L_{FIR}	σ_{HI}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
	km s ⁻¹	Mpc	Jy km s ⁻¹	Jy km s ⁻¹		Jy km/s	M_{\odot}	$10^8 L_{\odot}$	M_{\odot}/L_{\odot}	M_{\odot}/L_{\odot}	$M_{\odot} pc^{-2}$
NGC289	1673.6	22.31	147.52	8.25	1.07	157.67	10.24	9.73	1.32	17.82	5.48
NGC1097	1250.9	16.68	109.5	16.10	1.22	133.59	9.94	12.59	1.11	5.69	1.65
NGC1313	421.0	5.61	761.40	40.15	1.23	936.11	9.75	8.95	0.48	6.33	5.66
NGC1365	1609.0	21.45	174.40	9.05	1.28	223.42	10.28	10.78	0.36	17.58	4.98
NGC1566	1497.0	19.96	104.50	4.55	1.20	125.23	9.99	10.11	0.19	9.72	4.86
NGC1672	1332.0	17.76	131.60	7.10	1.13	148.78	9.99	10.27	0.37	9.54	5.14
NGC1808	1029.0	13.72	96.50	26.40	1.10	106.22	9.63	10.42	0.43	4.11	5.16
NGC2997	1101.0	14.68	154.20	5.45	1.22	188.25	9.89	10.14	0.25	7.73	4.98
NGC3109	421.0	5.61	731.80	10.80	1.55	1134.59	9.73	8.31	1.53	6.55	5.59
NGC3621	752.0	10.03	534.20	16.45	1.35	718.77	10.10	9.63	1.55	13.16	5.36
AM1208-305	2129.6	28.39	23.00	3.35	1.01	23.13	9.64	9.19	1.54	4.76	6.01
NGC4700	1451.0	19.35	34.60	4.60	1.02	35.17	9.48	9.28	0.36	3.29	5.86
NGC4945	495.0	6.60	85.40	44.35	1.59	136.13	8.94	10.41	0.13	0.84	4.63
NGC5068	712.0	9.49	108.90	7.35	1.16	126.54	9.36	9.08	0.23	2.55	4.96
NGC5236	541.0	7.21	710.10	4.35	1.53	1084.96	9.94	10.02	0.22	8.71	5.26
NGC5253	442.0	5.89	26.60	7.60	1.05	27.93	8.34	9.16	0.03	0.24	5.02
NGC5643	1233.0	16.44	77.30	6.55	1.07	82.39	9.69	9.96	0.56	4.95	5.20
NGC6221	1517.0	20.23	103.20	10.45	1.03	106.58	10.00	9.51	0.58	10.47	5.65
NGC6300	1141.0	15.21	54.10	4.75	1.05	56.89	9.47	9.82	0.18	3.01	5.18
NGC6684	937.0	12.49	118.60	9.45	1.03	122.48	9.64		1.06		5.71
NGC6744*	864.0	11.52	618.40	6.50	1.96	1212.20	10.29	8.46	0.97	22.89	4.96
IC4870	889.0	11.85	31.70	10.15	1.01	31.89	9.02	8.01	0.37	1.31	5.92
IC5201	930.0	12.40	131.50	4.30	1.15	151.29	9.68	8.72	1.10	5.47	5.18
NGC7314	1438.0	19.17	49.40	5.05	1.04	51.62	9.63	9.52	0.66	4.50	5.29
NGC7424	950.0	12.67	191.50	4.85	1.28	244.23	9.86	8.83	0.80	8.21	4.97
NGC7552*	1623.0	21.64	22.90	4.35	1.03	23.66	9.40	10.71	0.18	2.36	4.97
NGC7590	1609.0	21.45	114.70	3.65	1.01	116.38	10.10	9.50	1.87	13.12	6.21

da Via Láctea em relação ao centro do Grupo Local e do Sol em relação ao centro da Via Láctea (de VAUCOULEURS et al. 1977) obtida pela aproximação: $V_{LG} \sim V_r + 300 \sin l \cos b$ km s⁻¹, onde V_r é a velocidade heliocêntrica medida diretamente no centro da linha de HI (redshift heliocêntrico), o segundo termo à direita é o termo de correção do “redshift” de HI em relação ao Grupo Local, e l e b são a longitude e latitude galácticas da fonte, respectivamente, de acordo com o Revised Shapley-Ames Catalog (SANDAGE & TAMMAN 1987). As velocidades heliocêntricas e as larguras em velocidade das linhas foram medidas com erros da ordem de 6 km s⁻¹ a 28 km s⁻¹, dependendo da intensidade da linha e da forma do espectro. Aqui, não foram feitas correções para movimentos próprios no Grupo Local, uma vez que tais correções seriam da ordem de ~ -13 km s⁻¹, ou seja, menores que a nossa resolução espectral.

Col.(3) - Distância da galáxia em Mpc calculada a partir do “redshift” HI dado na Col.(10) da Tabela 2.2, corrigida para o movimento da Via Láctea em relação ao super aglomerado local de galáxias de acordo com o Revised Shapley-Ames Catalog e assumindo-se uma constante de Hubble de 75 km s⁻¹ Mpc⁻¹. A distância é calculada usando $D = V_{LG}/H_0$.

Col.(4) e Col.(5) - Densidade de fluxo integrado sobre a linha de HI, $f S dv$, e sua incerteza, σ_{FHI} , em Jy km s⁻¹. A incerteza na medida do fluxo integrado foi obtida a partir do cálculo de uma média simples dos valores dos fluxos integrados medidos nos canais à esquerda e à direita da linha.

Col.(6) - Fator de correção do fluxo integrado para os efeitos da dimensão do feixe do telescópio de acordo com a fórmula (THUAN & MARTIN 1981; STAVELEY-SMITH et al. 1992):

$$f_c = \left[1 + \left(\frac{a_{HI}}{\Theta} \right)^2 \right]^{1/2} \left[1 + \left(\frac{b_{HI}}{\Theta} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (4.1)$$

onde Θ é a largura total medida à meia potência (FWHM) do feixe do telescópio de Mopra que é de 42 minutos de arco em 1.4 GHz, e a_{HI} e b_{HI} são os diâmetros dos eixos maior e menor, respectivamente, do disco de HI em unidades de minutos de arco. Aqui, nós assumimos que a dimensão axial do disco de HI é cerca de 2,5 vezes a dimensão do disco óptico para todas as galáxia da amostra como sugerido por observações interferométricas de galáxias espirais anãs e “starbursts” (KORIBALSKI et al. 1993; GARCÍA-BARRETO et al. 1999; STIL & ISRAEL 2002, 2002). A Figura 4.1 ilustra a geometria da diluição do fluxo rádio mostrando, em escala, a galáxia NGC4945 vista dentro do feixe de antena

circular do radiotelescópio de Mopra.

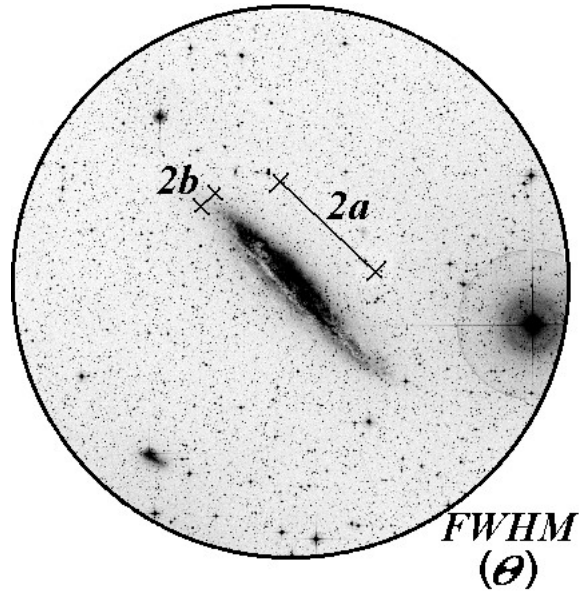


Figura 4.1: Geometria de diluição do fluxo HI no feixe de antena de Mopra.

Col.(7) - Fluxo medido corrigido da linha de HI em unidade de Jy km s^{-1} :

$$F_t = f_c \int S dv. \quad (4.2)$$

Col.(8) - Log da massa total de HI em massas solares. A massa de HI foi derivada do fluxo total da linha de HI e da distância da galáxia. Assumindo que a emissão do hidrogênio neutro é opticamente fina para o intervalo de frequências das observações, a massa de HI pode ser obtida pela eq. (1.28).

Col.(9) - Luminosidade no infravermelho distante (L_{FIR}) em unidades de $10^8 L_\odot$, calculada a partir das densidades de fluxo em $60\mu\text{m}$ and $100\mu\text{m}$ obtidas do *IRAS* BGC (“Infrared Astronomical Satellite Survey Bright Galaxy Catalogue”), conforme descrito na seção 1.12.

Col.(10) - Razão entre o log da massa total de HI e a luminosidade total da galáxia na banda B em unidades de M_\odot/L_\odot .

Col.(11) - Razão entre o log da massa total de hidrogênio e a luminosidade FIR em unidades de M_\odot/L_\odot .

Col.(12) - Pseudo densidade superficial de HI em unidades de $M_\odot \text{pc}^{-2}$. Esse parâmetro é um valor médio definido pela razão entre a massa total de HI observada da galáxia e a área superficial da galáxia determinada opticamente, $\sigma_{HI} = M_{HI}/\pi ab$, sendo normalmente

útil para identificar galáxias que possuem envelopes de HI mais estendidos, não implicando necessariamente em uma maior densidade superficial de HI.

4.2 Propriedades Físicas Derivadas das Imagens do Contínuo Rádio em 21-cm

4.2.1 A emissão no contínuo rádio

A emissão no contínuo rádio de galáxias espirais é uma composição de duas componentes: emissão síncrotron não-térmica (com espectro de energias $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) dos elétrons relativísticos espiralando no campo magnético interestelar e emissão térmica “free-free” dos elétrons no gás fotoionizado circundante às estrelas quentes. Entre 1 e 5 GHz a emissão rádio é dominada pela componente não-térmica (KLEIN 1988). A fração térmica em galáxias espirais é somente $\simeq 10\%$ em 1.4 GHz (NIKLAS et al. 1997). Mesmo nas regiões centrais onde a atividade de formação estelar é mais intensa, a componente não-térmica domina a emissão rádio em frequências até 10 GHz (NIKLAS et al. 1997). Galáxias com intensa atividade de formação estelar terão emissão rádio térmica mais intensa devido ao grande número de estrelas massivas jovens ionizando o hidrogênio interestelar. Da mesma forma, um grande número de estrelas massivas aumenta a razão de supernovas o que leva a um aumento da produção de elétrons e de raios cósmicos. Portanto, um aumento na taxa de formação estelar aumentará ambas, a componente térmica e a não-térmica nas mesmas proporções e, segundo (NIKLAS et al. 1997), em escalas de tempo menores que a escala de tempo para as perdas de energia das partículas relativísticas.

4.2.2 Os campos magnéticos nucleares

A radiação nos comprimentos de onda rádio de galáxias espirais normais é o resultado da aceleração de partículas relativísticas por supernovas e pela subsequente evolução dos remanescentes. Já, em galáxias Seyfert, acredita-se que a emissão em rádio frequências

observada tenha duas origens prováveis: remanescentes de supernovas e o próprio AGN. O fato de rádio fontes extragaláticas emitirem radiação sincrotrônica possibilita a realização de um cálculo aproximado da energia mínima contida nos campos magnéticos das fontes e partículas relativísticas. A condição de energia mínima corresponde, aproximadamente, à equipartição da energia entre partículas relativísticas e campos magnéticos. Considerações de energia mínima são consequência do fato da luminosidade rádio estar relacionada ao espectro de energia dos elétrons relativísticos e campos magnéticos presentes na fonte pela relação (LONGAIR 1994):

$$L_\nu \sim V \kappa B^{1+\alpha} \nu^{-\alpha}, \quad (4.3)$$

onde o espectro de energia dos elétrons por unidade de volume é $N(E)dE = \kappa E^{-p}dE$, $p = 2\alpha + 1$, α é o índice espectral, ν é a frequência de observação, V é o volume da fonte emissora, κ é o coeficiente de emissão síncrotron e B , o campo magnético. De acordo com essa relação, se assumirmos que o volume da fonte emissora é constante, a luminosidade rádio pode tanto estar sendo produzida por um grande fluxo de elétrons relativísticos em um campo magnético fraco, como por um fluxo reduzido de elétrons em um campo magnético forte. Não existe maneira de saber qual o caso a partir de medidas da luminosidade. Entretanto, existe um requerimento de energia total (partículas + campo) mínima entre os extremos de campo magnético dominante e energia das partículas.

A energia total presente na fonte responsável pela emissão rádio é (LONGAIR 1994):

$$W_{total} = \eta V \int_{E_{min}}^{E_{max}} \kappa E N(E) dE + V \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (4.4)$$

onde o primeiro termo do lado direito corresponde à densidade de energia dos elétrons relativísticos em termos da energia total das partículas, com $\eta = \epsilon_{total}/\epsilon_e$ sendo a razão entre a densidade de energia total (prótons mais elétrons) e a densidade de energia dos elétrons. A relação entre a densidade de energia dos elétrons e o campo magnético é dada pela eq. (4.3). Para encontrar a relação entre a frequência de emissão de um elétron com energia

$$E = \gamma m_e c^2 \gg m_e c^2 \quad (4.5)$$

em um campo magnético de intensidade B , seguimos a descrição feita por Longair (1994) que considera a relação entre o intervalo de energia dos elétrons na integral (4.4) com o intervalo de frequência rádio observável, ou seja, ν_{max} e ν_{min} , para o qual o espectro rádio é conhecido. A intensidade máxima da radiação síncrotron ocorre na frequência

$$\nu_{max} = 0.435\gamma^2\nu_g \quad (4.6)$$

(LONGAIR 1994), onde

$$\nu_g = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} = 28\gamma^{-1} \quad (4.7)$$

é a girofrequência do elétron em GHz, e e m_e são a carga e a massa do elétron, respectivamente, B o campo magnético e γ o fator de Lorentz da partícula, $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$. Substituindo (4.5) e (4.7) em (4.6) temos que:

$$\nu_{max} = CE^2B, \quad (4.8)$$

onde $C = 1.22 \times 10^{10}(m_e c^2)^2$. Assim, o intervalo de energia dos elétrons na integral (4.4) está relacionado ao intervalo de frequência rádio observável através das relações:

$$E_{max} = (\nu_{max}/CB)^{1/2} \quad e \quad E_{min} = (\nu_{min}/CB)^{1/2}.$$

Então, o primeiro termo do lado direito da equação (4.4) toma a forma:

$$W_{part} = \frac{\eta V \kappa}{(p-2)} (CB)^{(p-2)/2} [\nu_{min}^{(p-2)/2} - \nu_{max}^{(p-2)/2}]. \quad (4.9)$$

Substituindo κ em termos de L_ν e B , a partir da equação (4.3) chega-se a:

$$W_{part} = G(\alpha)\eta L_\nu B^{-3/2}, \quad (4.10)$$

onde $G(\alpha)$ é uma constante que depende fracamente do índice espectral α e dos limites ν_{max} e ν_{min} se $\alpha \approx 0.75$; esse é um valor médio que adota-se no presente trabalho. Portanto,

$$W_{total} = G(\alpha)\eta L_\nu B^{-3/2} + V \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (4.11)$$

Finalmente, o campo de equipartição total mínimo pode ser obtido minimizando a equação (4.11) em relação à B :

$$B_{min} = \left[\frac{3\mu_0 G(\alpha)\eta L_\nu}{2V} \right]^{2/7}. \quad (4.12)$$

Substituindo essa intensidade de campo magnético mínimo na expressão para a energia das partículas, eq. (4.10), tem-se:

$$W_{part} = \frac{4}{3} V \frac{B_{min}^2}{2\mu_0}, \quad (4.13)$$

e

$$W_{mag} = V \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{3}{4} W_{part}, \quad (4.14)$$

o que é bastante próximo da energia de equipartição $W_{mag} = W_{part}$. Por esse desenvolvimento vê-se que a energia mínima requerida para o campo magnético de uma fonte de radiação sincrotrônica depende fracamente da geometria da fonte emissora, do índice espectral não-térmico α , do intervalo de frequências da emissão síncrotron, normalmente tomado como sendo 0.01-100 GHz, e da razão das abundâncias entre os prótons e os elétrons relativísticos $\beta = \eta - 1$. A energia total mínima é obtida substituindo o campo magnético mínimo, equação (4.12), na equação (4.11):

$$W_{total}(min) = \frac{7}{6\mu_0} V^{3/7} \left[\frac{3\mu_0 G(\alpha)\eta L_\nu}{2} \right]^{4/7}. \quad (4.15)$$

O campo magnético mínimo pode ser expresso em termos da temperatura de brilho da fonte, T_b , que é um observável, substituindo L_ν como função de S_{21cm} na expressão (4.12) e resolvendo $G(\alpha)$ para $\alpha = 0.75$, conforme Longair (1994). Nesse caso,

$$G(\alpha) = 4.145 \times 10^6 (\nu_{min}^{-0.25} - \nu_{max}^{-0.25}) \nu^{3/4}, \quad (4.16)$$

donde obtém-se:

$$\left(\frac{B_{min}}{\mu G} \right) \sim 5 \left(\frac{1 + \beta}{41} \right)^{2/7} \left(\frac{T_b}{K} \right)^{2/7} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{11/14} \left(\frac{l}{kpc} \right)^{-2/7}, \quad (4.17)$$

onde

$$T_b = \frac{S_{21cm} c^2}{2k\nu^2 \Omega} \quad (4.18)$$

é a temperatura de Rayleigh-Jeans observada na frequência ν e l é a profundidade da fonte ao longo da linha de visada.

As unidades de medida apropriadas para o cálculo da temperatura de brilho rádio são: S_{21cm} é a densidade de fluxo rádio medido em 1.4 GHz em unidades de $W m^{-2} Hz^{-1}$, c é a velocidade da luz em $m s^{-1}$, k é a constante de Boltzmann em $J K^{-1}$, ν é a frequência de observação em Hz e Ω é o ângulo sólido subtendido pela fonte em unidade de esferoradianos.

A temperatura de brilho média de uma galáxia espiral normal, observada aproximadamente “face-on”, considerando que essa possui uma espessura de disco rádio típica de ~ 2 kpc (HUMMEL 1990), é $T_b \sim 1$ K em 1.5 GHz (CONDON 1992). Assim, muitos discos espirais se caracterizam por apresentar intensidades de campos no intervalo de 5-10 μG (SOFUE et al. 1986; HUMMEL et al. 1988a). Já, a intensidade dos campos em fontes compactas brilhantes associadas com galáxias normais se aproximam de 1000 μG (CONDON et al. 1991c). Segundo Condon (1992), existem boas razões para se acreditar que a intensidade dos campos magnéticos em discos de galáxias espirais normais sejam bem próximas de B_{min} . Suas argumentações se baseiam nos estudos de Parker (1966) que sugeriu que se $B \ll B_{min}$ ocorresse, a razão

$$\frac{P_{part}}{P_{mag}} = \frac{4}{9} \left(\frac{B}{B_{min}} \right)^{-7/2}$$

tornar-se-ia muito alta e os raios cósmicos seriam violentamente ejetados para fora do disco galáctico. Parker (1966) afirma que a presença dos campos magnéticos aumenta a tendência do sistema (gás + campo) em expandir-se, e o efeito da expansão deve ser contido pelo peso do gás distribuído ao longo das linhas de força do campo. Assim, os campos e as partículas devem estar confinados ao plano galáctico somente pelo meio interestelar; de modo que a ocorrência de $B \gg B_{min}$ também é improvável.

A partir dos procedimentos descritos acima, também calculamos as intensidades dos campos magnéticos nucleares de equipartição para as galáxias de nossa amostra do contínuo afim de compará-las com dados disponíveis na literatura das intensidades de campos de outros tipos de galáxias. Nós adotamos uma razão de energias prótons/elétrons relativísticos de $\beta \sim 40$, que corresponde a razão adotada para o meio interestelar da nossa galáxia (WEBER 1991).

O campo magnético, quando calculado em função da luminosidade rádio, tem uma relação com o inverso do volume da região responsável pela emissão observada. Nossas imagens mostram a região central ($\sim 0.1 - 1.2$ kpc) do disco óptico das fontes e o volume observado foi medido diretamente sobre o mapa rádio considerando-se o volume de um elipsóide para todas as fontes. Devido à imprecisões nas medidas dos volumes das regiões emissoras, os campos magnéticos calculados usando a equação (4.17) são apenas aproximações para as intensidades dos campos magnéticos mínimos. Os campos foram também calculados aplicando a equação (4.19) dada na próxima seção e os valores comparativos são apresentados na Tabela 4.2 juntamente com o erro percentual entre as duas medidas. Pelo exposto sobre a imprecisão nas medidas dos volumes, consideramos os valores obtidos pela aplicação da equação (4.19) mais representativos das intensidades mínimas dos campos magnéticos das fontes sob estudo. A energia magnética total, presente na fonte responsável pela rádio emissão foi calculada a partir da equação (4.15) empregando o termo $G(\alpha)$ em (4.16):

4.2.3 A taxa de formação estelar

Apesar de estrelas se formarem a partir do gás molecular, HI parece traçar muito bem a taxa de formação estelar (SFR) (KENNICUTT 1989). Acredita-se que a emissão no contínuo rádio associada com a formação estelar em galáxias seja devido à radiação síncrotron produzida pelos elétrons relativísticos acelerados em remanescentes de super-

novas (SNR). Nossos dados do contínuo rádio permitem estimar a taxa de formação estelar para as regiões circumnucleares uma vez que nossas imagens mostram os $\sim 0.1 - 1.2$ kpc a partir do centro das imagens ópticas sendo a emissão rádio nuclear bem separada da emissão do disco em nossas imagens. Também, o número equivalente de estrelas do tipo O6 que estão sendo formadas pode ser estimado com base na razão de fótons Lyman, a partir do fluxo rádio medido. A relação entre a luminosidade rádio em 1.4 GHz e a taxa de formação de estrelas mais massivas que $5 M_{\odot}$ foi obtida por Condon (1992) para uma função de massa inicial (IMF) de Miller & Scalo (1979):

$$\left(\frac{SFR_{1.4GHz}(M \geq M_{\odot})}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) = 1.89 \times 10^{-22} \left(\frac{L_n}{\text{W Hz}^{-1}} \right) \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{\alpha}, \quad (4.19)$$

onde α é o índice espectral não térmico tomado igual a 0.75.

As propriedades astrofísicas descritas nessa seção foram derivadas para as galáxia da amostra observada com o ATNF/ATCA e são apresentadas na Tabela 4.2 cuja descrição das colunas é como segue:

Col.(1) - Identificação da galáxia. O * representa fonte não Seyfert, que não constarão na estatística.

Col.(2) - Distância da galáxia obtida a partir do redshift de HI usando a mesma definição da Col.(3) da Tabela 4.1 $D = cz/H_0$.

Col.(3) - Log da potência rádio nuclear em unidades de W Hz^{-1} . A potência rádio nuclear em 21-cm é determinada a partir do fluxo da radiação que é medido diretamente no mapa do contínuo rádio usando a relação:

$$P_n = 1.20 \times 10^{17} \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{S_{21cm}}{\text{mJy}} \right) \text{ W Hz}^{-1}, \quad (4.20)$$

Col.(4) - Log da luminosidade rádio nuclear total em W, obtida pela expressão:

$$L_n = P_n \nu^{\alpha} \left(\frac{\nu_2^{1-\alpha} - \nu_1^{1-\alpha}}{1 - \alpha} \right) \text{ W}, \quad (4.21)$$

Tabela 4.2: Propriedades astrofísicas das galáxias Seyfert observadas com o ATCA.

Nome	D	$\log P_n$	$\log L_n$	V	T_b	B_L	B_T	ϵ	$\log W_{tot}$	SFR
	(Mpc)	(W Hz ⁻¹)	(W)	(10 ⁵⁷ m ³)	(K)	(μ G)	(μ G)		(ergs)	(M _⊙ yr ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
NGC1566	19.96	22.19	32.35	550.55	1181.5	44.50	52.30	0.17	55.13	1.82
NGC1672	17.76	21.98	32.14	129.00	421.7	29.83	35.30	0.18	55.20	4.94
NGC3109	5.61	20.04	30.20	0.33	204.5	44.92	52.66	0.17	52.94	0.03
NGC4945	6.60	22.45	32.61	15.78	5505.9	78.90	93.05	0.18	55.12	5.91
NGC5068	9.49	20.71	30.87	10.42	83.2	25.51	30.01	0.18	53.96	0.07
NGC6221	20.23	20.22	30.38	166.30	538.3	31.03	36.40	0.18	55.33	2.56
NGC6684	12.49	21.03	31.19	81.74	47.3	17.50	20.55	0.17	54.53	0.29
NGC6744*	11.52	21.30	31.46	32.95	174.7	27.51	32.45	0.18	54.53	0.11
IC5201	12.40	21.23	31.39	41.86	131.1	24.70	29.11	0.18	54.54	0.48
NGC7314	19.17	21.45	31.61	39.97	200.7	29.05	34.12	0.17	54.66	0.97
NGC7424	12.67	21.60	31.76	34.34	335.9	33.40	39.36	0.18	54.71	0.59

onde as frequências em Hz foram calculadas usando o limite superior ν_2 para a emissão de 10^{11} Hz e o limite inferior ν_1 de 10^7 Hz, que são valores razoáveis para núcleos Seyfert.

Col.(5) - Volume da região emissora responsável pela potência rádio observada em unidades de m^3 . O volume foi calculado considerando a geometria da região emissora como um elipsóide cujos eixos maior e menor foram medidos diretamente no mapa rádio de cada galáxia.

Col.(6) - Temperatura de brilho rádio em K calculada usando a eq.(4.18). Aqui, os valores de T_b podem ser tomados como limites inferiores, uma vez que é difícil determinar a real dimensão de Ω pois não dispomos de esquemas de projeção das inclinações dos discos ópticos das galáxias observadas.

Col.(7) - Intensidade do campo magnético nuclear de equipartição em μG , estimada a partir da luminosidade rádio observada e do volume da região emissora medido conforme descrito na Col.(5).

Col.(8) - Intensidade do campo magnético nuclear de equipartição em μG , estimada a partir da temperatura de brilho rádio calculada na Col.(6).

Col.(9) - Erro percentual entre as medidas dos campos magnéticos de equipartição das colunas (7) e (8).

Col.(10) - Log da energia magnética em ergs, referente aos campos calculados na coluna (8) e aplicando a definição (4.15).

Col.(11) - Taxa de formação estelar calculada a partir da equação (4.19).

4.2.4 Medindo a emissão térmica

Em decorrência do exposto, espera-se que as morfologias rádio estendidas e difusas sugiram uma mistura de emissão térmica “free-free” mais emissão não-térmica síncrotron a partir de partículas relativísticas aceleradas no campo magnético interestelar pelos remanescentes de supernovas e pelo próprio AGN. Esse efeito sempre leva à uma lei de potências da rádio emissão contínua com um índice espectral positivo $\alpha \sim 0.75$ (FORBES & NORRIS 1998). Esse valor será assumido como um índice espectral médio para a componente térmica da rádio emissão das galáxias individuais de nossa amostra. Índices espectrais positivos com um slope mais alto que 0.5 são esperados para a emissão térmica “free-free” em regiões de “turnover”, onde a opacidade $\tau \approx 1$, ou em regiões opticamente espessas onde $\tau > 1$ (TARCHI et al. 2000), o que não é o caso para núcleos de galáxias

como discutido anteriormente (Cap.1).

A luminosidade rádio térmica de uma galáxia normal indica a taxa de fotoionização total e, portanto, o número de estrelas mais massivas que evoluirão rapidamente para supernovas (CONDON 1992). Usando $\tau = 1$, podemos derivar a densidade de elétrons da emissão “free-free”:

$$\frac{n_e}{\text{cm}^3} = \sqrt{\frac{ME}{L}}, \quad (4.22)$$

onde L normalmente é adotado como sendo a espessura do disco da galáxia projetado ao longo da linha de visada e ME é a medida da emissão free-free dada por:

$$ME = \int_0^L \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{ds}{\text{pc}} \right), \quad (4.23)$$

A medida de emissão ME pode também ser obtida a partir da relação para a opacidade “free-free” no domínio rádio, conforme (MEZGER & HENDERSON 1967; CARLSTROM & KRONBERG 1991; WILLS et al. 1998):

$$\tau = 8.2 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \left(\frac{ME}{\text{pc cm}^{-6}} \right) \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-1.35}. \quad (4.24)$$

onde $\tau \approx 1$ e $T_e = 10^4 \text{K}$, que são valores médios para o ISM de galáxias espirais.

As medidas de emissão derivadas para as galáxias observadas com o ATNF/ATCA são similares entre si, portanto adotamos o valor $ME = 6.06 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ como um valor médio para a nossa amostra. Por conseguinte, os valores derivados para as densidades de elétrons da emissão “free-free” das fontes da amostra são apresentados na Tabela 4.3.

Pode-se assumir que a emissão “free-free” seja do tipo “bremsstrahlung” térmico, seguindo os resultados de observações de regiões HII opticamente finas da nossa galáxia, que são ionizadas por aglomerados de estrelas de classes espectrais O e B. Assim, é possível estimar a razão de fótons no contínuo Lyman $N_{LY} [\text{s}^{-1}]$ a partir das medidas do fluxo rádio e, a partir de N_{Ly} , é possível estimar o número de estrelas que estão excitando o meio interestelar. Considerando as propriedades básicas de um gás ionizado opticamente fino, a luminosidade dos fótons no contínuo Lyman pode ser obtida pela expressão (HJELLMING & NEWELL 1983):

$$N_{Ly}^{fino} = \int \alpha_B n_e^2 dV \quad \text{fótons/s,} \quad (4.25)$$

onde α_B é o coeficiente para recombinações de transições radiativas nos níveis de energia internos do átomo de hidrogênio neutro que excluem o estado fundamental. Os valores tabelados por Hummer & Storey (1987) para diferentes temperaturas eletrônicas e densidades foram utilizados para esse fim, e $\alpha_B = 3.4 \times 10^{-11} T_e^{-0.5}$ (OSTERBROCK 1974). A densidade eletrônica n_e está relacionada com o coeficiente de absorção free-free κ_ν na forma (HJELLMING & NEWELL 1983):

$$\kappa_\nu \rho = 2.34 \times 10^{-20} n_e^2 T_e^{-1.34} \nu^{-2.11},$$

onde ρ é a densidade de massa. A densidade de fluxo total medida para a emissão rádio a partir de uma região ionizada opticamente fina é:

$$S_\nu = \frac{1}{D^2} \int_V j_\nu \rho dV,$$

onde a integral é sobre o volume da região considerada à uma distância D do observador. Aqui, j_ν é o coeficiente de emissão “free-free” dado em termos do coeficiente de absorção κ_ν e da constante de Boltzmann k , conforme definido no capítulo 1 da presente tese:

$$j_\nu = \kappa_\nu k T_e (\nu/c)^2.$$

Então, a equação (4.25) pode ser reescrita em uma forma aplicável aos nossos dados:

$$N_{Ly}^{fino} = 3.1 \times 10^{43} \left(\frac{T_e}{4000k} \right)^{-0.16} \left(\frac{\nu}{1.4GHz} \right)^{0.11} \left(\frac{D}{180pc} \right)^2 \left(\frac{S_\nu}{8mJy} \right) \quad \text{fótons/s} \quad (4.26)$$

Para a emissão opticamente espessa, a razão de fótons no contínuo Lyman está relacionada ao volume total ionizado pela relação (TURNER et al. 1998):

$$N_{Ly}^{espesso} = \left(\frac{4\pi}{3}\right) \left(\frac{R}{cm}\right)^3 \left(\frac{n_e}{cm^{-3}}\right)^2 \alpha_B \quad \text{fótons/s,} \quad (4.27)$$

onde R é o raio da região de interesse.

Tendo então calculado a razão de fótons no contínuo Lyman N_{Ly} , decidimos empregar a compilação das propriedades estelares por Panagia (1973) para derivar o número de estrelas do tipo O ou B em cada disco galáctico observado em rádio contínuo em 1414 MHz. O número total de fótons ionizantes emitidos por essas estrelas que são capazes de balancear o número total de recombinações para níveis excitados dentro do volume ionizado ($4\pi R^3/3$), foi tomado como sendo $Q(H^\circ) = 1.7 \times 10^{49}$ fótons/s para uma estrela “padrão” O6. Assim, o número equivalente estimado de estrelas tipo O6 responsáveis pela intensidade da emissão observada foi calculado a partir das razões:

$$\frac{N_{Ly}^{fino}}{Q(H^\circ)}, \quad \text{para a emissão opticamente fina,}$$

e

$$\frac{N_{Ly}^{espesso}}{Q(H^\circ)}, \quad \text{para a emissão opticamente espessa.}$$

As propriedades astrofísicas descritas nessa seção foram derivadas para as 11 galáxias observadas com o ATNF/ATCA e são listadas na Tabela 4.3 cuja descrição das colunas é como segue:

Col.(1) - Nome da fonte.

Col.(2) - Densidade de elétrons.

Col.(3) - Número de fótons no contínuo L_y para o fluxo rádio medido no regime opticamente fino.

Col.(4) - Número de fótons no contínuo L_y para o fluxo rádio medido no regime opticamente espesso.

Col.(5) - Número equivalente de estrelas O6 para a emissão opticamente fina.

Col.(6) - Número equivalente de estrelas O6 para a emissão opticamente espessa.

Tabela 4.3: Número equivalente estimado de estrelas massivas responsáveis pela rádio emissão observada.

Nome	n_e	N_{Ly}^{fino} $\times 10^{52}$	$N_{Ly}^{espesso}$ $\times 10^{57}$	$N_{Ly}^{fino}/Q(H^\circ)$ $\times 10^4$	$N_{Ly}^{espesso}/Q(H^\circ)$ $\times 10^8$
	cm^{-3}	fótons s^{-1}	fótons s^{-1}	estrelas O6	estrelas O6
NGC1566	8.89	1173	175	70	103
NGC1672	10.25	721	99	40	58
NGC3109	22.88	8	4	0.5	2
NGC4945	19.16	2126	8	125	5
NGC5068	13.57	39	32	2	19
NGC6221	14.52	1148	25	7	14
NGC6684	18.81	81	9	5	5
NGC6744	8.48	150	211	9	124
IC5201	14.79	128	23	7	13
NGC7314	16.17	214	16	12	9
NGC7424	10.11	297	104	17	61

4.3 Resultados e Discussões

As Figuras 4.2 a 4.11 mostram as correlações que descobrimos na análise das quantidades derivadas a partir da linha de HI. Amostras estudadas para fazerem parte de grupos de controle, disponíveis na literatura, selecionadas ainda no estágio preliminar dessa tese e que eu passo a chamar de amostras preliminares, são anexadas aos nossos dados para comparação.

As Figuras 4.2, 4.5 e 4.8 seguem a seguinte simbologia: dados de nossa amostra são plotados como círculos escuros (“●”), amostras de galáxias compactas azuis e galáxias irregulares ricas em gás são plotadas como cruces (“+”) e círculos abertos (“○”), respectivamente, segundo as Tabelas 3 e 4 da amostra de Smoker et al (2000), triângulos abertos (“△”) são galáxias Seyfert mais distantes ($2900 < V_r < 7800 \text{ km s}^{-1}$) observadas por David Blank com o radiotelescópio de Parkes de 64 metros de diâmetro (BLANK 1998) e cedidas à esse trabalho pelo autor. Uma amostra de galáxias com anel circumnuclear de gás, poeira e estrelas, observada com o antigo telescópio de Green Bank de 140 pés por Richter et al. (1994) foi incluída como xizes (“×”). Galáxias Seyfert do hemisfério norte observadas com Arecibo por Mirabel & Wilson (1984) são plotadas como asteriscos (“*”).

A simbologia é repetida em todas essas figuras, mostrando não só a clara correlação entre as quantidades em cada subamostra, mas também uma tendência de subgrupos como um todo.

As correlações nas Figuras 4.2, 4.5 e 4.8 são mostradas com barras de erro nos dados de nossa amostra onde, em alguns casos, se confundem com símbolos de plotagem por serem pequenos. Devido a estabilidade de ganho e calibração da amplitude, as incertezas nos fluxos de HI são muito pequenas e não afetam a interpretação dos resultados.

Os dados coletados por David Blank (BLANK 1999) estão compilados na Tabela 4.4 da presente seção por não se encontrarem disponíveis “on-line” ou por não terem sido divulgados até a presente data.

Nas Figuras 4.3, 4.6 e 4.9, as mesmas correlações são apresentadas com os resultados para as amostras suplementares de galáxias Seyfert, pesquisadas no catálogo HOPCAT/HIPASS e no “survey “ de (HO, FILIPPENKO & SARGENT 1997), juntamente com a amostra de espirais não-Seyfert (HO, FILIPPENKO & SARGENT 1997), anexada como amostra de controle. Em todos esses gráficos, as tendências encontradas para as correlações confirmam os resultados obtidos para as amostras preliminares.

Na Figura 4.3 a massa de HI é plotada como uma função da magnitude na banda

Tabela 4.4: Propriedades globais de HI de galáxias Seyfert selecionadas no IR.

Nome	Tipo	z	$V_{\text{ótica}}$ km s ⁻¹	V_{HI} km s ⁻¹	F_{HI} Jy km s ⁻¹	f	$W(0)$ km s ⁻¹	$W(50)$ km s ⁻¹	D ($''$)	$D(L)$ kpc	i graus
NGC424	1	0.011764	3477	3502	7.9 ± 1.6	1.009	534	467	1.75	35	75
ESO 153-G20	2	0.019737	5931	5931	6.9	1.013	-	-	1.61	54	54
IC1816	1	0.016945	5186	-	< 0.8	-	-	-	1.45	43	34
ESO 116-G018	2	0.018500	5546	-	< 1.0	-	-	-	1.12	35	90
ESO 033-G02	2	0.018100	5426	-	< 1.8	-	-	-	1.05	33	33
ESO 362-G18	1	0.012642	3777	3732	3.0 ± 1.1	1.05	265	242	1.18	25	55
Fairall 265	1	0.029500	8844	8974	0.3 ± 0.2	-	142	79	-	-	-
ESO 18-G09	2	0.017816	5246	5480	7.8	1.004	-	-	0.93	28	29
Mkr 1239	1	0.019927	5816	5790	0.8 ± 0.6	1.001	100	60	0.20	4	26
NGC3393	2	0.012509	3565	3766	12.8 ± 0.8	1.05	262	173	2.34	48	25
1121-281	2	?	4077	-	< 0.8	-	-	-	-	-	-
NGC3783	1	0.009730	3028	2924	10.1 ± 0.6	1.019	218	164	2.11	33	29
NGC4507	1	0.011801	3478	3561	8.4 ± 1.4	1.013	277	253	1.83	35	38
Mrk 1330	1	0.009000	2608	2592	3.5 ± 0.7	1.06	244	198	3.89	55	43
IC3639	2	0.010924	3298	3298	14.3 ± 0.8	1.008	270	174	1.29	23	19
ESO 323-G32	2	0.015998	4850	-	< 1.0	-	-	-	1.49	40	46
ESO 323-G77	2	0.015014	4467	-	< 2.7	-	-	-	1.55	38	57
NGC4968	2	0.009863	2878	2975	2.3 ± 0.6	1.006	198	141	1.81	29	90
MCG -3-34-63	2	0.021328	4917	4871	2.7 ± 0.3	1.017	110	67	1.93	53	83
ESO 383-G018	2	0.012412	3837	3861	2.5 ± 1.0	1.001	326	265	0.76	16	90
MCG -6-30-15	1	0.007749	2338	-	< 0.8	-	-	-	0.98	12	55
1431-326	2	?	7642	-	< 2.0	-	-	-	-	-	-
Fairall 49	2	0.020231	5784	6012	2.1 ± 0.9	-	293	167	-	-	-
Fairall 51	1	0.014178	4077	4260	7.7 ± 1.1	1.009	366	306	1.73	42	62
NGC6860	1	0.014884	4462	4076	0.7 ± 0.3	1.006	130	71	1.37	32	59
Fairall 341	2	0.016094	4700	-	< 1.3	-	-	-	1.21	33	58
IC5063	2	0.011348	3388	3428	37.4 ± 2.3	1.031	779	521	2.14	42	54
NGC7213	1	0.005839	1769	1783	26.9 ± 2.0	1.043	676	354	3.11	32	29
Mkr 915	1	0.024109	7237	7128	3.8 ± 0.6	1.006	193	154	1.02	43	75

B para um total de 1673 galáxias. Essas, são todas as galáxias do catálogo HOPCAT/HIPASS juntamente com todas as galáxias do “survey” de (HO, FILIPPENKO e SARGENT 1997) que foi possível obtermos os fluxos IRAS em 60 e 100 μm a partir da literatura. Essa amostra foi selecionada sem distinção de classificação óptica nuclear ou tipo morfológico. A Figura 4.6 mostra a razão M_{HI}/L_B como uma função da magnitude na banda B para essa amostra de galáxias. Esse gráfico é semelhante àquele publicado por (WARREN, JERJEN & KORIBALSKI 2004) para uma subamostra de 789 galáxias do catálogo HIPASS BGC (Bright Galaxy Catalog).

Nas Figuras 4.4, 4.7 e 4.10 as amostras suplementares de Seyfert e a amostra de controle são plotadas separadamente e são apresentadas as distribuições de magnitude absoluta na banda B, massa de HI e da razão M_{HI}/L_B em relação ao número de galáxias das respectivas amostras. As amostras suplementares de Seyfert reúnem um total de 87 galáxias e a amostra de controle possui 163 galáxias espirais não-Seyfert e todas seguem a mesma correlação.

Na Figura 4.11 apresentamos a correlação que encontramos entre a massa dinâmica e a massa de HI para um total de 263 galáxias espirais extraídas da nossa amostra, das amostras suplementares e da amostra de controle.

Para a análise estatística utilizamos o “software” ORIGIN 7.0, onde obtivemos os ajustes das regressões e a aplicação dos testes estatísticos de significância.

Conclui-se, então, que há correlação linear significativa entre as variáveis para o nível de significância $p > 0.0001$ pelo teste “t” de Student bilateral e rejeita-se a hipótese H_0 de não haver correlação entre as quantidades dispostas nos gráficos (ANDERSON, SWEENEY & WILLIAMS 1994).

4.3.1 A relação HI-propriedades ópticas

Os fluxos e os conteúdos HI aqui apresentados foram obtidos paralelamente aos “surveys” HIPASS (KILBORN et al. 2002; RYAN-WEBER et al. 2002; KORIBALSKI et al. 2004) obtidos com o radiotelescópio de Parkes e que encontram-se hoje disponíveis na literatura. A correlação mostrada na Figura 4.5 foi publicada pela primeira vez por (ADORNES et al. 2004).

O conteúdo de gás neutro para a nossa amostra de 27 galáxias (25 Seyferts) com linha de HI detectada com o ATNF/Mopra foi derivado e encontramos que galáxias Seyfert são

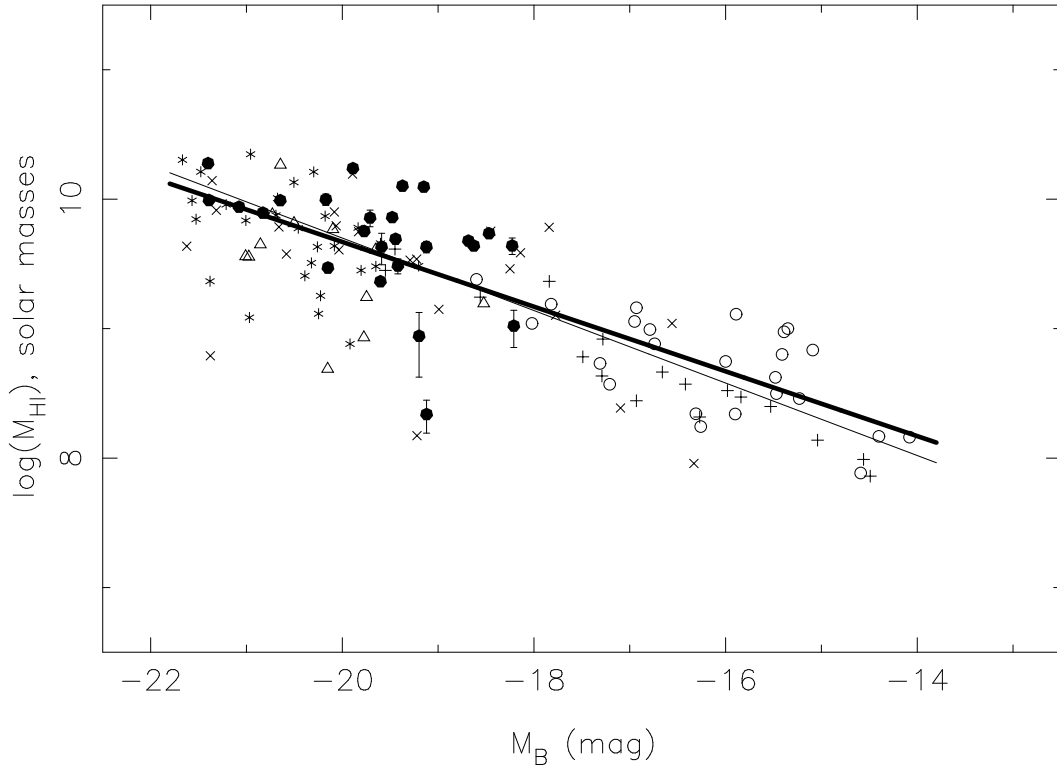


Figura 4.2: Massa de HI em função da magnitude na banda B para a nossa amostra e as amostras preliminares. A linha espessa refere-se ao nosso ajuste e a linha fina ao resultado publicado por Huchtmeier e Richter (1988) para sua amostra de galáxias espirais e irregulares com intervalo similar na massa e magnitude.

objetos ricos em gás com um valor médio da massa de HI de $M_{HI} \sim 7.5 \times 10^9 M_{\odot}$.

A Figura 4.2 mostra a massa de HI como uma função da magnitude absoluta na banda B, M_B , para nossa amostra de galáxias. Aos nossos dados estão anexados os resultados para as amostras de compactas azuis e irregulares (SMOKER et al 2000), para a amostra de galáxias com anel polar (RICHTER et al. 1994) e para as Seyfert das amostras de (BLANK 1999) e (MIRABEL & WILSON 1984), que foram selecionadas preliminarmente para comparação e controle. Essas amostras eu denomino amostras preliminares e a sua identificação é conforme descrito na seção anterior. A linha espessa superposta aos dados pontuais representa o melhor ajuste obtido, com $\log M_{HI} = (4.67 \pm 0.31) - (0.25 \pm 0.02)M_B$, o qual é mais íngreme que a relação encontrada por Huchtmeier e Richter (1988) (linha fina) para uma grande amostra de galáxias espirais e irregulares com intervalo similar na massa e magnitude, e por Richter (RICHTER et al. 1994) para uma amostra de galáxias com anel de gás circungalático de formação estelar em torno do disco principal, usada nesse trabalho para comparação amostral. Nosso ajuste, para as 128 galáxias amostradas nessa figura, tem um coeficiente de correlação de -0.79 com desvio padrão de 0.38.

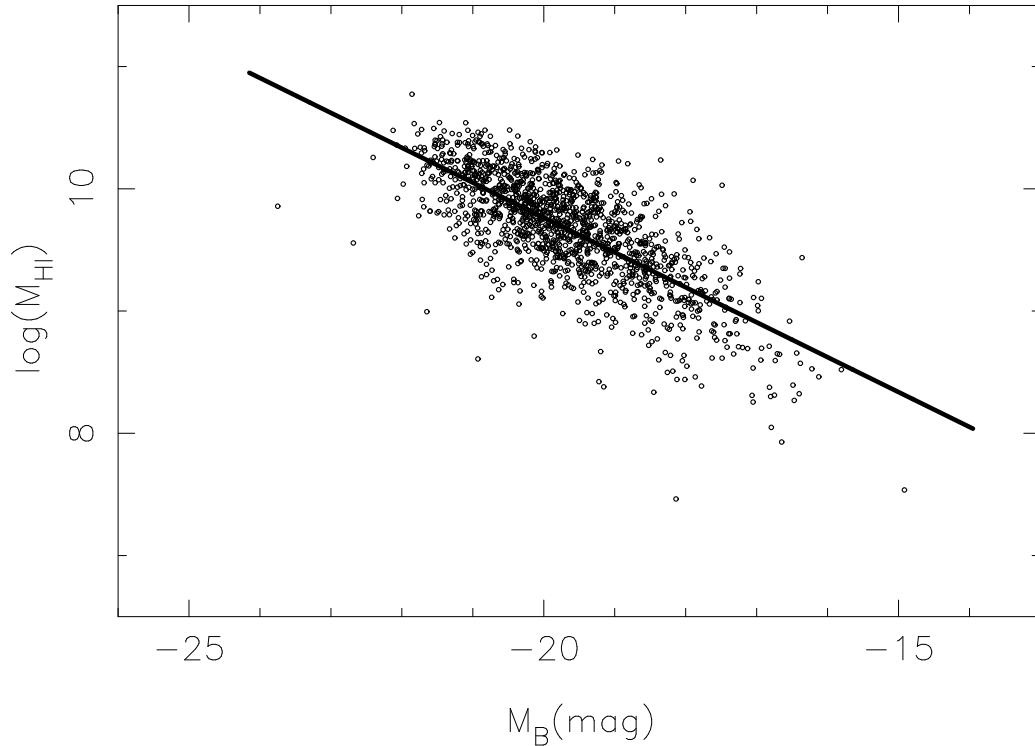


Figura 4.3: Massa de HI em função da magnitude na banda B para a amostra de 1673 galáxias do catálogo HOPCAT/HIPASS e do “survey” de Ho, Filippenko e Sargent (1997).

A Figura 4.3 mostra a massa de HI em função da magnitude na banda B para a amostra de 1673 galáxias do catálogo HOPCAT/HIPASS e do “survey” de Ho, Filippenko e Sargent (1997) que foi possível obtermos os fluxos IRAS em 60 e 100 μm a partir da literatura. O ajuste nesse gráfico é $\log M_{HI} = (4.05 \pm 0.14) - (0.29 \pm 0.01)M_B$, com desvio padrão de 0.2955 e coeficiente de correlação de - 0.74.

Na Figura 4.4, no canto superior direito, a mesma correlação ($M_{HI} - M_B$) é agora apresentada com os resultados para a amostra suplementar de galáxias Seyfert. A tendência do aumento da razão M_{HI}/L_B com o decréscimo da luminosidade é confirmada para essa amostra mais abrangente de galáxias Seyfert. Para esse gráfico o coeficiente de correlação de Pearson é -0.48. Nessa mesma figura, no canto superior esquerdo, é dada a distribuição de massa de HI para essa amostra completa. Também para a amostra de controle (HO, FILIPPENKO & SARGENT 1997), canto inferior direito da Figura 4.4, a correlação se confirma para essa amostra de galáxias que não hospedam um núcleo ativo, conforme observado por vários autores, entre eles (FISHER & TULLY 1975; HUCHTMEIER & RICHTER 1988; STAVELEY-SMITH et al. 1992; SMOKER et al. 2000). A distribuição de massa de HI para essa amostra é dada no canto inferior esquerdo dessa mesma figura.

A Figura 4.5 mostra a razão M_{HI}/L_B como função da magnitude absoluta na banda B para nossa amostra juntamente com as amostras de comparação e controle de (SMOKER

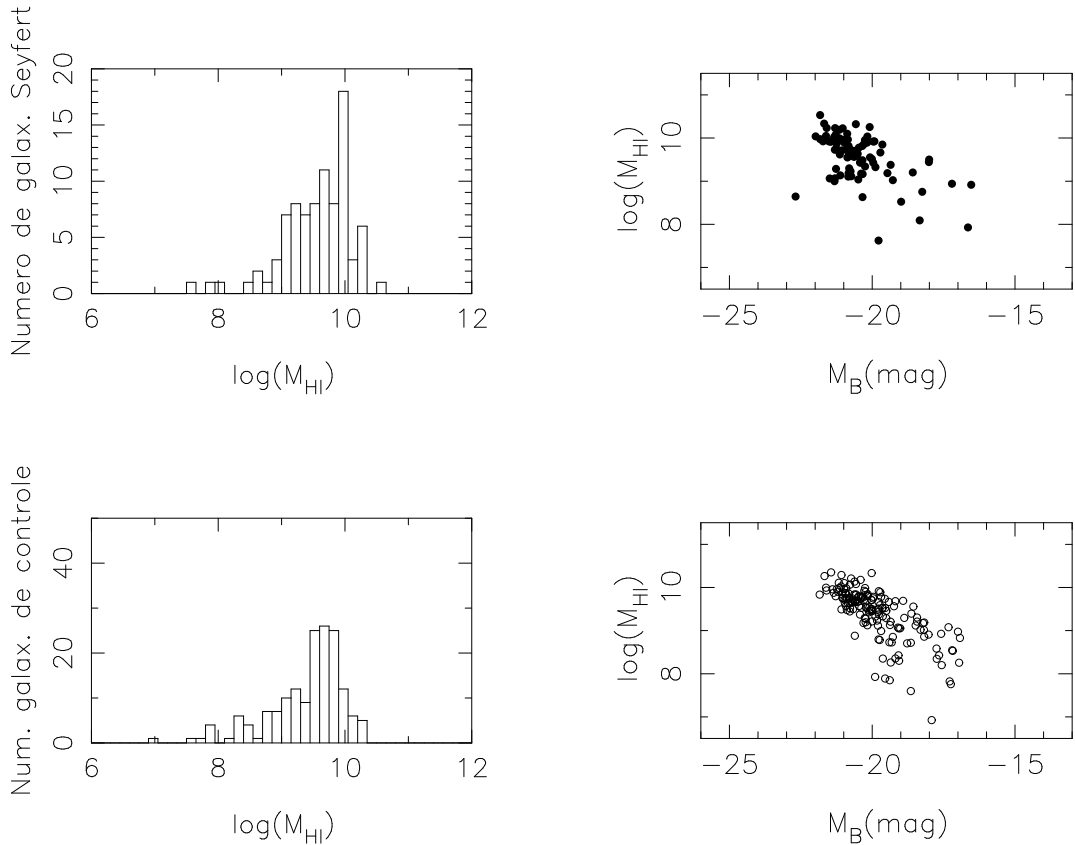


Figura 4.4: A esquerda: distribuição da massa de HI para as 87 galáxias Seyfert das amostras suplementares e para as 163 galáxias espirais da amostra de controle. A direita: a massa de HI é plotada em função da magnitude na banda B para a amostra de Seyfert e para a amostra de controle.

et al 2000; RICHTER et al. 1994; BLANK 1999 e MIRABEL & WILSON 1984). Nesse caso, o melhor ajuste obtido foi $\log M_{HI}/L_B = (2.50 \pm 0.31) + (0.15 \pm 0.02)M_B$ (linha espessa), com desvio padrão de 0.38 e coeficiente de correlação de 0.64, o qual concorda com a declividade do ajuste obtido por Smoker et al. (2000) (linha fina) para sua amostra de galáxias “starbursts” e compactas azuis. Esse gráfico pode ser encontrado em (ADORNES et al. 2004) e é o primeiro resultado referente à galáxias Seyfert que até então não haviam similares para esse tipo de galáxia na literatura. Nesse mesmo ano, resultados similares foram obtidos para uma subamostra de 789 galáxias do catálogo HIPASS, selecionadas sem distinção quanto as características ópticas nucleares e publicados por Warren, Jerjen e Koribalski (2004).

A Figura 4.6 mostra a razão massa de hidrogênio neutro/luminosidade na banda B em função da magnitude absoluta na banda B para a amostra da Figura 4.3. Esse gráfico é semelhante àquele publicado por Warren, Jerjen e Koribalski (2004) para uma subamostra de 789 galáxias do catálogo HIPASS BGC. O ajuste nesse gráfico é $\log M_{HI}/L_B = (1.85 \pm$

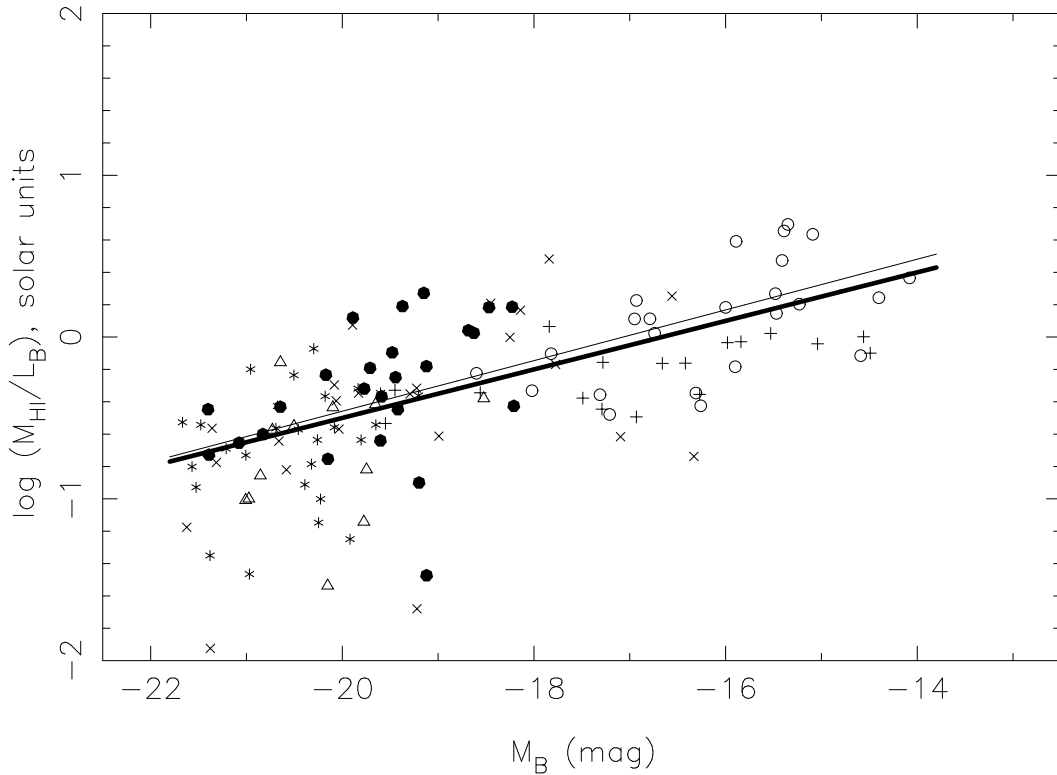


Figura 4.5: Relação entre a razão massa de HI/luminosidade na banda B e a magnitude absoluta na banda B para as amostras da Figura 4.2. A linha espessa corresponde ao nosso ajuste e a linha fina ao resultado publicado por Smoker et al. (2000).

$0.14) + (0.11 \pm 0.01)M_B$, com desvio padrão de 0.29 e coeficiente de correlação de 0.39.

Na Figura 4.7, no canto superior direito, a mesma correlação $M_{HI}/L_B - M_B$ é agora apresentada com os resultados para a amostra suplementar de Seyfert com um coeficiente de correlação de 0.76. Quando comparada com a amostra de controle, no canto inferior direito dessa mesma figura, que são essencialmente galáxias espirais com espectro óptico nuclear HII, não se verifica a clara segregação que se observa em relação a amostra preliminar de compactas azuis de (SMOKER et al. 2000) na Figura 4.5. No canto superior esquerdo dessa mesma figura é dada a distribuição da razão massa de HI-luminosidade na banda B para essa amostra completa. A maior parte, cerca de 67% da amostra, tem $-1 < M_{HI}/L_B < -0.3$.

4.3.2 A relação HI-propriedades no IR

A Figura 4.8 mostra a relação que encontramos entre a massa total de HI e a luminosidade no infravermelho distante para as galáxias de nossa amostra. Novamente são plotadas juntamente as amostras preliminares de comparação, com excessão da amostra

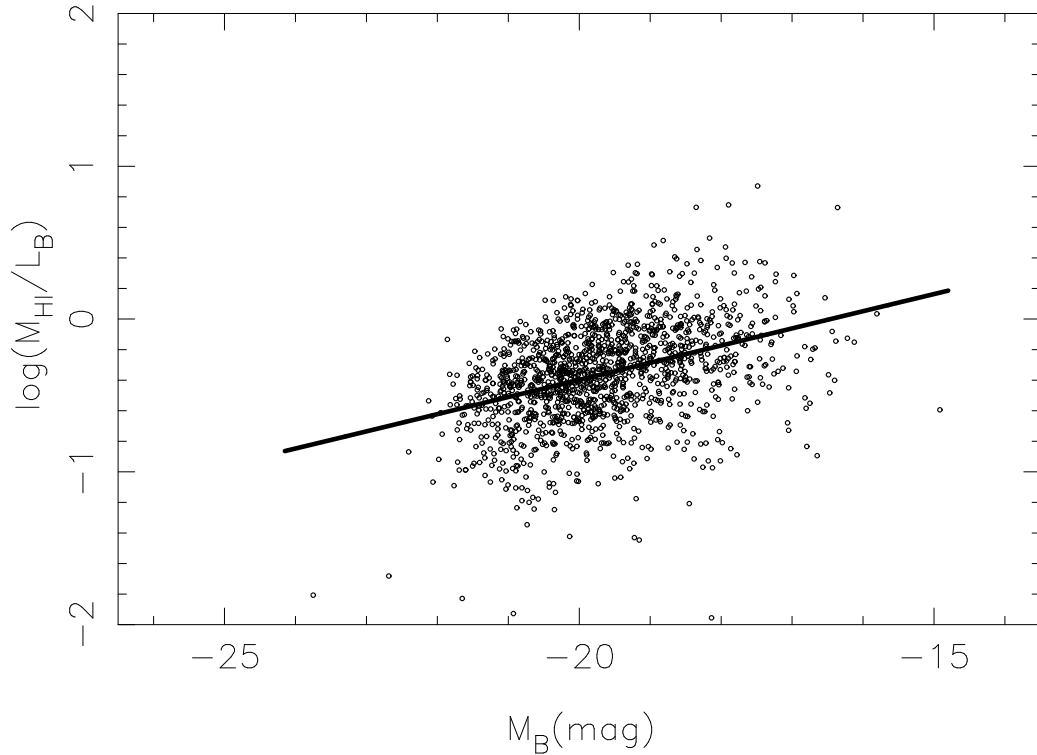


Figura 4.6: Razão massa de hidrogênio neutro/luminosidade na banda B em função da magnitude absoluta na banda B para a amostra da Figura 4.3.

de irregulares de Smoker et al. (2000) por não terem seus fluxos IRAS avaliados. Nosso melhor ajuste mostra que $\log M_{HI} = (4.93 \pm 0.48) + (0.47 \pm 0.05)\log L_{FIR}$, com desvio padrão de 0.48 e coeficiente de correlação de 0.65. Nossos resultados sugerem um cenário em que a formação estelar em galáxias Seyfert é similar àquela encontrada para galáxias “starbursts” próximas e que depende do conteúdo inicial da massa dos progenitores dos discos galácticos na sequência: compactas azuis-galáxias HII-Seyfert, onde a luminosidade total no infravermelho e a massa total de hidrogênio neutro são bem correlacionadas entre si com significância estatística menor que 0.0001.

A Figura 4.9 mostra a relação entre a massa de HI e a luminosidade integrada no infravermelho distante para as amostras da Figura 4.5. O ajuste nesse gráfico é $\log M_{HI} = (4.90 \pm 0.14) + (0.50 \pm 0.01)\log L_{FIR}$, com desvio padrão de 0.3265 e coeficiente de correlação de 0.66.

Na Figura 4.10, no canto superior direito, a mesma correlação $M_{HI} - L_{FIR}$ é agora apresentada com os resultados para a amostra suplementar de galáxias Seyfert. Para esse gráfico o coeficiente de correlação é de 0.66.

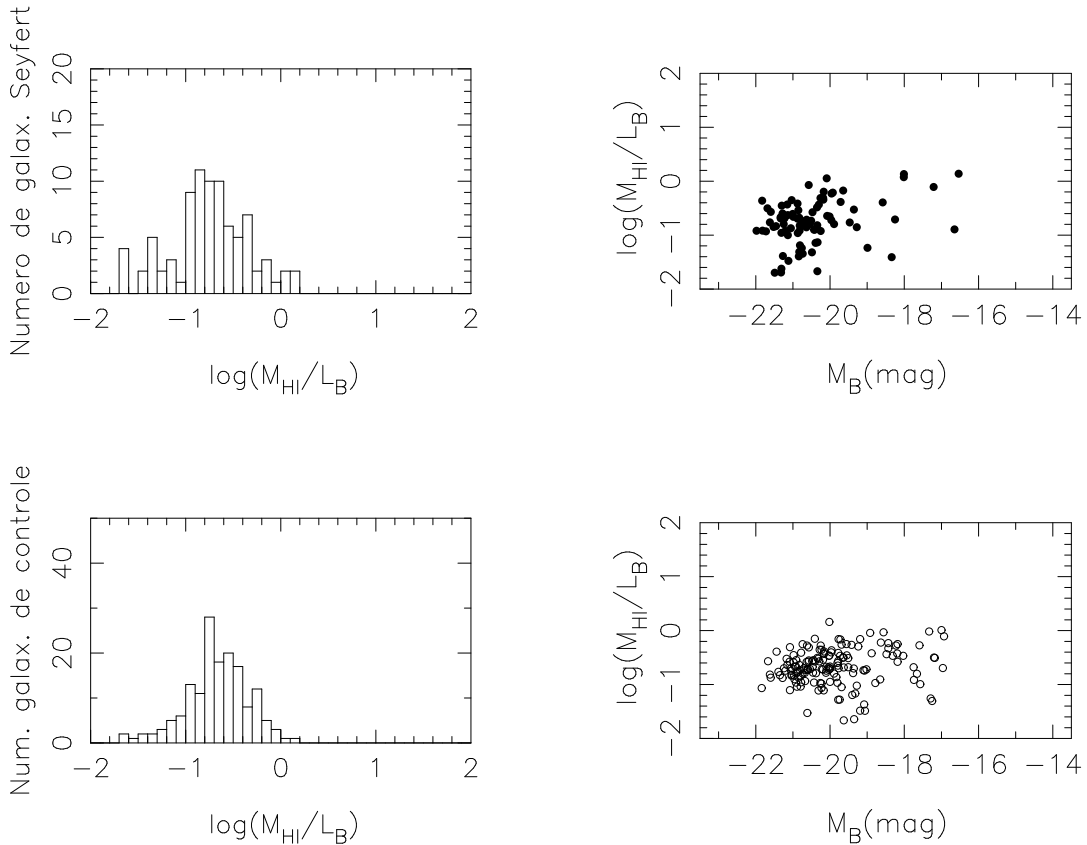


Figura 4.7: A esquerda: distribuição da razão entre a massa de hidrogênio neutro e luminosidade na banda B para as galáxias Seyfert das amostras suplementares e para as galáxias espirais da amostra de controle. A direita: Razão entre a massa do hidrogênio neutro e a luminosidade na banda B plotada em função da magnitude absoluta na banda B para a amostra de seyfert e para a amostra de controle.

4.3.3 Campos magnéticos nucleares

Nossos dados do contínuo rádio de 11 das 27 galáxias observadas espectroscopicamente permitiram estimar as intensidades dos campos magnéticos das regiões nucleares dessas galáxias. Isso foi possível uma vez que nossas imagens do contínuo fornecem os 0.1 - 1.2 kpc a partir do centro da imagem óptica dentro da largura do feixe do telescópio. Nossas imagens rádio se referem à região central das galáxias representando, aproximadamente, $< 10\%$ da imagem óptica. Apesar disso, não é possível isolar a componente disco da componente nuclear uma vez que imagens de HI são limitadas pela sensibilidade e resolução angular do instrumento de observação, devido ao baixo brilho superficial de HI com a temperatura média na linha de visada sendo da ordem de 10^2 K. Assim, com um dado ganho do telescópio (~ 30 K mJ $^{-1}$ para uma resolução de 15 minutos de arco) e sensibilidade típica de 1 mJ beam $^{-1}$ por canal, é difícil obter imagens da emissão de HI

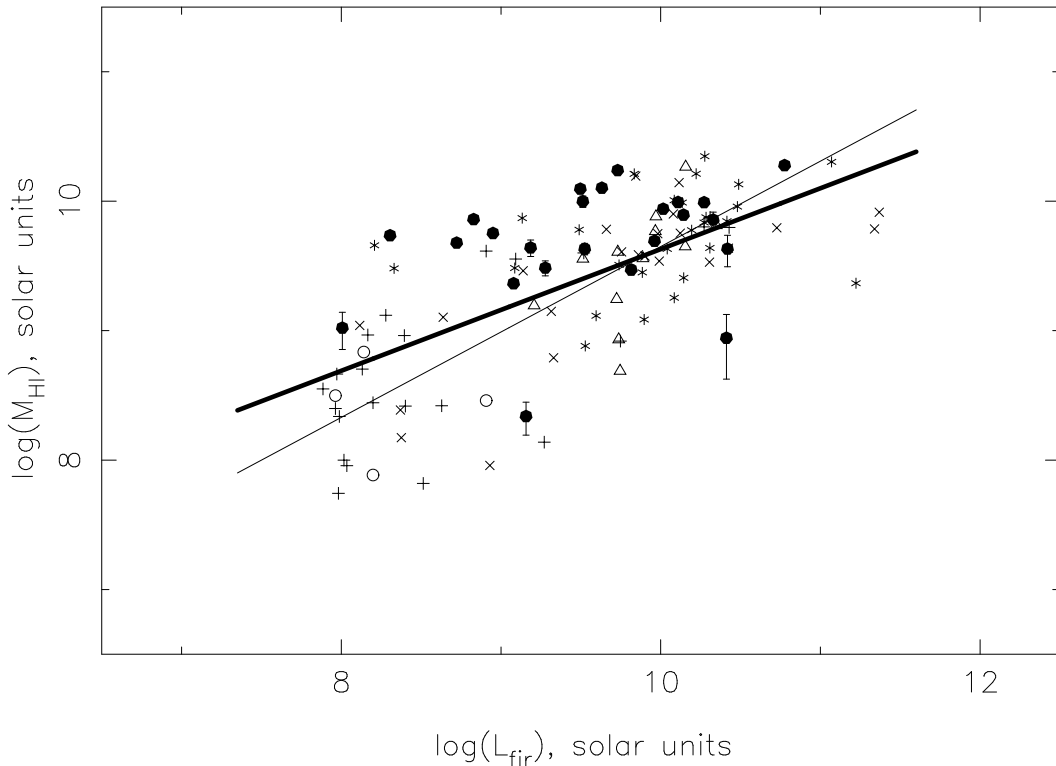


Figura 4.8: Massa do hidrogênio neutro em função da luminosidade integrada no infravermelho distante para as amostras da Figura 4.2. A linha espessa corresponde ao nosso ajuste e a linha fina ao resultado publicado por Smoker et al. (2000).

com uma resolução melhor que ~ 10 segundos de arco. Isso significa que nossas medidas da emissão contínua podem estar contaminadas pela emissão do disco o que leva à medidas superestimadas das intensidades dos campos magnéticos nessas regiões. A fim de contornar esse problema nossas medidas das intensidades dos campos magnéticos serão consideradas limites superiores.

Assumindo condições mínimas de energia para as partículas e campos, nós encontramos intensidades de campos magnéticos nucleares no intervalo $\sim 20 - 80 \mu\text{G}$. Tais valores são mais altos que aqueles obtidos para o meio interestelar galáctico ($\sim 2 - 4 \mu\text{G}$, ZWEIBEL & HEILES 1997), para a componente disco de galáxias espirais próximas ($\sim 5 - 10 \mu\text{G}$, SOFUE et al. 1986; HUMMEL et al. 1988a), inferiores aos campos magnéticos estimados para núcleos moleculares galácticos densos ($\sim 100 \mu\text{G}$, MYERS & GOODMAN 1988) e cerca da ordem dos campos magnéticos estimados para galáxias “starbursts” anãs ($\sim 11 - 33 \mu\text{G}$, DEEG et al. 1993). As densidades de energia magnética total U_{mag} também foram calculadas e são cerca de 10^2 vezes mais altas que àquela esperada para os bojos de galáxias normais (HUMMEL et al. 1988a).

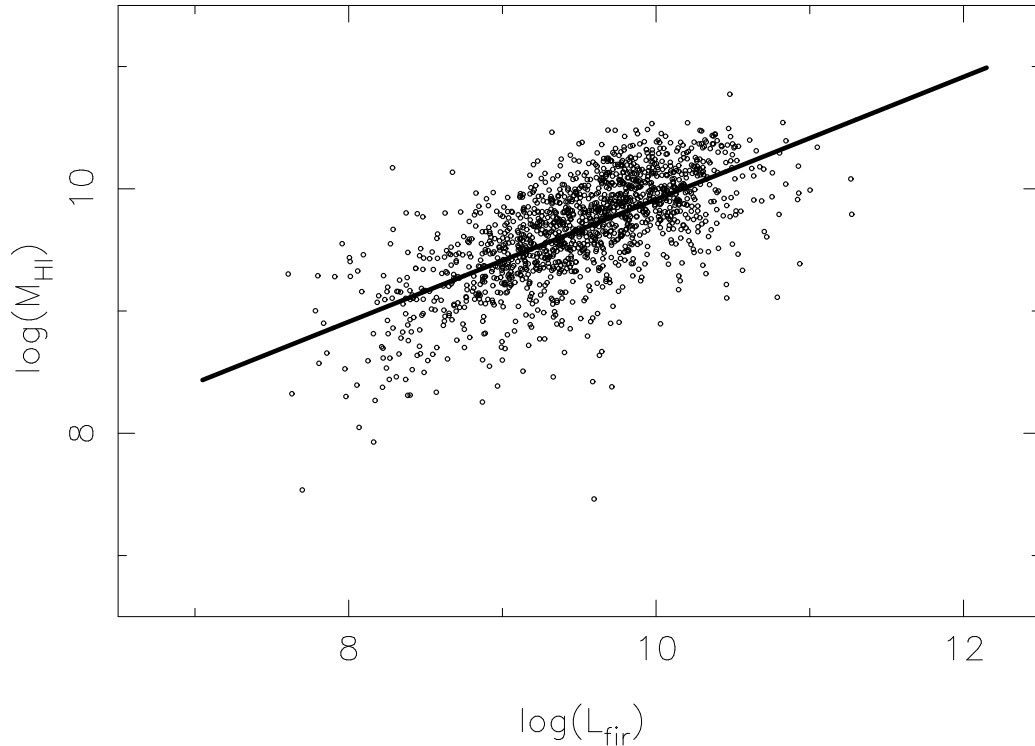


Figura 4.9: Massa do hidrogênio neutro em função da luminosidade integrada no infravermelho distante (40-120 μm) para a amostra da Figura 4.3.

4.3.4 A correlação L_{FIR} -contínuo rádio

Além das propriedades físicas discutidas acima, também a atividade de formação estelar foi investigada a partir da análise das propriedades no infravermelho das galáxias de nossa amostra. Modelos de formação estelar sugerem que a emissão circumnuclear pode ser explicada pela formação de estrelas massivas e as taxas de formação estelar foram calculadas, os valores obtidos variam desde valores normais de discos galácticos ($\sim 0.03 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) até valores extremamente altos ($\sim 6.0 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). De acordo com os resultados apresentados na Tabela 4.2, pelo menos três galáxias, NGC1672, NGC4945 e NGC6221, requerem taxas de formação estelar muito altas ($\text{SFR} > 2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) para explicar a luminosidade rádio nuclear observada, enquanto que as demais galáxias têm valores mais modestos para SFRs massivas. Como um critério de comparação, nós escolhemos o valor da SFR determinada para M82 ($\text{SFR} \sim 2.2 M_{\odot} \text{ anos}^{-1}$), a partir de observações com o VLA (CONDON 1992), como um caso de alta taxa de formação estelar.

4.3.5 A correlação L_{FIR} - potência rádio nuclear

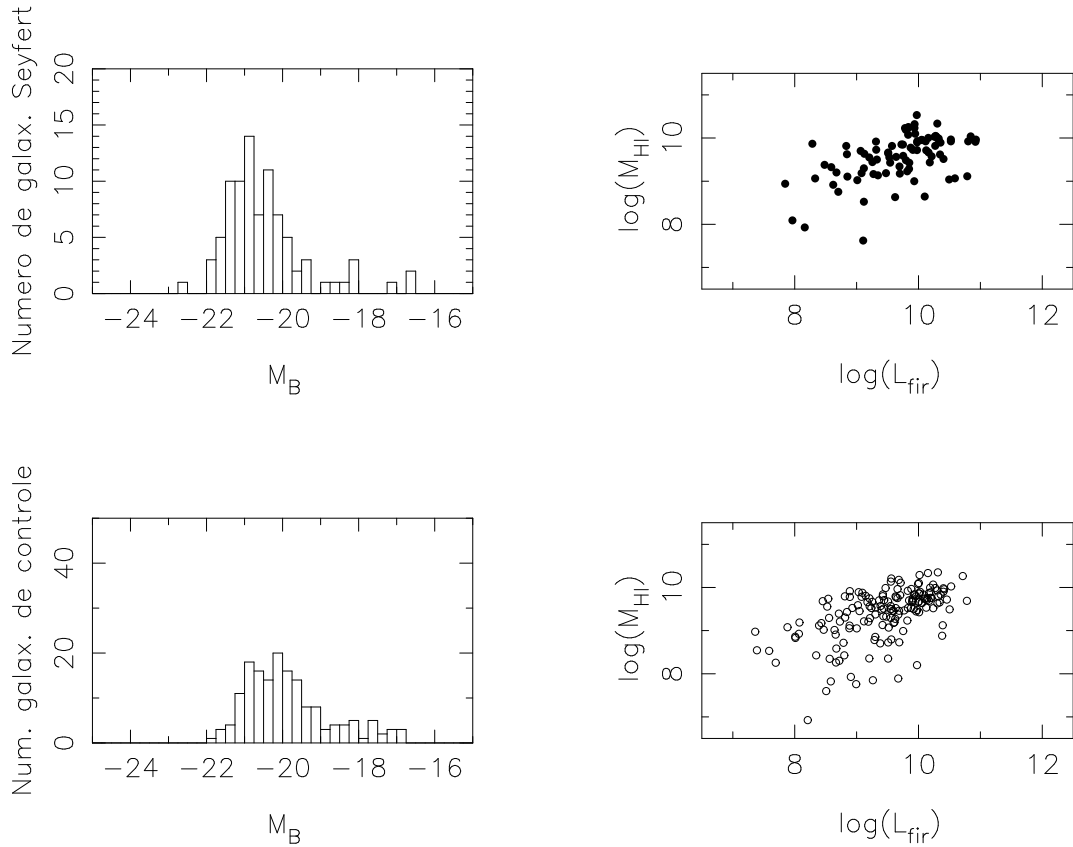


Figura 4.10: A esquerda: distribuição da magnitude na banda B para as galáxias Seyfert das amostras suplementares e para as galáxias espirais da amostra de controle. A direita: relação entre a massa do hidrogênio neutro e a luminosidade integrada no infravermelho distante (40-120 μm) para a amostra de Seyfert e para a amostra de controle.

Uma correlação entre a potência rádio nuclear e a luminosidade no infravermelho para a nossa amostra do contínuo foi obtida e é similar àquela encontrada para galáxias normais por diversos autores. Essa correlação é mostrada na Figura 5.1 e o resultado será discutido na seção 5.1.2 do próximo capítulo.

4.3.6 HI e a massa dinâmica

A partir da largura da linha de HI, e com base no modelo de disco para as galáxias espirais, foi possível estimar a massa dinâmica para as galáxias espirais de nossa amostra, para todas as galáxias da amostra suplementar e para todas as galáxias da amostra de controle. A massa e o momento angular são propriedades fundamentais de galáxias e fatores importantes na determinação da taxa de formação estelar. A fim de comparar a massa dinâmica com as respectivas massas de HI e buscar por alguma relação com a

formação estelar ocorrendo nessas galáxias, a massa dinâmica total, dentro de um raio máximo de ~ 1.2 kpc, foi derivada usando a relação kepleriana:

$$M_{din} = \frac{D}{G} \Theta v_{HI}^2, \quad (4.28)$$

onde M_{din} é dada em massas solares, D é a distância da galáxia medida a partir do “redshift” de HI em Mpc, G é a constante gravitacional ($G = 6.67 \times 10^{-11} Nm^2/kg^2$), $\Theta = \sqrt{a_{HI}^2 + b_{HI}^2}$ é a dimensão projetada da fonte em rad e v_{HI} é a dispersão em velocidade medida diretamente na linha de HI a 20% do pico em $m s^{-1}$. Ou, ainda

$$M_{din} = 2.33 \times 10^2 D \Theta v_{HI}^2. \quad (4.29)$$

Os valores de M_{din} e dos demais parâmetros para a nossa amostra de galáxias espirais são apresentados na Tabela 4.5, onde excluimos as galáxias irregulares onde as eq.(4.28) e (4.29) não podem ser aplicadas.

Na Figura 4.11 apresentamos a correlação que encontramos entre a massa dinâmica e a massa de HI para um total de 263 galáxias espirais, extraídas da nossa amostra, das amostras suplementares e da amostra de controle. De acordo com a Figura 4.11, para um intervalo similar na massa de HI, galáxias Seyfert apresentam uma razão M_{HI}/M_{din} menor em relação a amostra de controle. Os valores da massa dinâmica para a amostra de Seyfert estão entre $2.5 \times 10^8 M_{\odot}$ e $7.9 \times 10^{12} M_{\odot}$, com um valor médio de $3.7 \times 10^{11} M_{\odot}$. A galáxia de menor massa dinâmica nessa amostra de Seyfert é a HIPASSJ0423-56 e a de maior massa dinâmica é a NGC 1365. Os valores da massa dinâmica para a amostra de controle estão entre $1.9 \times 10^7 M_{\odot}$ e $1.2 \times 10^{10} M_{\odot}$, com um valor médio de $1.1 \times 10^9 M_{\odot}$. A galáxia de menor massa dinâmica nessa amostra de controle é a NGC 5474 e a de maior massa dinâmica é a NGC 772. O coeficiente de correlação para a amostra de galáxias Seyfert é de 0.4 e para a amostra de controle é de 0.5.

Para esse gráfico, o melhor ajuste é $\log M_{HI} = (7.47 \pm 0.29) + (0.21 \pm 0.03) \log M_{din}$, com um desvio padrão de 0.54 e um coeficiente de correlação de 0.4

Tabela 4.5: Parâmetros para o cálculo da massa dinâmica.

Name	Tipo	Θ 10^{-3} rad	$v_{HI}(20)$ km/s	M_{din} $10^{10}M_{\odot}$
NGC289	SAB(rs)bc	4.54	323	269.2
NGC1097	SB(r)b	0.69	404	53.7
NGC1313	SB(s)d	8.31	333	128.8
NGC1365	SB(s)d	9.31	438	871.0
NGC1566	SAB(rs)bc	7.71	217	186.2
NGC1672	SB(r)bc	6.25	286	251.2
NGC1808	SAB(s)b	5.51	343	173.8
NGC2997	SA(s)c	8.15	282	229.1
NGC3109	SB(s)m	14.15	131	37.2
NGC3621	SA(s)d	10.33	291	213.8
NGC4700	SB(s)c	2.23	171	26.9
NGC4945	SB(s)cd	14.81	366	316.2
NGC5068	SB(s)d	6.96	118	30.9
NGC5236	SAB(s)c	12.57	285	208.9
NGC5643	SAB(rs)c	4.43	203	74.1
NGC6221	SB(s)bc	3.13	351	162.2
NGC6300	SB(rs)b	3.93	322	97.7
NGC6684	SB(r)0	3.13	396	141.3
IC5201	SB(s)cd	6.80	205	85.1
NGC7314	SAB(rs)bc	3.68	317	162.2
NGC7424	SAB(rs)cd	9.08	174	91.2

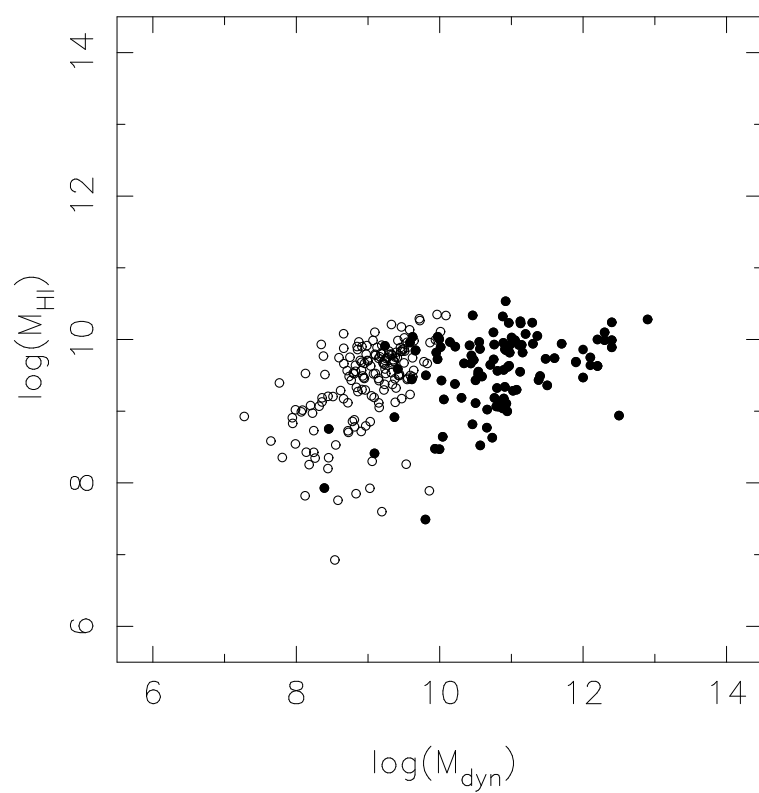


Figura 4.11: Relação entre a massa de HI e a massa dinâmica para galáxias Seyfert e espirais normais. Nesse gráfico a amostra de Seyfert está representada pelos círculos escuros e a amostra de controle pelos círculos claros.

Capítulo 5

Discussão e Conclusões

5.1 Considerações Finais

Apresentaremos abaixo as discussões e as principais conclusões desta tese, obtidas a partir dos resultados apresentados no capítulo anterior.

5.1.1 Sobre as correlações M_{HI}/L_B e M_{HI}/L_{FIR}

Nossos resultados mostram que a razão massa de HI-luminosidade na banda B aumenta com o decréscimo da luminosidade, com um coeficiente de correlação de Pearson de -0.48. Essa tendência do aumento da razão M_{HI}/L_B com o decréscimo da luminosidade tem sido observada por vários autores que investigaram o hidrogênio neutro em emissão em galáxias de diferentes tipos morfológicos (SMOKER et al. 2000), (FISHER & TULLY 1975), (HUCHTMEIER & RICHTER 1988), (GORDON & GOTTESMAN 1981, THUAN & MARTIN 1981 e STAVELEY-SMITH et al. 1992).

É interessante notar que a razão M_{HI}/L_B é independente da distância da galáxia e, portanto, as tendências nessa quantidade destacariam propriedades das condições físicas intrínsecas de galáxias individuais. Se o aumento da massa de HI com o decréscimo da luminosidade na banda B continua sendo observado para objetos muito fracos no óptico, isso poderia significar que algumas galáxias, apesar de pouco luminosas, poderiam conter reservatórios de hidrogênio neutro capazes de abastecer a formação estelar. Esse aumento da razão M_{HI}/L_B com o decréscimo da luminosidade tem sido interpretado por alguns autores, entre eles Hoffman et al. (1992) e Smoker et al. (2000), como consequência de uma queda na eficiência da produção de estrelas azuis massivas, em comparação com a população de estrelas vermelhas de massa intermediária. Além disso, nossos dados

sustentam a idéia que a atividade de formação estelar nos discos de galáxias Seyfert é mais intensa que àquela observada em galáxias ricas em gás e anãs azuis, visto que aí parece haver um limite na magnitude $M_B \sim -18$ dividindo galáxias “starbursts” e galáxias Seyfert. De fato, nossos dados mostram que as galáxias mais brilhantes que esse limite tendem a ser Seyfert com maior conteúdo de hidrogênio neutro, ou seja, $M_{HI} > 10^9 M_\odot$, e com razões M_{HI}/L_B mais baixas que para outros objetos. Isso sugere que galáxias Seyfert com baixa densidade colunar de HI podem apresentar baixa razão de formação estelar, como destacado por Smoker et al. (2000) e Staveley-Smith et al. (1992).

A história da formação estelar também prevê que em uma dada época parte do gás neutro é convertido em estrelas. A emissão no infravermelho é certamente devido à reirradiação térmica pela poeira interestelar que é aquecida por regiões HII e regiões HII gigantes e pela população estelar. Devereux & Young (1991) discutiram essa possibilidade em uma análise da luminosidade no infravermelho de uma grande população de galáxias espirais normais e observaram uma tendência da luminosidade no infravermelho L_{FIR} e luminosidade $H\alpha$ em mostrarem uma estreita correlação.

Quando comparadas com a amostra preliminar de compactas azuis, Fig.4.8, as galáxias Seyfert de nossa amostra mostram uma correlação entre L_{FIR} e o conteúdo de hidrogênio neutro que dá suporte adicional à idéia que galáxias Seyfert têm sofrido formação estelar mais intensa que galáxias anãs. Vale a pena mencionar que os tipos morfológicos se sobrepõe nessa correlação, significando que para uma dada M_{HI} , galáxias “startbursts” e Seyfert podem ter luminosidades similares no infravermelho e na banda B.

5.1.2 Sobre a correlação L_{FIR} -contínuo rádio

Como mostrado na Figura 5.1, nossas galáxias seguem, aproximadamente, a correlação encontrada, por exemplo, por Devereux & Eales (1989) e Sadler et al. (2000) para uma amostra de galáxias espirais de baixa luminosidade. Aqui, os fluxos rádio são mais altos que aqueles encontrados para galáxias normais, pelos referidos autores, sugerindo um fenômeno de emissão mais complexo que aquele de galáxias normais. Isso pode ser interpretado como um possível mecanismo para explicar a tendência observada na correlação L_{FIR} -contínuo rádio se considerarmos que a poeira interestelar é aquecida pela mesma população de estrelas que está sendo formada nas regiões HII nucleares. Portanto, a luminosidade FIR observada é, quase certamente, radiação térmica a partir da poeira nas cercanias do núcleo ativo, enquanto que a luminosidade em 21-cm é devido a emissão

síncrotron a partir de partículas relativísticas aceleradas nos campos magnéticos nucleares pelos remanescentes de supernovas (HARWIT & PACINI 1975) ou pela atividade do buraco negro a partir de regiões em escalas de sub-parsec nas vizinhanças do núcleo ativo (ALONSO-HERRERO et al. 2002).

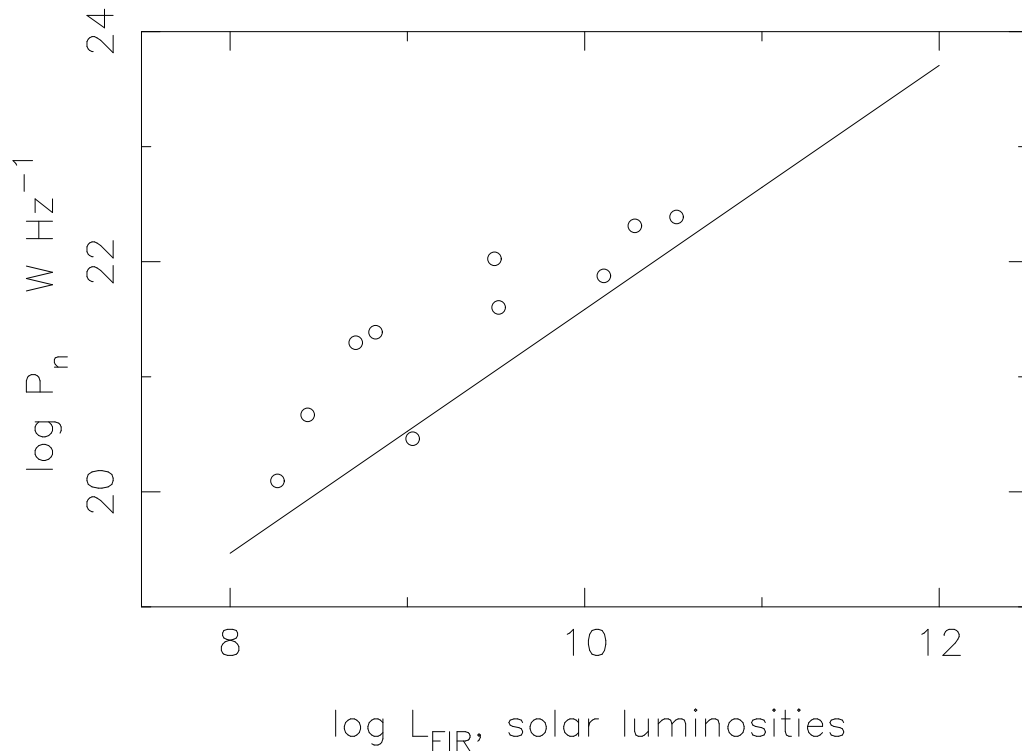


Figura 5.1: Luminosidade FIR em função da potência rádio no contínuo em 1380 MHz para a amostra de galáxias Seyfert observada com o ATCA. O ajuste da correlação de Devereux & Eales (1989) para uma amostra de galáxias espirais brilhantes no óptico em 1,5 GHz é plotado aqui para comparação.

Além disso, a Figura 5.1 mostra que os dados da correlação entre a potência rádio nuclear e a luminosidade FIR para os objetos de nossa amostra concordam com aqueles obtidos para discos de galáxias normais e irregulares (WUNDERLICH et al. 1987). Quando comparados com os resultados obtidos por Devereux & Eales (1989) e Sadler et al. (2000) (a comparação é feita usando na nossa correlação o mesmo ajuste usado por esses autores) para uma amostra de galáxias espirais brilhantes no óptico e espirais “early-type” de baixa luminosidade, vemos que os nossos dados mostram alguma dispersão na correlação. Dispersão semelhante foi obtida por Roy et al. (1998) e Thean et al. (2001) em relação a uma amostra de galáxias Seyfert cujos núcleos não são vistos em rádio frequência. Segundo esses autores, galáxias Seyfert com núcleos rádio vistos com VLBI seguem um “slope” diferente para a correlação FIR-rádio em relação àquelas galáxias cujos núcleos não são vistos; e que, por sua vez, seguem a correlação obtida para

os discos de galáxias normais, porém com uma maior dispersão. Portanto, a origem da dispersão nos nossos dados pode, entre outras possibilidades, ser atribuída a um possível efeito de projeção dos discos galácticos que ocultaria parcial ou totalmente um núcleo rádio compacto. Entretanto, medidas de projeção não são possíveis com a resolução empregada nas presentes observações.

Os objetos de nossa amostra não fazem parte das análises de Roy et al. (1998) e a correlação encontrada por nós não discorda das suas conclusões. É evidente, a partir dessa tendência, exceto talvez para NGC5068 e NGC1566, que nossa amostra contém um número de galáxias Seyfert com excesso em rádio, as quais podem ser galáxias com acentuada formação estelar nuclear ou galáxias Seyfert no estágio inicial da evolução nuclear.

5.1.3 Sobre a correlação M_{din}/M_{HI}

Alguns autores, entre eles Sakamoto et al. (1999) e Hinz & Rieke (2006), têm estudado a relação entre a massa dinâmica e a massa do disco de gás molecular nuclear nos kpc mais centrais de galáxias espirais próximas e luminosas no infravermelho. De acordo com os resultados de Sakamoto et al. (1999), a razão M_{din}/M_{HI} parece ser maior para galáxias com classificação espectral HII que para galáxias contendo AGNs. Nossos resultados mostram uma correlação de 0.4 (coeficiente de correlação de Pearson) entre a massa dinâmica e o conteúdo HI de galáxias Seyfert, o que permite dizer que há necessidade de aprofundar os estudos numéricos e computacionais para amostras com um número mais expressivo de galáxias.

Capítulo 6

Sumário e Perspectivas

6.1 Sumário dos Resultados

Foram realizadas observações rádio de uma amostra de 272 galáxias próximas, do hemisfério sul $z \sim 0.018$ na frequência de 1.4 GHz no contínuo e espectroscopia. Usando o telescópio do ATNF/Mopra, nós obtivemos os espectros de emissão do HI para 28 das 272 galáxias e derivamos suas propriedades espectrais. A massa de HI foi calculada e as relações existentes entre o conteúdo total de HI e as propriedades nucleares obtidas nas bandas de observação do óptico e infravermelho foram investigadas.

Com o ATNF/ATCA nós observamos a emissão no contínuo rádio em 21-cm de 11 das 28 galáxias. A emissão rádio não-térmica, ou síncrotron, proveniente das fontes é o resultado da aceleração de partículas relativísticas pelos campos magnéticos interestelares. Os dados rádio foram interpretados usando um modelo simples de formação estelar em galáxias espirais.

Uma comparação com amostras de “surveys” de HI publicados mostra claramente, e pela primeira vez, que as magnitudes e as luminosidades na banda B e as luminosidades no infravermelho distante correlacionam bem com o conteúdo total de hidrogênio neutro. Isso sugere que as diferenças observadas entre galáxias Seyfert, galáxias “starbursts” e compactas azuis podem ser explicadas pela formação estelar, a qual é independente do conteúdo de gás total disponível em cada galáxia individual durante sua história passada. De fato, a galáxia “starburst” mais forte e a Seyfert mais fraca parecem se sobrepôr nas propriedades ópticas globais quando essas têm conteúdo total de HI similares. Como quase toda a nossa amostra consiste de galáxias isoladas, nós propomos que as diferenças observadas entre esses objetos podem estar relacionadas à massa de gás neutro inicial,

associado com a protogaláxia, e que as correlações que nós encontramos podem ser vistas como pistas da origem do fenômeno Seyfert. Entretanto, imagens óticas CCD e técnicas de síntese interferométrica do hidrogênio neutro da presente amostra são necessárias para que propriedades adicionais e interpretações possam ser obtidas. Esse esforço futuro possibilitará isolar as contribuições do disco e do núcleo galáctico ativo, o que não é possível atualmente a partir dos dados avaliados obtidos sem interferometria rádio.

Densidades de fluxo e luminosidade rádio foram obtidas para as regiões nucleares dentro de ~ 0.1 a 1.2 kpc a partir do centro da imagem ótica. Nossos resultados, a partir da emissão no contínuo, sugerem que a formação estelar é o mecanismo principal capaz de explicar a emissão rádio e infravermelha observadas nas regiões centrais dessas galáxias. Os dados da potência rádio nuclear das galáxias da amostra correlacionam bem com a luminosidade no infravermelho distante. Os altos valores derivados da potência, em relação àqueles observados para galáxias normais, indica que a formação de estrelas massivas é intensa nas regiões nucleares desses objetos. Emissão estendida foi detectada em dois casos: NGC6221 e NGC6744, fornecendo evidências para barras densas com formação de estrelas massivas.

Aplicando um modelo simples de formação estelar, nós calculamos as taxas de formação estelar para os objetos individuais. Como resultado, obtivemos valores bastante variados dessas taxas; desde valores equivalentes à taxas de formação estelar nos discos de galáxias normais ($\sim 0.03 M_{\odot} \text{ anos}^{-1}$), até valores tão altos quanto $\sim 6 M_{\odot} \text{ anos}^{-1}$. Formação de estrelas massivas com taxas de formação estelar excessivamente alta pode explicar a emissão no contínuo rádio nuclear observado para três galáxias, NGC1672, NGC4945 e NGC6221. Essas, também mostram as temperaturas de brilho mais altas.

Os campos magnéticos de equipartição nucleares foram medidos e suas intensidades compreendem o intervalo entre ~ 20 e $80 \mu G$. Esse valores são cerca de 15 vezes mais altos que aqueles encontrados em discos de galáxias espirais normais. Entretanto, esses são apenas limites superiores, visto que aqui a componente disco não é separada da componente nuclear

6.2 Futuros Trabalhos

A grande utilidade das linhas de CO em galáxias próximas é a determinação empírica do conteúdo molecular em regiões de formação estelar recente e nas regiões nucleares de galáxias espirais, onde a abundância molecular é alta.

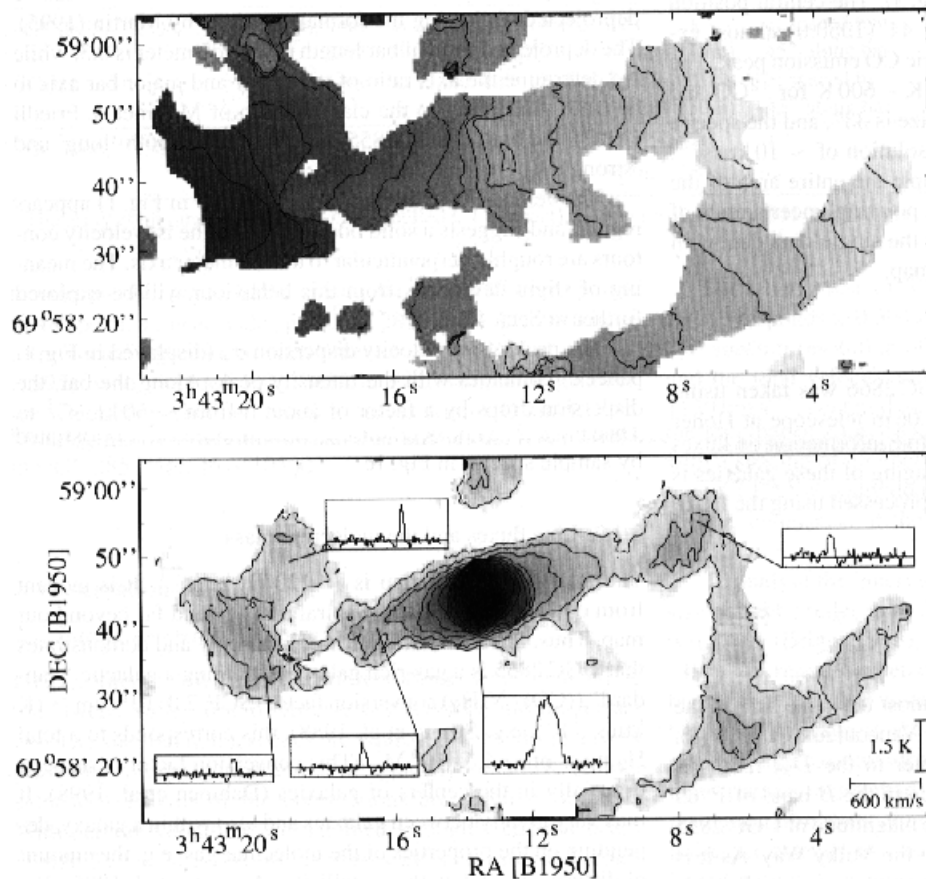


Figura 6.1: Imagem BIMA na transição CO $J = 1 - 0$ da barra da galáxia UGC2855. Na figura superior são mostradas as curvas de velocidade e na figura inferior a distribuição de temperatura no pico da linha de CO.

Uma imagem tomográfica da linha de microondas de CO de uma galáxia espiral barrada UGC2855 do hemisfério norte com BIMA (HÜCHTMEIER, AALTO e WALL, 1999) é mostrada na Figura 5.2. A barra não só é vista com detalhes, mas a dinâmica do gás ao redor do núcleo (campo de velocidades) pode ser estudada pelo efeito Doppler diferencial e (em baixo), a quantidade de massa molecular e abundâncias moleculares podem ser medidas pelos espectros tomados ao longo da imagem e ser visualizados em escala cinzenta. Um objetivo interessante pode ser observar as regiões circunucleares buscando evidências diretas de acreção do gás pela máquina central em radioastronomia milimétrica e sub-milimétrica. Além disso, a densidade colunar de HI + HII e a abundância de CO podem ser obtidas a partir desses espectros propiciando um estudo detalhado da dinâmica de galáxias Seyfert. As primeiras observações para este projeto já foram feitas com o arranjo interferométrico BIMA em Hat Creek, situado no Parque Nacional de Lassen, ao norte da Califórnia. Um turno de observações foi concedido em 24, 25 e 26 de junho de 1999, onde

observações das linhas espectrais do tripleto da molécula de HCN^+ e SiO foram feitas com o arranjo em configuração “D” para máxima sensibilidade. Naquela oportunidade obtivemos detecções positivas e informações do sistema para propor um novo projeto para observações durante o mês de agosto de 2008, não só para aumentar a amostra de Seyfert, mas também separar candidatas para futuros estudos.

Observações rádio das moléculas de HCN , HCN^+ e SiO são importantes para diagnosticar a dinâmica de formação estelar, já que estas moléculas são boas indicadoras de choques hidrodinâmicos do gás interestelar em galáxias com intensa formação estelar. Uma metodologia adequada consistiria em “Atacama Pathfinder Experiment” APEX na banda contínua de $1200 \mu\text{m}$ para obtenção de imagens das nuvens de poeira da barra central de galáxias Seyfert próximas, bem como o espectro integrado de HCN , HCN^+ e SiO em várias posições na região nuclear a fim de se produzir imagens tomográficas das barras estelares internas e o gás circunstelar. Estes dados combinados possibilitarão um estudo detalhado da dinâmica e conteúdo gasoso em diversas escalas de distância ao longo do corpo central de cada galáxia, especialmente após o radiointerferômetro ALMA entrar em operação em 2012.

Referências Bibliográficas

- [1] Adornes, A. G., Bohrer-Adornes, R., Lüdke, E., Storch-Bergmann, T., 2004, *HI Observations of Nearby Southern Seyfert Galaxies with the ATNF/Mopra Radiotelescope*. The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, Proc. IAU Symposium, N° 222, L. C. Ho & H. R. Schmitt, eds.
- [2] Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Scoville, N. Z., 2002, *AJ*, 124, 166.
- [3] Anderson, D. R., Sweeney, D. J. & Williams, T. A., 1994, *Introduction to Statistics Concepts and Applications*, (3rd ed.), St. Paul, MN: West Publishing, NY, p. 500-567
- [4] Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S., 1985, *ApJ*, 297, 621
- [5] Antonucci, R. R. J., 1993, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 31, 473
- [6] Appleton, P. N. & Fadda, D. T., 2004, *ApJS*, 154, 147
- [7] Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Jimenez, R., Friaça, A. C. S., McLure, R. J., Hughes, D. H., 2002, *MNRAS*, 336, 353
- [8] Balkowski, C., Bottinelli, L., Gougenheim, L., Heidmann, J., 1973, *A&A*, 23, 139
- [9] Barnes, J. E. & Hernquist, L. E., 1991, *ApJ*, 370L, 65
- [10] Barnes, J. E. & Hernquist, L. E., 1992, *ARA&A*, 30,705
- [11] Barnes, J. E. & Hernquist, L. E., 1992, *Nature*, 360, 715
- [12] Barnes, J. E. & Hernquist, L. E., 1996, *ApJ*, 471, 115
- [13] Begelman, M. C., Blandford, R. D., Rees, M. J., 1984, *Reviews of Modern Physics*, 56, 255
- [14] Blandford, R. D. & McKee, C. F., 1982, *ApJ*, 255, 419

- [15] Blank, D. L., 1999, Ph.D. Thesis, Univ. Sydney, New South Wales
- [16] Bohrer-Adornes, R., Adornes, A. G. R., Lüdke, E., Storchi-Bergmann, T., 2006, A&A, submetido
- [17] Bohrer-Adornes, R., Lüdke, E., 2004, *VLA and ATCA Observations of the Nuclear Activity in Selected Southern Seyfert Galaxies*. The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, Proc. IAU Symposium, N° 222, L. C. Ho & H. R. Schmitt, eds.
- [18] Bohrer-Adornes, R., Lüdke, E., *HI Studies of Southern Seyfert Galaxies: Challenges for Further VLBI Investigations*. Future Directions in High Resolution Astronomy: The 10th Anniversary of the VLBA, ASP Conference Proceedings, Vol. 340. Edited by J. Romney and M. Reid. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005, p. 229
- [19] Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., de Vaucouleurs, G., 1981b, A&AS, 44, 217
- [20] Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., de Vaucouleurs, G., 1982, A&A, 113, 61
- [21] Bower, G., Wilson, A. S., Morse, J. A., Gelderman, R., Whittle, M., Mulchaey, J., 1995, ApJ, 454, 106
- [22] Brandt, W. K., Halfern, J. O. & Iwosawa, K., 1996, MNRAS, 281, 687
- [23] Bransford, M. A., Appleton, P. N., Heisler, C. A., Norris, R. P., Marston, A. P., 1997, ApJ, 497, 133
- [24] Buta, R., 1986, ApJSS, 61, 609
- [25] Carlstrom, J. E. & Kronberg, P. P., 1991, ApJ, 366, 422
- [26] Combes, F. & Gerin, M., 1985, A&A, 150, 327
- [27] Condon, J. J., Huang, Z. P., Yin, Q. F., Thuan, T. X., 1991c, ApJ., 378, 65
- [28] Condon, J. J., 1992, ARA&A, 30, 575
- [29] Cunningham, M. R., & Whiteoak, J. B., 2005, MNRAS, 364, 37

- [30] Curran, S. J., 1998, Ph.D. Thesis, Onsala space Observatory, Chalmers University of Technology, Onsala, Sweden.
- [31] Curran, S. J., Aalto, S., Booth, R. S., 2000, *A&ASS*, 141, 193
- [32] Curran, S. J., Johansson, L. E. B., Bergman, P., Heikkilä, A., Aalto, S., 2001, *A&A*, 367, 457
- [33] Cutri, R. & MacAlary, C. W., 1985, *Astrophys. J.*, 296, 90
- [34] De Jong, T., Klein, U., Wielebinski, R., Wunderlich, E., 1985, *Astr. Ap.*, 147, L6
- [35] de Vaucouleurs, G., Peters, W. L., Corwin, H. G. Jr., 1977, *ApJ*, 211, 319
- [36] Deeg, H. J., Brinks, E., Duric, N., Klein, U., Skillman, E., 1993, *ApJ*, 410, 626.
- [37] Devereux, N. A., Eales, S. A., 1989, *ApJ*, 340, 708
- [38] Devereux, N. A., Young, J. S., 1991, *IAUS*, 146, 232
- [39] Dickey, J. M. & Salpeter, E. E., 1984, *ApJ*, 284, 461
- [40] Dopita, M. A. & Sutherland, R. S., 1995, *ApJ*, 455, 468
- [41] Dopita, M. A., Heisler, C., Lumsden, S., Bailey, J., 1998, *ApJ*, 498, 570
- [42] Doyle, M. T., Drinkwater, M. J., Rohde, D. J., et al., 2005, *MNRAS*, 361, 34.
- [43] Elmegreen, B. G., 1994, *ApJ*, 425, L73
- [44] Fabian, A. C., 1999, *MNRAS*, 308L, 39
- [45] Falcke, H., Lehás, J., Barvainis, R., Nagar, N. M., Wilson, A. S., 2001, *ASPC*, 224, 265
- [46] Ferland, G. J. & Netzer, H., 1983, *ApJ*, 264, 105
- [47] Ferrarese, L., & Merritt, D., 2000, *ApJ*, 539L, 9
- [48] Field, G. B. 1958, *Proc. IRE*, 46, 240.
- [49] Field, G. B. 1959, *ApJ*, 129, 525
- [50] Fisher, J. R., Tully, R. B., 1975, *A&A*, 44, 151
- [51] Forbes, D. A. & Norris, R. P., 1998, *MNRAS*, 300, 757

- [52] Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1992, *Accretion Power Astrrophysisc*. Cambridge University Press, Cambridge
- [53] García-Barreto, J. A., Aceves, H., Kuhn, O., et al., 1999, *MxAA*, 35, 173
- [54] Gavazzi, G., Cocito, A., Vettolani, G., 1986, *ApJ(Letters)*, 305, 15
- [55] Gordon, D., Gottesman, S. T., 1981, *AJ*, 86, 161
- [56] Haardt, F., Fossati, G., Gandi, P., Celotti, A., Pian, E., Ghisellini, G., Malizia, A., Maraschi, L., Paciesas, W., Raiteri, C. M., 1998, *A&A*, 340, 35
- [57] Harwit, M., Pacini, F., 1975, *ApJ Lett.*, 200, 127
- [58] Heisler, C.A., Lumsden, S. L., Bailey, J. A., 1997, *Nature*, 385, 700
- [59] Helou, G., Soifer, B. T., Rowan-Robinson, M., 1985, *ApJ(Leeters)*, 298, 7
- [60] Hernquist, L., 1989, *Nature*, 340, 687
- [61] Hinz, J. L. & Rieke, G. H., 2006, *arXiv:astro-ph/0604286 v1*
- [62] Hjellming, R. M. & Newell, R. T., 1983, *ApJ*, 275, 704
- [63] Ho, L. C., 1999, *ASSL*, 234, 157
- [64] Ho, L. C., Filippenko, A. V., Sargent, W. L. W., Peng, C. Y., 1997, *ApJSS*, 112, 391
- [65] Hoernes, P., Berkhuijsen, E. M., Xu, C., 1998, *A&A*, 334, 57
- [66] Hoffman, G. L., LU, N. Y., Salpeter, E. E., 1992, *AJ*, 104, 2086
- [67] Högbom, J. A., 1974, *A&AS*, 15, 417
- [68] Huchtmeier, W. K., Richter, O. -G., 1988, *A&A*, 203, 237
- [69] Hummel, E., 1990, *ASSL*, 160, 141
- [70] Hummel, E., Lesch, H., Wielebinski, R., Schlickeiser, R., 1988a, *A&A*, 197: L29
- [71] Hummel, E., 1990. in *Windows on Galaxies*, ed. G. Fabbiano, J. S.
- [72] Hummer, D. G. & Storey, P. J., 1987, *MNRAS*, 224, 801
- [73] Hüttemeister, S., Aalto, S., Wall, W. F., 1999, *A&A*, 346, 45

- [74] Jorsäter, S., 1984, PhD thesis, Stockholm University
- [75] Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., et al., 2000, MNRAS, 312, 698
- [76] Kennicutt, Jr. R., Keel, R. C., van der Hulst, J. M., Hummel E., Roettiger K. E., 1987, AJ, 93, 1011
- [77] Kennicutt, Jr. R., 1989, ApJ, 344, 685.
- [78] Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W., 1974, ApJ, 192, 581K
- [79] Kilborn, V. A., Webster, R. L., Staveley-Smith, L., et al., 2002, AJ, 124, 690
- [80] King, A., 2003, ApJ, 594, 758
- [81] Kinney, A. L., Huggins, P. J., Bregman, J. N., Glassgold, A. E., 1985, ApJ, 291, 128
- [82] Klein, U., 1988, Habilitation Thesis, Univ. Bonn.
- [83] Koribalski, B., Dickey, J. M., Mebold, U., 1993, ApJ, 402, L41
- [84] Koribalski, B., Staveley-Smith, L., Kilborn, V. A., et al., 2004, AL, 128, 16
- [85] Korista, K. T., Ferland, G. J., 1989, ApJ, 343, 678
- [86] Kormendy, J., 1979, ApJ, 227, 714
- [87] Koski, A. T., 1978, ApJ, 223, 56
- [88] Krolik, J. H. & Belgeman, M. C., 1988, ApJ, 329, 702
- [89] Larson, R. B. & Tinsley, B. M., 1978, ApJ, 219, 46
- [90] Larson, R. B., 1994, in Schlosman I., eds., *Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 489
- [91] Lindblad, P. O. & Jörsäter, S., 1987, European Regional Astronomy Meeting of the IAU, Vol. 4, 4, 289
- [92] Lindblad, P. A., Lindblad, P. O., Athanassoula, E., 1996, ApJ, 313, 65
- [93] Lister, M. L. & Homan, D. C., 2005, AJ, 130, 1389

- [94] Longair, M. S., 1994, in *High Energy Astrophysics*, Vol.2: Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium
- [95] Lonsdale, C. J., Persson, S. E., Matthews, K., 1984, ApJ, 287, 95
- [96] Maia, M. A. G., Machado, R. S. & Willmer, C. N. A., 2003, AJ, 126, 1750
- [97] Maiolino, R. & Rieke, G. H., 1995, ApJ, 454, 95
- [98] Maiolino, R., Risaliti, G., Salvati, M., 1999, A&A, 341, L35
- [99] Mazzei, J. M. & Balzano, V. A., 1986, ApJS, 62, 751
- [100] Mezger, P. G. & Henderson, A. P., 1967, ApJ, 147, 471
- [101] Mihalas, D., Binney, J., 1981 in *Galactic Astronomy - Structure and Kinematics*, 2^a ed., W. H. Freeman and Company, San Francisco.
- [102] Miller, G. E. & Scalo, J. M., 1979, ApJS, 41, 513
- [103] Miller, J. S. & Goodrich, B. F., 1987, Bull. American Astron. Soc., 19, 695
- [104] Miller, J. S., Goodrich, R. W., Mathews, W. G., 1991, ApJ, 378, 47
- [105] Mirabel, I. F. & Wilson, A. S., 1984, ApJ, 277, 92
- [106] Morganti, R., Oosterloo, T., Tadhunter, C. N., et al., 1999, A&AS, 140, 355
- [107] Mulchaey, J. S., Regan, M. W., 1997, ApJ, 482, 135
- [108] Mulchaey, J. S., Wilson, A. S. & Tsvetanov, Z., 1996, ApJS, 102, 309
- [109] Mulchaey, J. S., Wilson, A. S. & Tsvetanov, Z., 1996, ApJ, 467, 197
- [110] Myers, P. C. & Goodmen, A. A., 1988, ApJ, 326L, 27
- [111] Niklas, S., Klein, U., Wielebinski, R., 1997, A&A, 322, 19
- [112] Norman, C. A., 1988, in Pudritz R. E., Fich M., eds, *Galactic and Extragalactic Star Formation*. Kluwer, Dordrecht, p. 495
- [113] Norris, R. P., Allen, D. A. & Roche, P. F., 1988, MNRAS, 234, 773
- [114] Onken, C. A. & Peterson, B. M., 2002, ApJ, 572, 746

- [115] Osterbrock, D. E., 1974, in *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, (San Francisco: Freeman)
- [116] Osterbrock, D. E., 1978, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 75, 540
- [117] Osterbrock, D. E., 1981, *ApJ*, 249, 462
- [118] Osterbrock, D. E., 1991, *Rep. Prog. Phys.*, 54, 579
- [119] Osterbrock, D. E., 1993, *ApJ*, 404, 551
- [120] Pacholczyk, A. G., 1977, *Radio Galaxies: Radiation transfer, dynamics, stability and evolution of a synchrotron plasmon*. International Series in natural philosophy, Vol. 89, p. 301
- [121] Padovani, et al, 1990, *Astrophys. J.* 353, 438
- [122] Panagia, N., 1973, *AJ*, 78, 929
- [123] Parker, E. N., 1966, *ApJ*, 145, 811
- [124] Pearson, T. J. & Readhead, A. C. S., 1984, *ARA&A*, 22, 97
- [125] Peterson, B. M., 1993, *PASP*, 105, 247
- [126] Pogge, R. W., 1989, *ApJS*, 71, 433.
- [127] Rees, M. J., 1984, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 22, 471
- [128] Rice, W., Lonsdale, C. J., Soifer, B. T., et al., 1988, *ApJS*, 68, 91
- [129] Richter, O. -G. & Huchtmeier, W. K., 1984, *A&A*, 171, 33
- [130] Richter, O. -G., Sackett, P. D. & Sparke, L. S., 1994, *AJ*, 107, 99
- [131] Rigopoulou, D., Papadakis, I., Lawrence, A., Ward M., 1997, *A&A*, 327, 493
- [132] Roberts, M. S., 1978, *AJ*, 83, 1026
- [133] Robson, I., 1996, in *Active Galactic Nuclei*. eds. John Wiley & Sons, Chichester
- [134] Roos, N., 1985, *ApJ*, 294, 479
- [135] Roy, A. L., Norris, R. P., Kesteven, M. J., Troup, E. R., Reynolds, J. E., 1994, *ApJ*, 432, 496

- [136] Roy, A. L., Norris, R. P., Kesteven, M. J., Troup, E. R., Reynolds, J. E., 1998, MNRAS, 301, 1019
- [137] Roy, A. L., Wrobel, J. M., Wilson, A. S., et al., 2001, IAUS, 205, 70
- [138] Ryan-Weber, E., Koribalski, B. S., Staveley-Smith, L., et al., 2002, AJ, 124, 1954
- [139] Sadler, E. M., Oosterloo, T. A., Morganti, R., Karakas, A., 2000, AJ, 119, 1180
- [140] Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., Scoville, N. Z., 1999, ApJ, 525, 691
- [141] Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., Scoville, N. Z., 1998, Bull. American Astron. Soc., 192, 6609
- [142] Salpeter, E. E., 1964, ApJ, 140, 796
- [143] Sandage, A. & Tamman, G. A., 1987, A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies, Carnegie Institute of Washinton, Publ. 635, Second Ed.
- [144] Scheffler & Elsässer, 1982, Physics of the galaxy and Interstellar Matter. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Eds. M. O. Harwit, R. Kippenhahn & J. P. Zahn
- [145] Shlosman, I., Frank, J., Belgeman, M. C., 1989, Nature, 338, 45
- [146] Shlosman, I. & Noguchi, M., 1993, ApJ, 414, 474
- [147] Shuder, J. M., 1981, ApJ, 244, 12S
- [148] Silk, J. & Rees, M. J., 1998, A&A, 331, L1
- [149] Simkin, S. M., Su, H. J., Schwarz, M. P., 1980, ApJ, 237, 404
- [150] Smoker, J. V., Davies, R. D., Axon, D. J., Hummel, E., 2000, A&A, 361, 19
- [151] Sofue, Y., Fujimoto, M., Wielebinski, R., 1986, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 24, 459
- [152] Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., 1992, ApJ, 387, L55
- [153] Soltan, A., 2000, MNRAS, 115, 1982
- [154] Sopp, H. M. & Alexander, P., 1991, MNRAS, 251, 14
- [155] Spitzer, L. Jr., 1978. in *Physical Processes in the Interstellar Medium*. New York: John Wiley and Sons

- [156] Stasinska, G., 1984, A&A, 135, 341
- [157] Staveley-Smith, L., Davies, R. D., Kinman, T. D., 1992, MNRAS, 258, 334
- [158] Stil, J. M. & Israel, F. P., 2002, A&A, 389, 29
- [159] Stil, J. M. & Israel, F. P., 2002, A&A, 389, 42
- [160] Storchi-Bergmann, T. & Bonatto, C. J., 1991, MNRAS, 250, 138
- [161] Storchi-Bergmann, T., Wilson, A. S., Baldwin, J. A., 1992, ApJ, 396, 45
- [162] Storchi-Bergmann, T., Wilson, A. S., Baldwin, J. A., 1996, ApJ, 460, 252
- [163] Tarchi, A., Neininger, N., Greve, A., Klein, U., Garrington, S. T., Muxlow, T. W. B., Pedlar, A., Glendenning B. E., 2000, A&A, 358, 95.
- [164] Thuan, T. X. & Martin, G. E., 1981, ApJ, 247, 823
- [165] Tully, R. B. & Fisher, J. R., 1977b, A&A, 54, 661
- [166] Turner, J. L., Ho, P.T.P., Beck, S. C., 1998, AJ, 116, 1212
- [167] Ulvestad, J. M., Roy, A. L., Wilson, A. S., Falcke, H., Krichbaum, T. P., 1999, ApJ, 517L, 81
- [168] Ulvestad, J. M. & Ho, L. C., 2001, ApJ, 562, L133
- [169] van der Kruit, P. C., 1971, A&A, 15, 110
- [170] van der Kruit, P. C., 1973, A&A, 29, 263
- [171] van Vleck, J. H. & Middleton, D., 1966, Proc. IEEE, 54, 2
- [172] Véron-Cetty, M. P. & Véron, P., 1987, cqan.book, A Catalogue of quasar and active nuclei.
- [173] Véron-Cetty, M. P. & Véron, P., 1991, cqan.book, A Catalogue of quasar and active nuclei.
- [174] Verschuur, G. L. & Kellermann, K. L., eds., *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Second Ed.
- [175] Wada, K. & Habe, A., 1995, MNRAS, 277, 433

- [176] Waddington, I., Windhorst, R., Cohen, S., Partridge, R. B., 1999, ApJ, 526, L77
- [177] Walterbos, R. A. M. & Schwering, P. B. W., 1987, A&A, 180, 27
- [178] Warren, B. E., Jerjen, H. & Koribalski, B. S., 2004, AJ, 128, 1152
- [179] Webber, W. R., 1991. See Duric & Crane 1991, pp. 37-42
- [180] Wills, K. A., Pedlar, A., Muxlow, T. W. B., 1998, MNRAS, 298, 347
- [181] Wilson, A. S. & Ulvestad, J. S., 1987, ApJ, 319, 105
- [182] Wilson, A. S., 1991, in *Physics of Active Galactic Nuclei*, eds. W. J. Duschl & S. J. Wagnes (Heidelberg: Springer-Verlag) 307
- [183] Wilson, A. S., 1992, in *Physics of Active Galactic Nuclei*, eds. W. J. Duschl & S. J. Wagner (Heidelberg: Springer-Verlag), 307.
- [184] Wilson, A. S., Braatz, J. A., Heckman, T. M., Krolik J. H., Miley, G., 1993, ApJ, 419, L61
- [185] Wunderlich, E., Klein, U., Wilebinski, R., 1987, A&A, 69, 487.
- [186] Zel'Dovich, Y. B. & Novikov, I. D., 1964, Sov. Phys. Dokl., 158, 811
- [187] Zweibel, E. G. & Heiles, C., 1997, Natur, 385, 131.