

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo Morfológico e Dinâmico de NGC
5427: Estruturas Circum-Nuclear e em
Grande Escala***

Jose A. H. Jiménez

Dissertação realizada sob orientação do Dr.
Horacio A. Dottori e apresentada ao Instituto
de Física da UFRGS em preenchimento par-
cial dos requisitos para a obtenção do título
de Mestre em Física.

Porto Alegre

Setembro, 2010

*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Para os meus pais:

Martha e José.

Agradecimentos

É um prazer agradecer a todas as pessoas que de alguma forma ou outra me ajudaram ao longo de todo este tempo do mestrado, que tem tornado minha estadia no Brasil muito boa tanto no lado pessoal quanto acadêmico, onde tenho aprendido muito. Assim, nas seguintes linhas quero fazer um sincero reconhecimento àqueles que contribuíram de inúmeras formas neste trabalho:

- Quero agradecer em primeiro lugar ao meu orientador, Professor Horacio Dottori, que gentilmente aceitou dirigir meu trabalho. Em especial agradeço pela sua paciência e seus ensinamentos. Suas críticas e conselhos foram determinante na realização do trabalho.
- Ao David que tem sido um grande amigo aqui no Brasil, em especial por paciente e gentilmente ter ajudado com as correções e revisões da dissertação, além das ajudas na parte dos códigos.
- Quero agradecer ao João e sua esposa, Lorena, e seus pais, que são como uma segunda família aqui no Brasil. Nos primeiros meses me acolheram na sua casa e me brindaram todas ajudas possíveis, muito obrigado!
- Ao Professor Nelson Vera e sua família, pela bom conselho de vir para o Brasil e toda sua ajuda neste tempo.
- Aos vários amigos que ajudaram a tornar minha estadia no Brasil muita boa, em particular Rodrigo, Guilherme Ferrari, Tibério, Guilherme Couto, Dinalva, Eduardo, muitos outros que não citei, mas que foram igualmente importantes. Quero agradecer em especial pela dicas (computacionais) e conselhos que me pouparam muito tempo e otimizaram meus códigos a Guilherme Ferrari, Ramiro, Eduardo, Rodrigo, Daniel, Tibério, Rogemar e Rogério. Aos meus colegas da sala M204, sempre foi um bom ambiente de trabalho e com bons motivos para risadas, em especial, a Ana Cláudia, Marcia, João, Jumar, Pablo, Sílvio, Dario, Daniel e Fabiano.
- Aos colegas e Professores do departamento de Astronomia, um grupo extraordinário de pessoas que me acolheu e me fez sentir em casa.
- Aos funcionários do Instituto de Física, que me ajudaram em todos os tramites burocráticos.

- Ao estado Brasileiro, pela oportunidade de estudar em uma universidade de alto nível como a UFRGS e todo o suporte financeiro durante o mestrado. Brasil é minha segunda pátria, obrigado Brasil!
- Por último, o agradecimento mais especial, aos meus pais Martha e José, que me deram todo o suporte, carinho, compressão e amor durante todo esse tempo, jamais concluiria sem a ajuda deles. Estamos longe, mas perto de coração, os amo!.

Jose A. H. Jiménez

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Setembro 2010

Resumo

Usando imagens do arquivo do Hubble Space Telescope, do New Technology Telescope e do telescópio de 0,9 m do Cerro Tololo Inter-American Observatory, foi feito um estudo morfológico e dinâmico da galáxia NGC 5427. Através da transformada de Fourier bidimensional foi determinado um ângulo de inclinação de $34^\circ \pm 2^\circ$ e um ângulo de posição de $58^\circ \pm 2^\circ$. Esta galáxia apresenta um sistema de braços espirais interno ou circum-nuclear que estende-se até $\sim 1,2$ kpc e um outro externo ou *grand design*, que estende-se até a borda do disco. As espirais externa e interna apresentam um modo $m = 2$ predominante. A espiral externa sofre uma forte modulação da componente $m = 1$ na sua periferia provavelmente devido à interação com NGC 5426. Foi demonstrado que os padrões internos e externos estão desacoplados nesta galáxia. O padrão *grand design* tem uma velocidade angular de $18,5 \pm 3,7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ e um raio de corotação de $7,3 \pm 0,9$ kpc, enquanto que o padrão circum-nuclear tem uma velocidade angular de $88,6 \pm 5,5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ e um raio de corotação de $1,05 \pm 0,15$ kpc. Em uma aproximação linear para os aglomerados localizados no braço Leste da espiral circum-nuclear foi calculado uma média do tempo do gatilho de formação estelar de 11,9 Myr com um desvio padrão de 4,2 Myr. A partir da forma da espiral e de uma distribuição de massa na equação de dispersão da onda de densidade, pudemos estabelecer um critério independente para o cálculo do raio de corotação.

Abstract

Using images from the database of the Hubble Space Telescope, the New Technology Telescope and the 0.9 m telescope of the Cerro Tololo Inter-American Observatory, we studied the dynamics and morphology of the galaxy NGC 5427. Through the bidimensional Fourier transform an inclination angle of $34^\circ \pm 2^\circ$ and a position angle of $58^\circ \pm 2^\circ$ has been determined. This galaxy presents an internal or circum-nuclear spiral arm system which extends to 1.2 kpc, and another external or grand design which extends to the end of the disc. Both spirals show a predominant mode $m = 2$. The external spiral suffers a strong modulation of the $m = 1$ component in its outskirts due to interaction with NGC 5426. It has been shown that external and internal patterns are uncoupled in this galaxy. The grand design pattern has an angular speed of $18.6 \pm 3.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and a corotation radius of $7.3 \pm 0.9 \text{ kpc}$, while the circum-nuclear patterns has an angular speed of $88.6 \pm 5.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and a corotation radius of $1.05 \pm 0.15 \text{ kpc}$. Through a linear approximation for the clusters located at the eastern arm of the circum-nuclear spiral we have computed a median of trigger star formation time of 11.9 Myr with a standard deviation of 4.2 Myr. From the spiral form and the mass distribution in the wave density dispersion equation, we were able to establish an independent criteria to calculate the corotation radius.

Sumário

Agradecimentos	ii
Sumário	vi
Lista de Tabelas	viii
Lista de Figuras	ix
1 Introdução	1
1.1 História	1
1.1.1 Recenseamento	2
1.2 Classificação das galáxias	2
1.2.1 Classificação de Hubble (1926)	2
1.2.2 Classificação de de Vaucouleurs (1959)	4
1.3 As estruturas espirais	5
1.4 Representação matemática dos braços espirais	6
1.5 A formação estelar nos braços espirais	6
1.6 Estrutura circum-nuclear em galáxias espirais	9
1.7 Motivação e Objetivos	11
2 Métodos de análise	14
2.1 Transformada de Fourier	14
2.2 Método da Transformada de Fourier Bidimensional	15
2.3 Método da Transformada de Fourier Unidimensional	18
2.4 Deprojeção das Imagens	20
2.5 Realce das Estruturas Espirais	22
3 NGC 5427	25
3.1 Introdução	25
3.2 Estudo da espiral circum-nuclear	27
3.2.1 Observações	27

3.2.2	Morfologia	28
3.2.3	Transformada de Fourier bidimensional	30
3.2.4	Ressonância de corotação	34
3.2.5	Gatilho de formação estelar	37
3.3	Estudo da espiral em grande escala	42
3.3.1	Observações	42
3.3.2	Morfologia	42
3.3.3	Transformada de Fourier bidimensional	44
3.3.4	Ressonância de corotação	49
3.4	Segmento reto do braço Leste	53
4	Considerações Finais	56
4.1	Perspectivas	57
	Apêndice A Cálculo da densidade de massa	58
	Referências	62

Lista de Tabelas

2.1	Valores dos ângulos de posição e inclinação, encontrados nos trabalhos de Blackman (1982) e Fuentes-Carrera et al. (2004).	21
3.1	Valores dos picos máximos do espectro de Fourier para NGC 5427.	33
3.2	Valores dos <i>keywords</i> tirados do <i>cookbook</i> do HST.	39
3.3	Valores do cálculo do gatilho de formação estelar. As $(\Delta x, \Delta y)$ são posições relativas ao centro de NGC 5427. r é a distância ao centro. $m_{V_{F606W}}$ é a magnitude dos aglomerados no filtro V_{F606W} . $\Delta\theta$ e ΔS são a separação angular do aglomerado com respeito à faixa de poeira em graus e pc, respectivamente. ΔV é a diferença de velocidades entre a onda de densidade e o disco. δ_t é o tempo calculado para o gatilho de formação estelar.	41
3.4	Valores dos picos máximos do espectro de Fourier para NGC 5427.	45

Lista de Figuras

1.1	Classificação de de Vaucouleurs (1959).	4
1.2	<i>Pitch Angels</i>	7
1.3	<i>Pitch angle</i> em função da classificação do Hubble. Imagem tirada do artigo de Kennicutt (1981).	8
1.4	Ilustração do cenário de formação proposto por Roberts (1969). Imagem tirada do artigo de Roberts (1969).	9
1.5	As estruturas circum-nucleares de NGC 6951 (esquerda) e NGC 1667 (direita). NGC 6951 mostra um anel circum-nuclear e NGC 1667 mostra uma perturbação tipo oval. O comprimento da barra na parte esquerda de cada imagem equivale a 1 kpc. Estas imagens foram tiradas de Martini et al. (2003)	10
1.6	NGC 5427 em diferentes escalas. No painel superior a estrutura espiral em grande escala e no painel inferior a estrutura circum-nuclear.	13
2.1	o painel (a) mostra uma espiral teórica de 2 braços ($\ln(r) = (-2/10)\theta$). Os espectros de Fourier mostram sinal para $m = 2, 4$ e 6 ; ou seja a componente principal e os alias.	17
2.2	Comportamento Azimutal da frente de choque (linha Grossa) e da onda de densidade (linha fina) no disco; para espirais tipo “S”: (a) <i>Leading</i> e (b) <i>Trailing</i> ; e para espirais tipo “Z”: (a) <i>Leading</i> e (b) <i>Trailing</i> ; em cada painel se indica a direção de rotação da galáxia (Puerari & Dottori 1997).	19
2.3	Comportamento da fase $\Theta(r)$ para a onda de densidade (OD) (linha pontuada) e o frente de choque (FC) (linha continua). (Puerari & Dottori (1997))	20
2.4	São mostrados os contornos das isofotas sobre a imagem na banda B de NGC 5427.	22
2.5	NGC 5427 na banda B, no painel (a) a imagem original reduzida e sem deprojetar, e no painel (b) a imagem após de deprojetar com os dados de Fuentes-Carrera et al. (2004).	23
2.6	NGC 5427 na banda K, no painel (a) a imagem original deprojectada e sem estrelas de campo, e no painel (b) a imagem depois do processo de realce. .	24

3.1	Imagens de NGC 5427 em diferentes escalas. No painel superior observa-se a NGC 5427 com sua galáxia companheira NGC 5426. No painel do meio o foco está sobre NGC 5427 e finalmente no painel inferior a região circum-nuclear de NGC 5427.	26
3.2	Imagens circum-nucleares de NGC 5427 no filtro de H_α e na banda UV (filtro F218W da câmara WFPC2 do HST) à direita e à esquerda, respectivamente. O campo das imagens é de $20'' \times 20''$ (ou de 2.5×2.5 kpc). As duas imagens foram tiradas de Colina et al. (1997)	27
3.3	Imagens da estrutura circum-nuclear de NGC 5427: no painel (a) a banda V_{F606W} e no painel (b) a banda H_{F160W}	28
3.4	Imagem da estrutura circum-nuclear na banda K.	29
3.5	Imagem $\log r$ vs θ na banda V_{F606W} da estrutura circum-nuclear de NGC 5427. 30	
3.6	Imagem $\log r$ vs θ na banda H_{F160W} da estrutura circum-nuclear de NGC 5427. 31	
3.7	Imagem $\log r$ vs θ na banda K da estrutura circum-nuclear de NGC 5427. . 31	
3.8	Espectros de Fourier: no painel (a) a banda V_{F606W} e no painel (b) a banda K. Os coeficientes $A(p, m)$ foram obtidos segundo o processo descrito na seção 2.2. A variável p está relacionada com o <i>pitch angle</i> α por $p = -m/\tan \alpha$. . 32	
3.9	Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda V_{F606W} . . 33	
3.10	Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda K. 34	
3.11	Antitransformadas para o modo $m = 2$: na esquerda a banda V_{F606W} e na direita a banda K 35	
3.12	Antitransformadas para a soma de todos os modos ($m = 1, 2, \dots, 6$): na esquerda a banda V_{F606W} e na direita a banda K. 35	
3.13	Diagrama das fases obtidas a partir das imagens das antitransformadas da componente $m = 2$. A linha continua mostra a fase na banda K, a linha tracejada na banda V_{F606W} e a linha pontilhada a faixa de poeira. 36	
3.14	Diagrama com as curvas $\Omega(r)$, $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ e $\Omega(r) + \kappa(r)/2$ em função do raio (r). 37	
3.15	Parte do braço Leste da espiral circum-nuclear de NGC 5427 na banda V_{F606W} . As coordenadas são dadas relativas ao centro da galáxia. Os círculos azuis são as fontes achadas com ajuda da tarefa DAOFIND, os círculos cheios são os considerados para a estimativa do gatilho de formação estelar. A linha tracejada vermelha mostra a localização do máximo da componente $m = 2$ na banda K. A linha tracejada negra mostra a localização da faixa de poeira. 38	
3.16	O gráfico à esquerda mostra a distribuição das fontes como função da distância azimutal à faixa de Poeira, acima mostra o histograma, abaixo a Magnitude $m_{V_{F606W}}$. O gráfico à direita mostra o histograma do tempo de gatilho em Myrs. 40	

3.17	Imagens reduzidas de NGC 5427 em grande escala: no painel (a) a banda B e no painel (b) a banda K	42
3.18	Imagem $\log r$ vs θ na banda B da estrutura em grande escala de NGC 5427.	43
3.19	Imagem $\log(r)$ vs θ na banda K da estrutura em grande escala de NGC 5427.	44
3.20	Espectros de Fourier: no painel (a) a banda B ; no painel (b) a banda K. . .	45
3.21	Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda B.	46
3.22	Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda K.	47
3.23	Antitransformadas para o modo $m = 2$: na esquerda a banda B e na direita a banda K.	47
3.24	Antitransformadas para o modo $m = 1$: na esquerda a banda B e na direita a banda K.	48
3.25	Antitransformadas para a soma de todos os modos ($m = 1, 2, \dots, 6$): na esquerda a banda B e na direita a banda K.	48
3.26	Diagrama de fase obtido a partir das imagens da antitransformada da componente $m = 2$. A linha continua mostra a fase na banda K e a linha tracejada a fase na banda B.	50
3.27	Forma espiral sobre a imagem B. Esta forma foi derivada a partir do valor encontrado para a velocidade da onda de densidade (equação 3.7).	52
3.28	Diagrama com as curvas $\Omega(r)$, $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ e $\Omega(r) + \kappa(r)/2$ em função do raio (r).	52
3.29	Imagem na banda B de NGC 5427. São indicados o comprimento e o intervalo angular do segmento reto do braço Leste de NGC 5427, além do <i>gap</i> . A barra abaixo na esquerda indica a escala.	53
3.30	À esquerda um exemplo do critério para a frente de onda plana (tirado de Chernin (1999)). À direita o contorno da antitransformada de Fourier do modo $m=2$ sobre a imagem na banda B de NGC 5427.	55
A.1	Ajuste da curva de rotação da galáxia NGC 5427 (Blackman 1982) com um perfil de densidade de massa tipo Freeman.	61

Capítulo 1

Introdução

1.1 História

As galáxias, ou nebulosas extragalácticas, são imensos sistemas estelares, muito complexos, mais ou menos análogos da nossa galáxia, que povoam o universo. Poderíamos caracterizá-los como os “blocos fundamentais” do Universo ou, a la Kant, como “Universos ilha”. Como consequência das suas imensas distâncias eles apareciam como manchas difusas nas observações dos séculos XVII, XVIII e XIX.

A observação visual permite em geral perceber tão só uma estrutura difusa. Ao redor de 1846, Lord Rosse, com o seu telescópio refletor com espelho de bronze, de 1,85 m de diâmetro, conseguiu diferenciar os braços espirais de algumas galáxias grandes (ainda não se conheciam as distâncias às galáxias) como M 51. Até 1860 ele havia reconhecido desta forma 14 nebulosas espirais.

O progresso da fotografia astronômica pelo fim do século XIX, permitiu descobrir um grande número de nebulosas de diâmetro aparente muito pequeno e reconhecer dentre elas algumas com estrutura espiral. O caráter extragaláctico dos objetos nebulosos, cogitados por pensadores como Kant e Wright, não foi desvendado até os trabalhos de Hubble, em Mount Wilson em 1923. Por meio do telescópio Hooker de 2,57 m, ele conseguiu resolver estrelas em algumas galáxias vizinhas e reconhecer astros semelhantes aos existentes na Via Láctea, como aglomerados estelares, estrelas super gigantes, novas e estrelas Cefeidas clássicas.

No hemisfério Norte é perceptível a olho nu a galáxia Andrômeda, entretanto, no hemisfério Sul as duas Nuvens de Magalhães têm um tamanho aparente maior e são muito mais brilhantes. A extinção produzida por nossa galáxia atrapalha a observação de objetos extragalácticos para latitudes galácticas no intervalo de $+30^\circ$ a -30° . Porém, o número de galáxias observáveis cresce rapidamente com a distância, a tal ponto que com o telescópio

de 5,08 m de Mount Palomar poder-se visualizar em torno de um bilhão de galáxias, sem ajuda de instrumentos auxiliares.

1.1.1 Recenseamento

O catálogo de Messier (1781) contém 103 objetos nebulares, dos quais aproximadamente a metade são galáxias, como M31 na constelação de Andrômeda ou M33 na constelação do Triângulo.

A pesquisa sistemática de objetos nebulares foi realizada nos anos finais do século XVIII e primeira metade do século XIX, por Sir William Herschel, no hemisfério Norte e pelo seu filho John, no hemisfério Sul. O *General Catalogue* (GC) publicado por John Herschel em 1864 contém mais de 5000 objetos, dos quais cerca de 4000 são nebulosas extragalácticas.

O recenseamento realizado levou à publicação do *New General Catalogue* (NGC) de J. L. E. Dreyer, no ano 1888, onde figuram 7800 aglomerados estelares ou nebulosas, dos quais mais de 6000 são nebulosas extragalácticas.

Posteriormente tornou-se impossível confeccionar catálogos gerais, devido à centena de milhares de galáxias descobertas por meio das chapas fotográficas. É importante mencionar os catálogos parciais publicados no observatório de Lund, na Suécia, por A. Raizt, E. Holmberg e B. Svenonius, bem como os dos observatórios de Heidelberg e de Harvard. Os observatórios de Mount Wilson e Lick publicaram as correções do NGC.

O catálogo de Shapley & Ames (1932) abarcou todo o céu e contém as 1249 galáxias mais brilhantes do que magnitude 13, fornecendo as coordenadas equatoriais e galácticas para o ano 1950, a magnitude, o diâmetro aparente e o tipo morfológico.

Entre outros catálogos publicados com finalidades específicas, o catálogo de galáxias peculiares de H. Arp (1966) merece atenção especial, já que entre as galáxias interagentes figura o par formado por NGC 5427 (nosso objeto de estudo) e a sua companheira, NGC 5426.

1.2 Classificação das galáxias

1.2.1 Classificação de Hubble (1926)

Entre as diversas classificações das galáxias existentes, a primeira foi um esquema sugerido por Hubble em 1926. Originalmente pensava-se que, com o tempo, o esquema poderia fornecer informações sobre a evolução das galáxias. Hubble mesmo acreditava que seu esquema era uma sequência evolutiva. Adotado posteriormente pela união Astronômica Internacional este esquema sugere três grandes classes de galáxias.

Galáxias elípticas

Estas galáxias apresentam uma simetria de revolução, sem nenhuma outra estrutura além de uma progressiva diminuição do seu brilho superficial a partir do núcleo central muito brilhante até atingir as bordas, difusas e mal definidas que acabam se confundindo na luminosidade do céu noturno. De acordo com a elipticidade e variando de 0 a 0,7 as galáxias elípticas se distribuem entre 8 tipos diferentes entre E_0 e E_7 . (Com $\epsilon = 1 - \frac{a}{b}$, onde a e b são respectivamente os eixos maior e menor de uma dada isofota, e b/a varia entre 0 e 3). Há um tipo, originalmente incluído aqui, que são as galáxias SO. Estas apresentam a aparência de dois esferóides, um central e outro bem mais achatado, cujos centros coincidem.

Galáxias Espirais

Estas galáxias também têm simetria rotacional. Vistas de frente (*face-on*) a sua estrutura é caracterizada por uma condensação central, o núcleo, rodeado por um esferóide, o bojo, e por braços espirais mais ou menos desenvolvidos. Vistas de perfil, elas são mais achatadas que as elípticas e apresentam sobre o seu plano equatorial e nas vizinhanças bandas de material absorvente interestelar. As espirais se dividem em duas subclasses:

As espirais normais (S), onde os braços parecem nascer tangencialmente em dois pontos opostos do bojo e as espirais barradas (SB), cujos braços nascem nas extremidades de uma estrutura nebular retilínea que atravessa o bojo. Destaca-se às vezes a presença de um anel aproximadamente circular cortado no mesmo plano pela barra nebular.

As espirais normais e barradas subdividem-se em três tipos, a, b e c, segundo a importância relativa do bojo e dos braços.

As espirais Sa e SBa possuem um bojo volumoso e braços fechados e de baixa luminosidade e apresentam condensações muito difusas (exemplos, NGC 4698, Sa; NGC 7552, SBa). O bojo das espirais Sb e SBb é menor que o das anteriormente descritas e seus braços são mais desenvolvidos, mais intensos e mais abertos (exemplos, M 31, Sb; NGC3992, SBb). Finalmente, os tipos Sc e SBc, onde o bojo praticamente não existe e só apresenta um núcleo intenso e concentrado. Os braços, nesse caso, atingem uma extensão considerável, são mais abertos e mais intensos, cobertos de condensações e ramificações (M 101, Sc; NGC 7741, SBc).

Galáxias irregulares

Hubble notou ainda a existência de uma classe de sistemas estelares difusos que não apresentam simetria rotacional e são ricos em matéria interestelar absorvente e difusa. Ele dividiu estes objetos nos seguintes tipos:

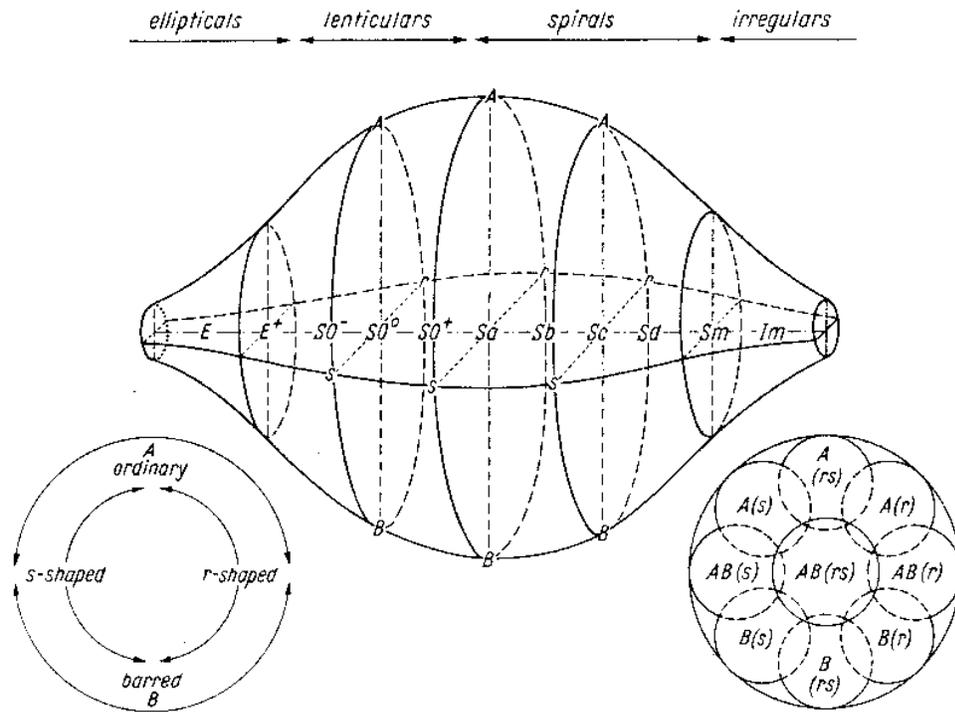


Figura 1.1: Classificação de de Vaucouleurs (1959).

- Tipos magalhânicos, que apresentam uma espécie de barra, mas sem núcleo definido. Às vezes a barra não está centrada em relação ao resto do sistema, como acontece nas duas Nuvens de Magalhães.
- Tipo caótico, diversos objetos que não se encaixam nas definições anteriores, como por exemplo, NGC 3034.

1.2.2 Classificação de de Vaucouleurs (1959)

Durante a pesquisa de galáxias brilhantes do hemisfério Sul com o refletor Reynolds de Mount Stromlo, na Austrália, de Vaucouleurs sentiu a necessidade de ampliar o critério de classificação de Hubble para incluir num esquema consistente as revisões e adendas à classificação de Hubble. de Vaucouleurs, procurou manter a sua classificação tão próxima quanto possível do esquema de Mount Wilson-Palomar, mas incluiu os tipos e subtipos adicionais sugeridos pelos trabalhos de Harvard, Lick e Mount Stromlo. A notação seguiu a de Mount Wilson, com as modificações necessárias para obter uma classificação mais fina. A Fig. 1.1, extraída do trabalho original de de Vaucouleurs, mostra que este esquema reproduz o de Hubble, agregando uma terceira dimensão.

Não pretendemos aprofundar mais este assunto, já que não é o motivo principal desta dissertação. Porém, cabe salientar que embora não constitua uma seqüência evolutiva como originalmente proposto pelo autor, o esquema simples de Hubble proporciona uma profunda visão sobre a inter-relação física entre as estruturas espirais e os diversos subsistemas que constituem uma galáxia. A classificação de Hubble nos diz que as propriedades dos braços espirais (quão compacta é a espiral, quão bem eles estão resolvidos, em estrelas e regiões HII, etc.) estão fortemente correlacionadas com outras propriedades das galáxias, com as quais aparentemente nada teriam a ver, tal como a relação entre o tamanho do esferóide central e do disco e a fração da massa do disco em forma de gás interestelar, etc. Um dos objetivos maiores da teoria de estruturas espirais é explicar a origem dessas correlações.

1.3 As estruturas espirais

As estruturas espirais provaram estar entre os problemas mais difíceis de entender na astrofísica. As primeiras tentativas de explicá-las devem-se a Bertil Lindblad, quem trabalhou no tema a partir de 1927 até a sua morte em 1965. Lindblad reconheceu corretamente que as estruturas espirais aparecem pela interação entre as órbitas e a força gravitacional das estrelas do disco, e então deviam ser pesquisadas através da dinâmica estelar. Suas proposições não ecoaram entre os astrônomos, que à época da sua morte acreditavam que as estruturas espirais (Piddington 1967) eram causadas pelos campos magnéticos interestelares. Sabe-se hoje que estes campos não são intensos o suficiente para produzir estas perturbações (Binney & Tremaine 1987, Par 6.4.3). Porém, os métodos de Lindblad não eram adequados para uma análise quantitativa e foram posteriormente superados por outros procedimentos baseados em técnicas analíticas e métodos numéricos mais poderosos.

Pouco antes da morte de Lindblad, Lin & Shu deram os passos cruciais para elucidar a teoria através da qual Lindblad trabalhou tanto tempo. Eles propuseram (Lin & Shu, 1964) que as estruturas espirais no disco estelar poderiam ser pensadas como uma onda de densidade, que se propaga através do disco, de forma semelhante à propagação de uma onda em uma superfície líquida, em uma corda ou em uma membrana, etc. Estes autores propuseram usar as técnicas matemáticas da mecânica de ondas para tratar a propagação de perturbações em discos estelares rotando diferencialmente. Eles combinaram esta idéia com uma hipótese forte subjacente nos trabalhos de Lindblad; a de que os padrões espirais nos discos das galáxias são fenômenos de longa duração, ou seja, que estas espirais permanecem com a mesma aparência por muitos períodos orbitais (exceto pela rotação global). A hipótese de Lin & Shu, então, é de que a estrutura espiral é uma onda de densidade quase-estacionária. Esta teoria tem sido crucial ao estudo das ondas de densidade nos últimos 50 anos, principalmente porque ela permitiu fazer diversas previsões quantitativas sobre o comportamento dos padrões espirais que podem ser comparadas com as observações

das galáxias espirais. Embora muitas predições tiveram êxito, a teoria é objeto de intenso debate.

Não é objeto deste trabalho o questionamento da teoria de ondas de densidade de Lin & Shu, mas, pretendemos fazer uso da mesma para a interpretação dos resultados. Assim, eventuais contradições dos resultados com a teoria poderão ser discutidas.

1.4 Representação matemática dos braços espirais

Von Phalen (1911) foi o primeiro a estudar a forma matemática que poderia representar os braços espirais. Para tanto, analisou as galáxias M33, M74 e M51, encontrando que as espirais logarítmicas são adequadas para traçar os braços espirais. Em trabalhos posteriores, Groot (1925) e Reynolds (1925) também encontraram que as espirais logarítmicas, em detrimento de outras espirais, como as hiperbólicas ou as de Arquimedes, traçam melhor a estrutura espiral. A forma matemática para a espiral logarítmica é usualmente representada como,

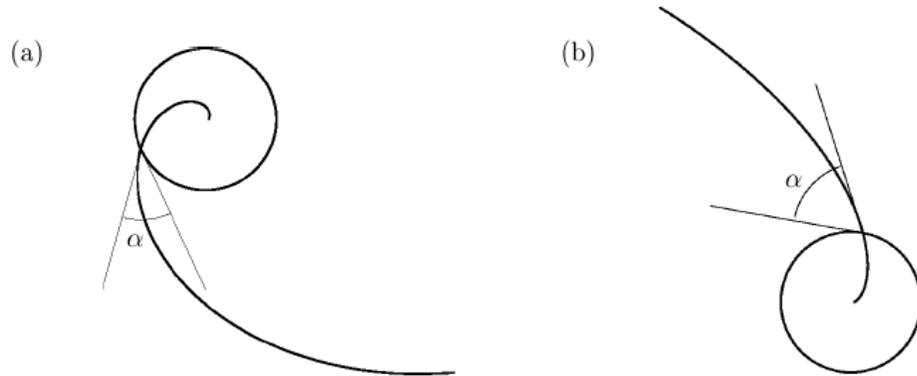
$$r = r_0 e^{\gamma(r)\theta} , \quad (1.1)$$

$$\gamma(r) = \text{ctg}[\alpha(r)] , \quad (1.2)$$

onde r e θ são as coordenadas polares e $\alpha(r)$ é o *pitch angle*, que é definido como o ângulo entre as tangentes do braço espiral e o círculo de raio constante r (Fig. 1.2). O *pitch angle*, por definição, está no intervalo $0^\circ < \alpha(r) < 90^\circ$. Podemos observar que o *pitch angle* é um parâmetro importante, pois dá o grau de enrolamento dos braços espirais; braços bem fechados têm *pitch angle* pequeno, assim como braços bem abertos têm um *pitch angle* maior. Portanto é fácil ver que há uma relação entre o *pitch angle* e a classificação de Hubble (ver a figura 1.3). Por exemplo, para galáxias tipo Sa, o *pitch angle* varia entre 5° e 15° , por outro lado, para as galáxias tipo Sc os valores do *pitch angle* estão entre 15° e 30° . Por definição, para as galáxias barradas o *pitch angle* tem o valor de 90° .

1.5 A formação estelar nos braços espirais

Roberts (1969) propõe um mecanismo de formação estelar induzida por choques em um cenário de ondas de densidade. O mecanismo opera da seguinte forma: quando o padrão perturbador ou a Onda de Densidade (OD) passa por uma região do disco, estimula a formação de estrelas devido à velocidade relativa entre a OD e o disco. As estrelas formadas começam a ficar para trás e no transcurso vão tornando-se estrelas mais velhas, causando uma distribuição azimutal de idades estelares através dos braços espirais (Fig. 1.4).

Figura 1.2: *Pitch Angles.*

Para explicar melhor o cenário acima, vamos assumir que a OD tem uma velocidade angular constante, e que o disco apresenta uma rotação diferencial. Definimos o raio de Ressonância de corotação (RC), como o raio onde a velocidade angular da OD, Ω_{OD} , e do disco, $\Omega(r)$, são iguais. Assim, em raios internos à RC a velocidade de rotação do disco é maior que a velocidade da OD, ou seja, $\Omega_{OD} < \Omega(r)$. Para raios externos à RC acontece o contrário, $\Omega_{OD} > \Omega(r)$. O cenário de formação estelar fica descrito da seguinte forma: o material do disco que está em raios menores que a RC colidirá com a OD criando uma frente de choque no lado côncavo do braço espiral. Entretanto, para raios maiores de que a RC acontece o efeito contrário, a OD colidirá com o material do disco criando uma frente de choque no lado convexo do braço espiral. Um observador colocado na RC verá um deslocamento da frente de choque a partir do lado côncavo para o lado convexo do braço espiral, como na Fig. 2.2 (Pág. 19). Como consequência observaremos uma inversão do gradiente azimuthal de idades estelares na RC, devido ao fato de que a frente de choque está associada à formação estelar.

Vários pesquisadores têm reportado a presença de gradientes de cor através dos braços espirais (Schweizer 1976; Talbot et al. 1979; Cepa & Beckman 1990; Hodge et al. 1990; del Rio & Cepa 1998). Salientamos os trabalhos de Efremov (1985) para M31, Sitnik (1989) para a Via Láctea e González & Graham (1996) para M 99, os quais têm mostrado bons resultados no que diz respeito à predição do cenário de Roberts.

Puerari & Dottori (1997) desenvolveram um método baseado na análise de Fourier sobre perfis azimuthais em diferentes cores para detectar a RC. Este método foi aplicado com sucesso nos trabalhos de Vera-Villamizar et al. (2001), Diaz et al. (2003) e Nobrega (2007). Nesta dissertação empregamos este método, que é explicado na seção 2.3 (Pág. 18).

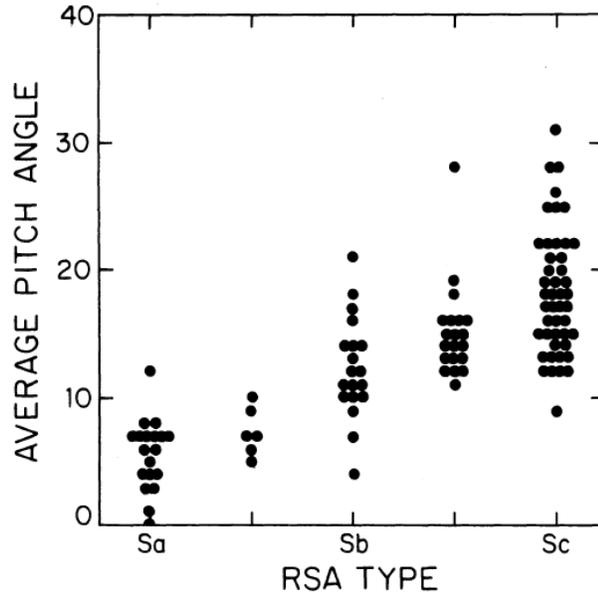


Figura 1.3: *Pitch angle* em função da classificação do Hubble. Imagem tirada do artigo de Kennicutt (1981).

Grosbøl & Patsis (1998) estudaram a estrutura espiral de galáxias *grand design* em imagens na banda K. Eles observaram que várias das galáxias tinham um grande número de aglomerados estelares brilhantes ao longo dos braços espirais. Grosbøl & Dottori (2008) observaram, também em imagens na banda K, objetos semelhantes em 70% (15/22) da sua amostra de espirais *grand design*. Grosbøl, Dottori & Gredel (2006), usando a linha $\text{Br}\gamma$ em emissão, identificaram aglomerados estelares nos braços espirais de NGC 2997 com idades menores que 10 Myr. Grosbøl & Dottori (2009) fizeram um estudo fotométrico mais preciso nas bandas do infravermelho JHK- $\text{Br}\gamma$ para determinar as idades destes aglomerados e sugeriram que estes aglomerados foram formados pela frente de choque associada ao cenário de ondas de densidade. A partir de uma correlação entre a distância azimutal dos aglomerados aos braços espirais e a idade destes, e assumindo movimentos circulares no disco, estimaram o tempo do gatilho da formação estelar e a velocidade da OD.

Martinez-Garcia et al. (2008 e 2009) ajustaram modelos de síntese de população estelar sobre os perfis azimutais em treze galáxias espirais em diferentes bandas fotométricas (r, J, g e i). Eles determinam as velocidades para as ODs, comparando o gradiente de cor observado com os modelos de síntese de população estelar.

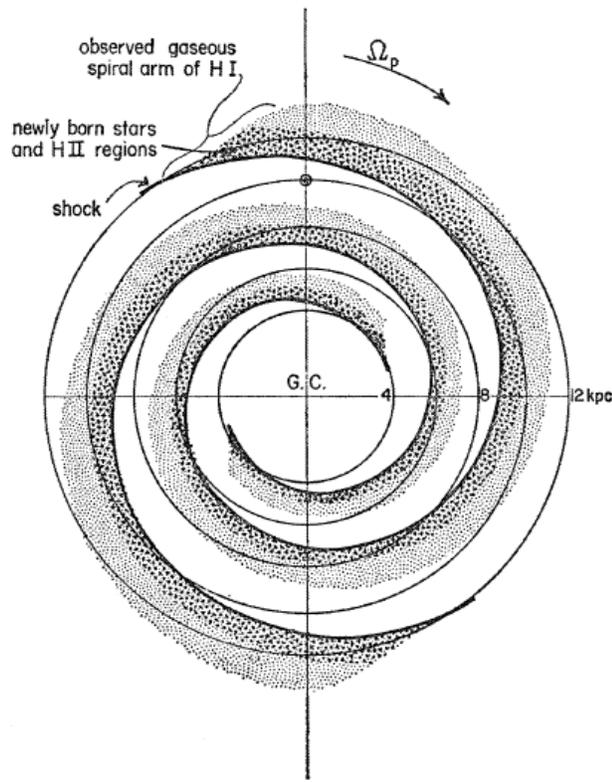


Figura 1.4: Ilustração do cenário de formação proposto por Roberts (1969). Imagem tirada do artigo de Roberts (1969).

1.6 Estrutura circum-nuclear em galáxias espirais

O estudo das regiões circum-nucleares em galáxias espirais tem aumentado nos últimos anos por motivos de caráter técnico e científico. Do lado técnico, devido às grandes distâncias das galáxias e às pequenas escalas destas regiões (raios de ~ 1 e 2 kpc) é necessário contar com uma boa resolução nas imagens e nos espectro. Isto ocorreu com o advento do telescópio espacial Hubble e dos grandes telescópios terrestres, com novas técnicas de óptica adaptativa, como o Keck, o Gemini, o Very Large Telescope, o Subaru, etc. Do lado científico, na área de núcleos ativos de galáxias ainda temos em aberto a pergunta sobre qual é a relação entre o tipo de atividade nuclear e os mecanismos de transporte de gás para a alimentação do buraco negro central (e.g, as revisões de Shlosman et al. 1990; Knapen 2004 e Wada 2004). Estes mecanismos podem depender da morfologia do disco circum-nuclear, portanto, é de bastante interesse estudá-los.

As regiões circum-nucleares de formação estelar são encontradas em diversos tipos morfológicos de galáxias espirais (Martini et al. 2003 e Hunt & Malkan 2004). Estas

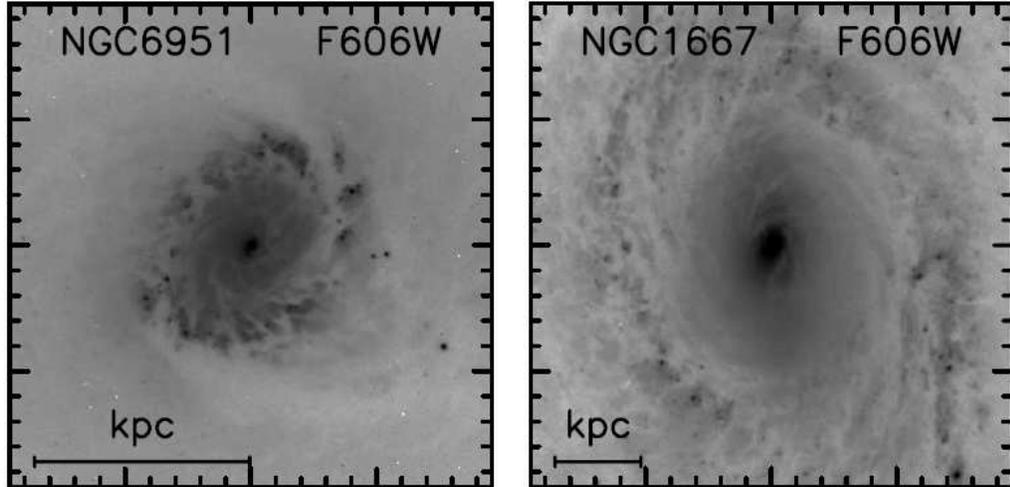


Figura 1.5: As estruturas circum-nucleares de NGC 6951 (esquerda) e NGC 1667 (direita). NGC 6951 mostra um anel circum-nuclear e NGC 1667 mostra uma perturbação tipo oval. O comprimento da barra na parte esquerda de cada imagem equivale a 1 kpc. Estas imagens foram tiradas de Martini et al. (2003)

regiões apresentam formas diversas, que lembram os tipos morfológicos encontrados em grande escala: barras, anéis, espirais *grand design*, espirais fragmentadas, espirais com um alto grau de enrolamento e estruturas caóticas. A Fig. 1.5 mostra a estrutura circum-nuclear das galáxias NGC 6951 e NGC 1667, um anel circum-nuclear e uma barra nuclear, respectivamente. No painel inferior da Fig. 1.6 é mostrada a estrutura circum-nuclear de nossa galáxia de estudo NGC 5427, que é uma espiral nuclear *grand design*.

As barras nucleares receberam uma atenção especial porque são um mecanismo eficiente para transportar o gás radialmente de 1 kpc até aproximadamente 10 pc do núcleo. Com efeito, existe uma perda do momento angular do gás induzida pelo torque da barra (Schwarz 1981 e Shlosman, Belgelman & Frank 1989). Porém, nem todas as galáxias ativas mostram a presença de barras nucleares (Martini et al. 2003 e Hunt & Malkan 2004), sendo notavelmente mais frequentes as estruturas espirais circum-nucleares (Martini et al. 2003). Dois recentes trabalhos (Fathi et al. 2006 e Storchi-Bergmann et al. 2007) através de observações espectroscópicas bidimensionais em galáxias ativas, detectaram o escoamento de gás ionizado ao longo de espirais nucleares. As taxas de fluxo encontradas são consistentes com as taxas de acreção inferidas para o núcleo ativo local.

Pelo exposto acima é importante entender o mecanismo que gera e mantém estes tipos de estruturas organizadas na região circum-nuclear. Possivelmente uma onda de densidade estelar com alta velocidade angular no disco circum-nuclear, ou uma onda de densidade

de gás proveniente da estrutura externa, portanto um padrão espiral que abrange todas as escalas da galáxia (Englmaier & Shlosman 2000).

Laine et al. (2001) através de mapas de cor (J-K) detectaram uma espiral circum-nuclear *grand design* de poeira em NGC 5248, baseados na teoria de ondas de densidade, geraram um modelo analítico para o padrão espiral. Ajustando este último ao campo de velocidade do disco circum-nuclear obtiveram uma estimativa da velocidade do padrão perturbador e a velocidade do som na região central desta galáxia. Os resultados são consistentes com um padrão de baixa velocidade angular, o que sugere que a espiral nuclear rota a mesma taxa que a estrutura em grande escala, e portanto que a estrutura espiral é acoplada desde escalas de centenas de parsecs até escalas de alguns kiloparsecs. Isto está de acordo com os modelos de Englmaier & Shlosman (2000), onde o padrão interno é sustentado pelo padrão externo, e a velocidade da perturbação é igual nas espirais em grande escala e circum-nuclear.

Outro trabalho interessante é de Diaz et al. (2003) sobre a estrutura circum-nuclear de NGC 1241, com observações no infravermelho do telescópio Gemini e no visível do telescópio Hubble. Nestas se observam uma barra e uma espiral circum-nuclear. Seguindo um procedimento baseado na análise de Fourier Unidimensional e Bidimensional (o qual é empregado nesta dissertação e explicado em detalhe no capítulo 2) mostraram que o padrão espiral pode ser o produto de uma onda de densidade com uma alta velocidade angular, isto indica que o padrão circum-nuclear é cinematicamente desacoplado com o padrão em grande escala. Em outras palavras, o padrão circum-nuclear pode ser o resultado do desenvolvimento de uma onda de densidade estelar no disco circum-nuclear.

1.7 Motivação e Objetivos

A hipótese de Lin & Shu (1964) de que a estrutura espiral é o produto de uma onda de densidade quase-estacionária no disco tem sido a base para o desenvolvimento da teoria da estrutura espiral nas cinco décadas passadas. O sucesso da teoria se deve ao grande número de predições qualitativas e quantitativas que podem ser confrontadas com observações. O fenômeno de onda de densidade é caracterizado dependendo da banda fotométrica da análise. Observações no infravermelho permitem determinar, sem ambigüidades, a existência de um excesso de estrelas do disco ao longo dos braços espirais, indicando a presença de uma sobre-densidade nessa região em relação ao resto do disco. Portanto esta região espectral é a mais indicada para traçar a perturbação do disco. Por outro lado, as observações no visível permitem identificar a população estelar jovem e regiões de formação estelar, que podem ser consequência da frente de choque causada pela diferença de velocidades entre a onda de densidade e o material do disco.

Como se mencionou na seção anterior, o mecanismo de ondas de densidade tem sido invocado para a origem e a manutenção dos padrões circum-nucleares, porém nos trabalhos de Laine et al. (2001) e de Diaz et al. (2003) as estruturas circum-nucleares são muito fracas e com pouca resolução; por exemplo nas observações de Laine et al. (2001) a estrutura só é observada nos mapas de cor J-K, e no trabalho de Diaz et al. (2003) a espiral circum-nuclear só foi identificada através do ajuste de elipses às isofotas. Outra desvantagem dos trabalhos anteriores é que a análise focou-se na estrutura circum-nuclear, recorrendo a trabalhos anteriores para o estudo da possível conexão entre o padrão circum-nuclear e em grande escala.

Nesta dissertação apresentamos uma análise detalhada da galáxia NGC 5427 em todas as suas escalas, como se vê na Fig. 1.6. NGC 5427 mostra espirais *grand-design* em grande escala e na escala circum-nuclear, estando muito bem definida nesta última. O fato de contar com imagens nas bandas B e K da galáxia espiral NGC 5427 nos possibilita fazer um estudo da onda de densidade no disco, uma vez que em cada banda é possível caracterizar aspectos distintos porém relacionados, do cenário de ondas de densidade. Ao contar também com uma imagem de alto poder de resolução na banda V_{F606W} do telescópio Hubble, pudemos estender nosso estudo à estrutura circum-nuclear de NGC 5427. De acordo com o exposto, os principais objetivos do trabalho são:

- Fazer um estudo morfológico da espiral em grande escala e da espiral circum-nuclear de NGC 5427 através das transformadas de Fourier bidimensional numa base de espirais logarítmicas.
- Determinar as velocidades do padrão perturbador e os raios de corotação da espiral em grande escala e da espiral circum-nuclear.
- Estimar o tempo do início da formação estelar na espiral circum-nuclear.
- Determinar se as características encontradas são compatíveis com um cenário de ondas de densidade em diversas escalas e se estão acoplados.

O presente trabalho, está organizado da seguinte maneira; o capítulo 2 dá uma explicação detalhada dos métodos empregados na análise: as transformadas de Fourier unidimensional e bidimensional. No capítulo 3 são apresentados os resultados para as estruturas circum-nucleares e em grande escala e finalmente no Capítulo 4 são apresentadas às considerações finais.

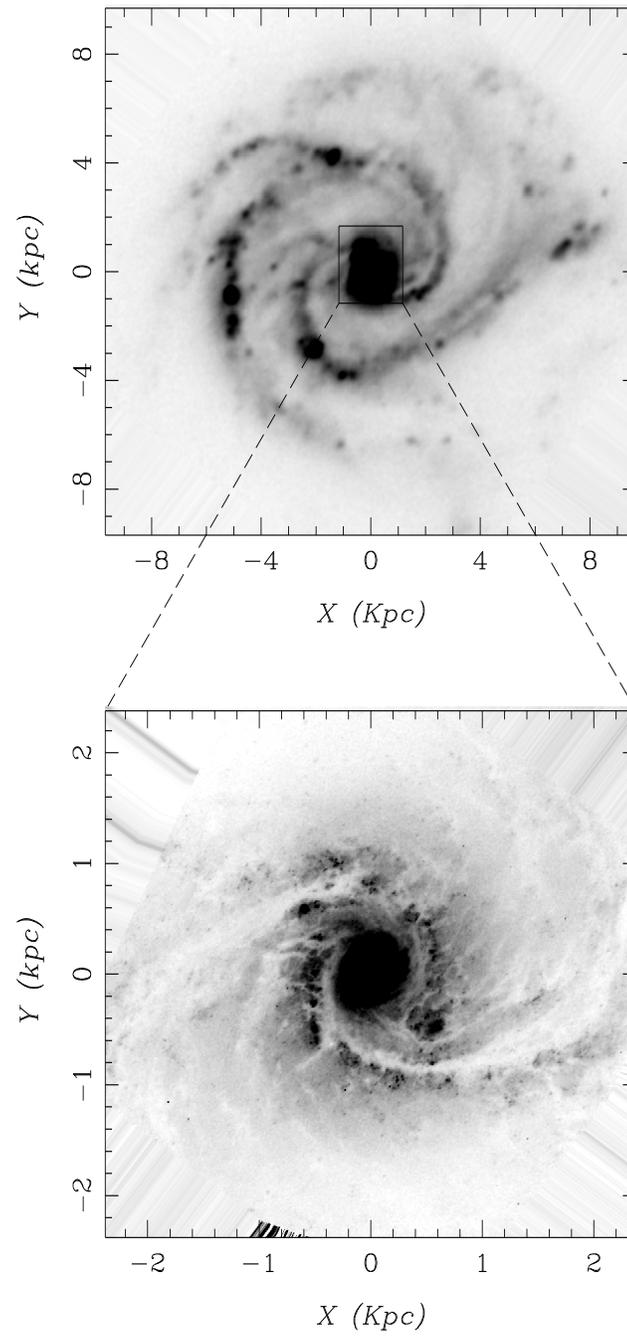


Figura 1.6: NGC 5427 em diferentes escalas. No painel superior a estrutura espiral em grande escala e no painel inferior a estrutura circum-nuclear.

Capítulo 2

Métodos de Análise

Neste capítulo apresentamos em detalhe os métodos de análise para o estudo das estruturas circum-nuclear e em grande escala da galáxia NGC 5427.

O método de transformada de Fourier bidimensional tem se mostrado eficiente para o estudo morfológico da estrutura espiral, já que fornece um método objetivo para a análise qualitativa e quantitativa das perturbações. Com efeito, seus espectros permitem determinar as componentes dominantes do padrão espiral, e através das antitransformadas estudar, a distribuição radial e azimutal da luminosidade, e conseqüentemente da matéria.

Por outro lado o método de transformada de Fourier unidimensional, aplicado a perfis azimutais de brilho, permite-nos obter parâmetros importantes da dinâmica do padrão espiral, como a ressonância de corotação e as ressonâncias internas e externas de Lindblad.

2.1 Transformada de Fourier

Qualquer função $f(x)$ que cumpra com as condições de integrabilidade* pode ser escrita em termos da sua transformada de Fourier $F(k)$ na forma:

$$F(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-ikx} dx. \quad (2.1)$$

Pode-se recuperar a função calculando a transformada de Fourier inversa:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k)e^{-ikx} dk. \quad (2.2)$$

Para uma função de duas variáveis (x, y) , podemos escrever

$$F(k, l) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y)e^{-i(kx+ly)} dx dy. \quad (2.3)$$

*Para satisfazer 2.1 é condição suficiente e necessária que a função $f(x)$ na $\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2$ seja finita.

Analogamente ao caso unidimensional a transformada inversa fica como

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k, l) e^{-i(kx+ly)} dkdl. \quad (2.4)$$

2.2 Método da Transformada de Fourier Bidimensional

É possível representar os braços espirais aplicando a análise de Fourier às imagens das galáxias. Esta análise baseia-se no fato de que os braços espirais em geral têm forma logarítmica, como vimos na seção 1.4. Assim é conveniente a escolha de uma base de espirais logarítmicas para a análise de Fourier. O método pode ser considerado eficiente, conforme já foi demonstrado nos trabalhos de Kalnajs 1975, Considere & Athanassoula 1982 e 1988, Puerari & Dottori 1992, Block & Puerari 1999 e Vera-Villamizar *et al.* 2001, entre outros. Desta forma pode-se determinar o modo dominante (pelo geral $m=2$ ou dois braços) e os modos secundários, bem como calcular o grau de enrolamento das diversas componentes. Este método permite, em princípio, obter a perturbação do potencial do disco produzido pela perturbação da densidade através da equação de Poisson.

Neste trabalho, o método das transformadas de Fourier, é aplicado à distribuição de brilho deprojectada no plano da galáxia, $I(u, \theta)$, onde $u = \ln(r)$ [†]. A simetria do problema favorece o uso de coordenadas polares (θ e r).

A distribuição de densidades $I(u, \theta)$ pode ser expandida em séries de Fourier de espirais logarítmicas, como:

$$I(u, \theta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(p, m) e^{i(pu+m\theta)} dp, \quad (2.5)$$

onde $A(p, m)$ são os coeficientes de Fourier e fornecem o “peso” que cada modo (forma espiral logarítmica) tem na estrutura espiral representada na matriz $I(u, \theta)$; m representa o número de onda azimutal ou o número de braços espirais; p é o número de onda radial e pode ter um sinal positivo ou negativo. As componentes que tem um valor p positivo tem um enrolamento tipo “S”, em quanto que as componentes com valor p negativo tem enrolamento tipo “Z”. Componentes com $p = 0$ não têm forma espiral, mas de barra. Por exemplo, para espirais barradas ou com uma distorção oval a componente principal é $A(0, 2)$.

O *pitch angle* α (ver seção 1.4) esta relacionado com m e p pela seguinte equação,

$$\alpha = \arctan \left(-\frac{m}{p} \right). \quad (2.6)$$

[†] $I(u, \theta)$ é na prática uma matriz discreta de pontos.

Os coeficientes de Fourier $A(p, m)^\ddagger$ podem-se escrever como

$$A(p, m) = \frac{1}{D} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I(u, \theta) e^{-i(m\theta + up)} du d\theta, \quad (2.7)$$

onde D é um fator de normalização

$$D = \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I(u, \theta) du d\theta. \quad (2.8)$$

Na prática a integral 2.7 se calcula entre um raio mínimo e um raio máximo. O raio mínimo permite excluir uma região central muito pequena na qual os poucos píxeis considerados podem introduzir bias nas componentes de Fourier. O raio máximo vai até o final da estrutura galáctica e também estabelece um limite com simetria circular, se a galáxia estende-se além da dimensão física do CCD. Nós usamos neste estudo uma base com 6 espirais logarítmicas com o número de onda azimutal (ou número de braços) no intervalo $0 \leq m \leq 6$ e o número de onda radial no intervalo[§] $-50 \leq p \leq 50$ com um passo de $\Delta p = 0.25$. É importante ressaltar que o Δp nos fornece a precisão com que está sendo medido um determinado pico no espectro de frequências.

Os espectros de Fourier podem apresentar harmônicos ou “alias” da frequência principal (m/p), que não representam propriedades físicas reais da estrutura espiral. Este fato é comum quando se decompõe uma função com o método de Fourier. Com efeito, aparecem harmônicos cujas frequências são múltiplos da frequência principal, tipo $2m/2p$, $3m/3p$, ... (note que o valor de *pitch angle* é igual para todos os harmônicos). Estes “alias” têm uma amplitude menor que a componente principal. O que permite reconhecê-los e eliminá-los facilmente.

Na Fig. 2.1 (ver Pág. 17) apresentamos em forma ilustrativa a análise de Fourier de uma espiral teórica de 2 braços (Fig. 2.1.a), dada pela expressão: $\ln(r) = (-2/10)\theta$. Os espectros de Fourier da estrutura são apresentados na Fig. 2.1.b-g. O pico maior é o modo $m = 2$ (Fig. 2.1.c), apontando este modo como dominante da estrutura espiral. O sinal negativo do pico, $p = -10$, concorda com o enrolamento tipo “Z” da espiral. Os outros picos encontrados em $m = 4$ e $m = 6$ (Fig.2.1.e e Fig.2.1.g, respectivamente) são harmônicos do pico principal em $m = 2$ (observe que eles cumprem a relação mencionada acima e têm uma amplitude decrescente).

A transformada inversa de Fourier pode escrever-se como

[‡]Nós usamos um algoritmo conhecido como *transformada de Fourier rápida*. A rotina empregada faz parte de uma série de algoritmos do livro *Numerical Recipes in C* (Press et al. 1995). Ela só pode ser aplicada a dados igualmente espaçados, e tem a limitação de que o valor M da dimensão da matriz só pode ser potência de 2.

[§]Os limites do intervalo de p foram estabelecidos levando em conta que não são observados braços espirais com um grau de enrolamento fora desse intervalo, por exemplo, para uma espiral de dois braços ($m = 2$) com um valor de $p = 50$, o *pitch angle* seria de $\sim 2.2^\circ$.

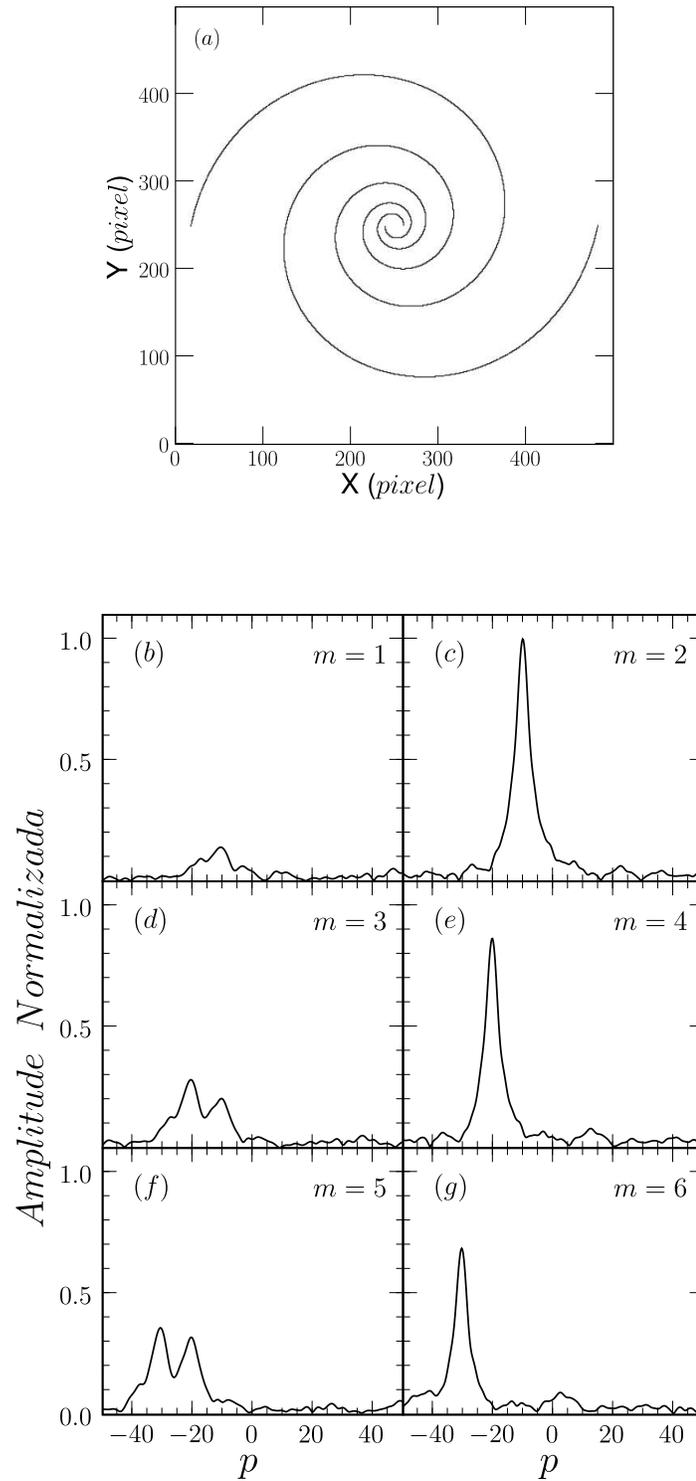


Figura 2.1: o painel (a) mostra uma espiral teórica de 2 braços ($\ln(r) = (-2/10)\theta$). Os espectros de Fourier mostram sinal para $m = 2, 4$ e 6 ; ou seja a componente principal e os alias.

$$\mathcal{AT}(u, \theta) = \sum_m S_m(u) e^{im\theta}, \quad (2.9)$$

onde a função $S_m(u)$ representa o perfil de densidade radial da componente m , e vem dada pela integral:

$$S_m(u) = \frac{D}{e^{2u} 4\pi^2} \int_{-p}^{+p} G_m(p) A(p, m) e^{ipu} dp, \quad (2.10)$$

onde $G_m(p)$ é um filtro de alta frequência para suavizar os espectros $A(p, m)$ nos limites do intervalo de integração ($-50 \leq p \leq 50$). $G_m(p)$ tem a forma

$$G_m(p) = e^{-\frac{1}{2}[(\frac{p-p_{max}}{25})^2]}, \quad (2.11)$$

onde p_{max} é o valor de p para o qual o espectro de um determinado m é máximo em amplitude.

As equações 2.9 e 2.10 são muito úteis para a análise da estrutura espiral. Por exemplo, a função de densidade radial, $S_m(u)$, é independente de θ e representa a distribuição radial de intensidade para qualquer componente m .

Agora, quando recuperamos uma função $S_m(u) e^{im\theta}$ para uma determinada componente m , obtemos uma antitransformada correspondente aos valores específicos de m . A grande vantagem nisto é que podemos obter as componentes (ou modos) individuais as quais podem ser superpostas total ou parcialmente, para sua análise posterior. Em suma, através da transformada de Fourier bidimensional, podemos estudar as componentes (ou modos) da estrutura espiral, conhecer seu comportamento radial e azimutal ao longo do disco, e estabelecer a importância das mesmas na perturbação.

2.3 Método da Transformada de Fourier Unidimensional

Puerari & Dottori (1997) introduziram a análise de Fourier dos perfis azimutais ($I_r(\theta)$), com o objetivo de detectar o ponto de inversão das fases relativas da onda de densidade (θ_{OD}) e o frente de choque (θ_{FC}), com base o cenário descrito por Roberts (1969), ver a secção 1.5 na página 6. Este ponto de inversão corresponderia ao raio de co-rotação.

Se a onda de densidade “bate” no gás distribuído ao longo do disco e a sua velocidade relativa é maior que a velocidade do som no gás, cria uma frente de choque, que serve como gatilho para deflagrar a formação estelar no gás. As regiões de formação estelar são identificadas pelos seus aglomerados abertos, estrelas jovens do tipo O e B, regiões HII e poeira. A contribuição principal destes objetos à luminosidade do disco da galáxia é no ultravioleta e no visível. Schweizer (1976) estudou as estrelas do disco (população estelar velha) e as estrelas OB em nossa galáxia, e determinou que 70 % da luminosidade no filtro B

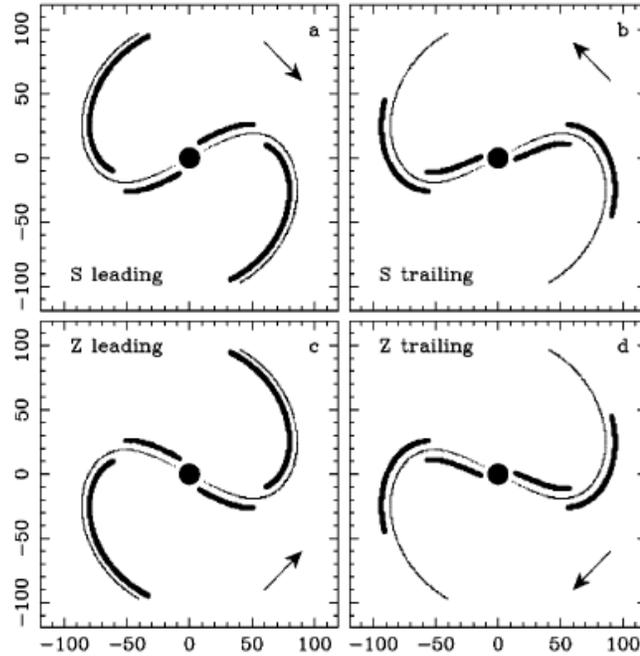


Figura 2.2: Comportamento Azimutal da frente de choque (linha Grossa) e da onda de densidade (linha fina) no disco; para espirais tipo “S”: (a) *Leading* e (b) *Trailing*; e para espirais tipo “Z”: (a) *Leading* e (b) *Trailing*; em cada painel se indica a direção de rotação da galáxia (Puerari & Dottori 1997).

corresponde às estrelas OB, em tanto que as estrelas velhas contribuem com o 30% restante. Portanto, a banda B é bom traçador da frente de choque (θ_{FC}).

De outro lado, a população velha do disco (θ_{OD}) emite principalmente no infravermelho, o que torna a banda K apropriada para detectar esta população (Rix & Rieke 1993; González & Graham 1996 e Frogel et al. 1996). Outro aspecto importante desta banda, é que nela a extinção pela poeira é aproximadamente 10 vezes menor que na banda B, favorecendo a detecção das estrelas velhas. Por tanto, a distribuição de brilho nas bandas B e K fornecem um meio para a comparação entre o padrão perturbador (θ_{OD}) e o material perturbado (θ_{FC}).

A transformada de Fourier pode ser escrita como segue:

$$\mathfrak{F}_m(r) = \int_{-\pi}^{+\pi} I_r(\theta) e^{-mi\theta} d\theta, \quad (2.12)$$

onde m é o número de braços. A fase Θ é obtida da relação:

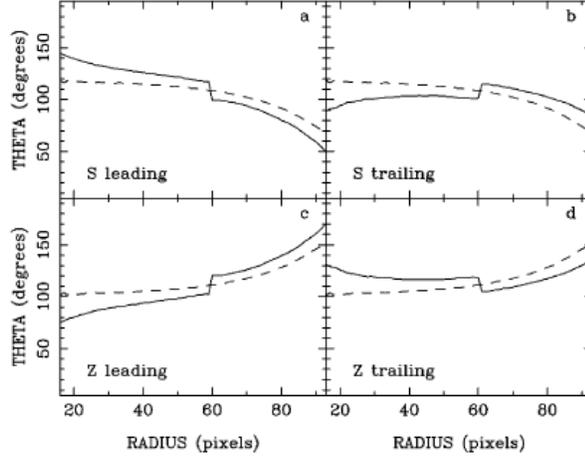


Figura 2.3: Comportamento da fase $\Theta(r)$ para a onda de densidade (OD) (linha pontuada) e o frente de choque (FC) (linha contínua). (Puerari & Dottori (1997))

$$\Theta(r) = \tan^{-1} \frac{Re[\mathfrak{S}_m(r)]}{Im[\mathfrak{S}_m(r)]}, \quad (2.13)$$

onde Re y Im corresponde à parte real e imaginária dos coeficientes complexos de Fourier.

Na Fig. 2.2 apresentamos casos de espirais teóricas bissimétricas, com projeção “S” e “Z” para perturbações *leading* e *trailing*. A figura mostra qual seria a posição relativa da onda de densidade (θ_{OD}) e da formação estelar (θ_{FC}) ao longo do braço espiral. O comportamento radial das fases θ_{OD} e θ_{FC} é apresentado na Fig. 2.3. O ponto de corte entre as fases marca a posição do raio corotação, pode-se observar a inversão das fases relativa à ressonância de corotação conforme aos cenários da Fig. 2.2. Conhecendo o sentido de inclinação do disco galáctico se pode determinar o caráter *leading* ou *trailing* do padrão perturbador a partir da Fig. 2.2.

2.4 Deprojeção das Imagens

As galáxias estão inclinadas aleatoriamente em relação à nossa linha de visada. Assim, suas formas aparentem variam dependendo das suas projeções no plano do céu. Por convenção a inclinação de uma galáxia discoidal é o ângulo entre o disco e o plano do céu. As galáxias com uma inclinação de 90° são chamadas *edge-on*, em quanto às galáxias com uma inclinação de 0° são chamadas *face-on*. Os discos das galáxias são praticamente circulares ¶ quando

¶ Importante notar que fenômenos como *warping* ou de interações fortes com uma galáxia companheira podem alterar as forma do disco (caso a Grande Nuvem de Magalhães, van der Marel 2001).

são observados *face-on*, portanto se a galáxia esta inclinada em um ângulo β em relação à nossa linha de visada, ela terá aparência de um disco elíptico no plano do céu. Assim, a inclinação pode ser determinada da seguinte expressão:

$$\beta = \arccos\left(\frac{b}{a}\right), \quad (2.14)$$

onde b e a são os semi-eixos da elipse projetada no plano do céu. Em geral os semi-eixos são medidos na isofota com um brilho superficial de $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$: É útil definir o ângulo de posição; este é o ângulo no plano do céu entre o semi-eixo maior e o Norte, medido no sentido Leste.

O conhecimento dos ângulos de posição e inclinação permitem deprojetar a imagem da galáxia. Assim, podemos estudar as galáxias numa posição *face-on*. Para fazer esta deprojeção foi usada a tarefa *imlintran* do pacote **IRAF**. A deprojeção se faz conservando o fluxo de uma unidade de área na imagem original para a área equivalente na imagem deprojetada.

O procedimento de deprojeção é direto, uma vez que conhecemos o ângulo de posição e a inclinação da galáxia. No entanto, em NGC 5427 é difícil definir o semi-eixo maior, devido ao fato de que as isofotas externas estão perturbadas pela companheira, NGC 5426, em tanto que as isofotas internas estão afetadas pelo excesso de brilho dos braços espirais, como vê-se na Fig. 2.4. Blackman (1982) e Fuentes-Carrera et al. (2004), recorreram a observações espectroscópicas para determinar a orientação do semi-eixo maior, ou seja, determinaram à linha do nodo cinemático. Ambos autores encontram valores distintos dos ângulos de posição e inclinação (tabela 2.1). Nós usamos a análise de Fourier como critério de projeção. Escolhemos os ângulos de posição e inclinação que fornecem o maior pico da componente principal dos espectros de Fourier. A nossa medida mostra uma concordância maior com a de Fuentes-Carrera et al. (2004). A Fig. 2.5 mostra a imagem original na banda B de NGC 5427 e a sua imagem deprojectada com os valores de Fuentes-Carrera et al. (2004).

Artigo	Ângulo de Posição	Ângulo de Inclinação
Blackman (1982)	68	32 ± 2
Fuentes-Carrera et al. (2004)	$53,2 \pm 3$	$34 \pm 2,5$

Tabela 2.1: Valores dos ângulos de posição e inclinação, encontrados nos trabalhos de Blackman (1982) e Fuentes-Carrera et al. (2004).

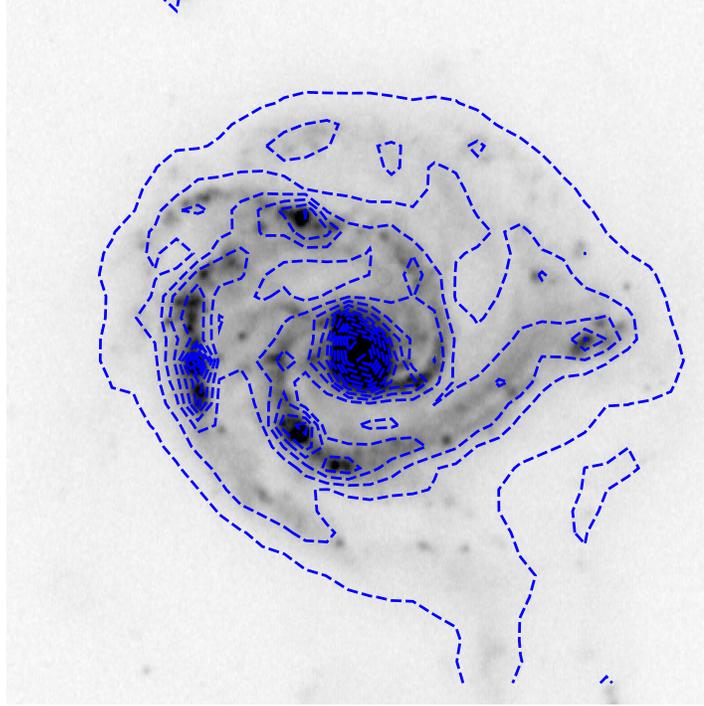


Figura 2.4: São mostrados os contornos das isofotas sobre a imagem na banda B de NGC 5427.

2.5 Realce das Estruturas Espirais

Em geral o perfil de luminosidade superficial do disco galáctico é exponencial. Portanto, o intervalo de brilho entre o núcleo e a borda do disco é bastante grande, e os detectores CCD têm um intervalo dinâmico muito pequeno para poder representar de uma vez este intervalo de intensidades. Assim, as imagens aparecem super-expostas no núcleo da galáxia em contraste às regiões externas. Estas últimas são importantes porque permitem conhecer a verdadeira extensão dos braços espirais. Por outro lado, a estrutura espiral nas bandas infravermelhas (e.g, J, Ks, etc.), mostra um baixo contraste entre os braços e o disco, tornando ainda mais difícil a identificação da estrutura espiral.

Devido a estas dificuldades, é preciso realçar as estruturas espirais, para tal fim nos utilizamos o método proposto por Vera-Villamizar (2001). O primeiro passo é calcular o perfil radial promediado azimutalmente, da seguinte forma:

$$\bar{I}_\theta(r) = \frac{\sum_\theta I(r, \theta)}{N}, \quad (2.15)$$

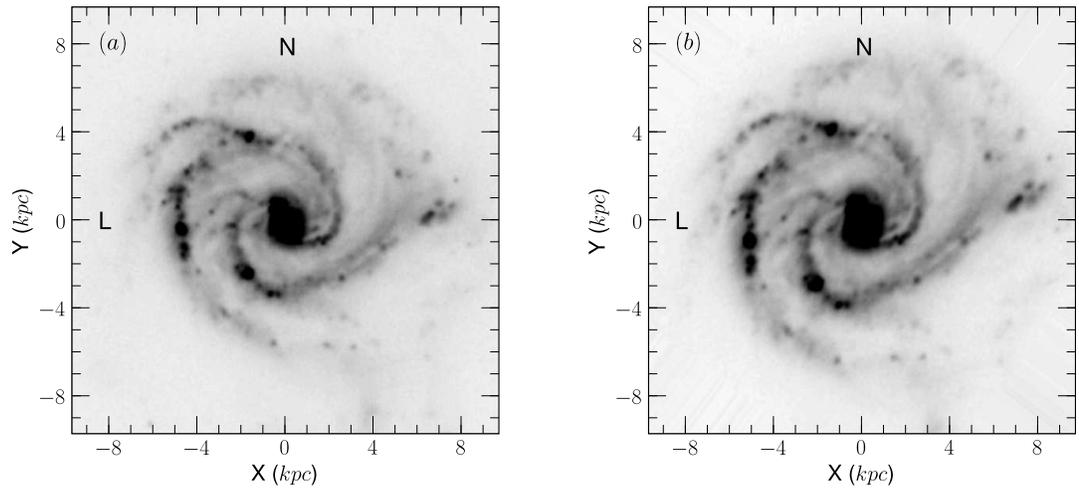


Figura 2.5: NGC 5427 na banda B, no painel (a) a imagem original reduzida e sem deprojetar, e no painel (b) a imagem após de deprojetar com os dados de Fuentes-Carrera et al. (2004).

onde $I(r, \theta)$ é o valor da intensidade do píxel em coordenadas polares r e θ da matriz original da imagem. N representa o número de píxeis usados para calcular a média em cada raio r . Posteriormente, da imagem original subtrai-se o perfil radial promediado azimutalmente. Assim, obtemos uma imagem sem o perfil azimutal do disco,

$$I_{perf}(r, \theta) = I(r, \theta) - \bar{I}(r, \theta). \quad (2.16)$$

A imagem assim formada apresenta um buraco no brilho da região central da galáxia. Isto ocorre porque os valores de $\bar{I}(r, \theta)$ são muito altos na região central. Para corrigir este problema se faz uma normalização da imagem a um valor constante RMS^{\parallel} , onde RMS é dado por:

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{\theta} [I(r, \theta) - \bar{I}(r, \theta)]^2}{N}}. \quad (2.17)$$

A normalização mencionada da imagem é feita multiplicando todos os píxeis localizados a uma mesma distancia r por o valor $B(r)$,

$$B(r) = \frac{c}{RMS(r)}, \quad (2.18)$$

^{||}O valor quadrático médio ou RMS (do inglês root mean square), que é uma medida do espalhamento ao redor da media

$$c = \sum_r \frac{R\bar{M}S}{n}, \quad (2.19)$$

onde c é o valor promédio dos valores $RMS(r)$ e n corresponde ao número de valores $R\bar{M}S$ obtidos a traves da matriz $I(r, \theta)$. Na Fig. 2.6 apresentamos um exemplo deste procedimento aplicado à imagem na banda K de NGC 547.

Uma observação importante a fazer é que o processo de subtração do disco não altera os resultados da análise de Fourier, já que o disco constitui uma componente de ordem zero. Porém, como foi dito, este processo ajuda a identificar a extensão da estrutura espiral e fixar os limites dela, do raio mínimo e máximo.

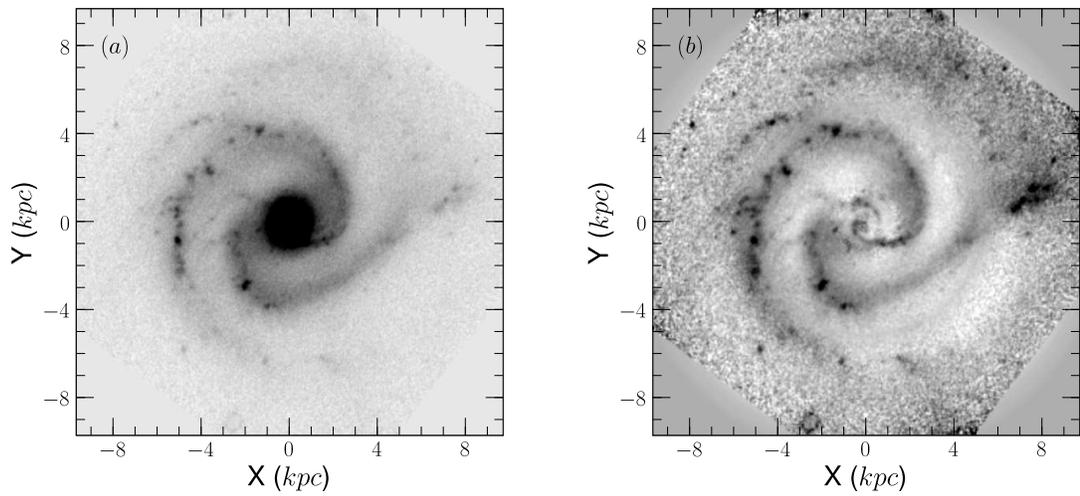


Figura 2.6: NGC 5427 na banda K, no painel (a) a imagem original deprojectada e sem estrelas de campo, e no painel (b) a imagem depois do processo de realce.

Capítulo 3

Estudo morfológico e dinâmico de NGC 5427

3.1 Introdução

NGC 5427 é uma galáxia espiral com uma classificação morfológica SA(s)c pec, que apresenta um núcleo Seyfert 2 (de Vaucouleurs et al. 1991). A distância de NGC 5427 é de 26,7 Mpc (de Vaucouleurs, 1979), com uma escala de ~ 129 pc arcsec⁻¹.

NGC 5427 está interagindo com a espiral NGC 5426. A distância angular entre as duas é de 2,3 arcmin (17,85 kpc) (Sandage & Bedke 1994). Este par de galáxias foi primeiro catalogado por Vorontsov & Velyaminov (1959), e mais tarde, incluído como objeto 271 no Atlas do Arp (1966). Na Fig. 3.1, o painel superior mostra a ponte de interação entre as duas galáxias.

Blackman (1982) fez um extenso trabalho sobre o par de galáxias. Estimou a massa, achou a relação M/L e estudou o perfil de luminosidades para as duas galáxias. A massa estimada para NGC 5427 foi de $2,9 \times 10^{10} M_{\odot}$ (para um raio menor de 9 kpc). A relação M/L é praticamente constante ao longo do disco. NGC 5427 tem um perfil exponencial de luminosidade com um calombo causado pelo excesso de luminosidade dos braços espirais, que é típico de um perfil Freeman tipo II.

A formação estelar em NGC 5427 foi estudada por Gonzalez & Perez (1992) e Gonzales et al. (1997). Eles analisaram a função de luminosidade, o brilho superficial e a distribuição espacial das regiões HII, achando uma taxa alta tanto da formação estelar quanto do número de regiões HII, comparado com galáxias do mesmo tipo morfológico.

Alfaro et al. (2001) obtiveram uma curva de rotação através de espectroscopia de fenda longa ao longo do eixo maior de NGC 5427. Nesta curva identificaram ondulações

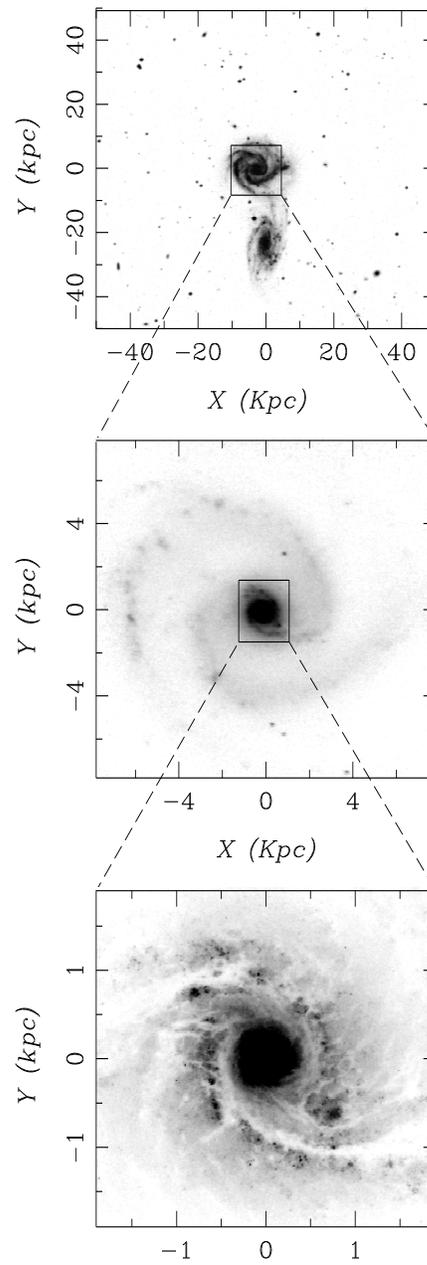


Figura 3.1: Imagens de NGC 5427 em diferentes escalas. No painel superior observa-se a NGC 5427 com sua galáxia companheira NGC 5426. No painel do meio o foco está sobre NGC 5427 e finalmente no painel inferior a região circum-nuclear de NGC 5427.

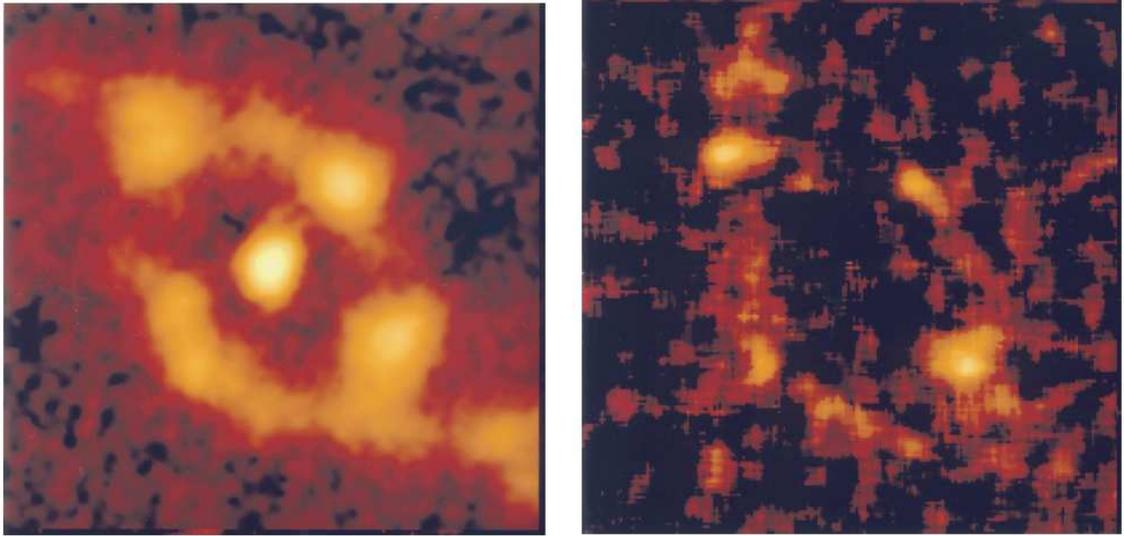


Figura 3.2: Imagens circum-nucleares de NGC 5427 no filtro de H_{α} e na banda UV (filtro F218W da câmara WFPC2 do HST) à direita e à esquerda, respectivamente. O campo das imagens é de $20'' \times 20''$ (ou de 2.5×2.5 kpc). As duas imagens foram tiradas de Colina et al. (1997)

que estão correlacionadas com a presença dos braços espirais e sugeriram que este comportamento é similar ao esperado pela interação da onda de densidade espiral com um disco espesso de gás.

Colina et al. (1997) fizeram um estudo no ultravioleta de regiões circum-nucleares de várias galáxias Seyfert 2 para tentar entender de onde provem o excesso de UV em galáxias desse tipo. Eles observaram um anel circum-nuclear que coincide com o anel de regiões H_{α} encontrado nos trabalhos de Gonzalez & Perez (1992) e Gonzales et al. (1997) (ver Fig. 3.2). No entanto ao observar a estrutura circum-nuclear no visível e no infravermelho (ver a Fig. 3.3) em imagens do telescópio Hubble com maior resolução, podemos ver que o que aparece como anel nas imagens H_{α} e UV são, na realidade, dois pequenos braços da espiral circum-nuclear de NGC 5427.

3.2 Estudo da espiral circum-nuclear

3.2.1 Observações

Usamos as imagens do arquivo do HST* (*Hubble Space Telescope*). A imagem no visível é da câmara WFPC2 (*Wide Field Planetary Camera 2*) com uma resolução de 0,046 pixel/arcsec e um campo de $36'' \times 36''$; foi obtida com o filtro *F606W* (daqui em diante a banda V_{F606W}),

*Estas imagens são disponibilizados ao público no site <http://archive.stsci.edu/>.

centrado em $\lambda = 5935 \text{ \AA}$, com uma largura de banda de $\Delta\lambda \sim 2002 \text{ \AA}$. A imagem no infravermelho é da câmara NICMOS (*Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*) que tem uma resolução de $0,075 \text{ pixel/arcsec}$ com um campo de $19,2'' \times 19,2''$; obtida com o filtro $F160W$ (daqui em diante a banda H_{F160W}), que está centrado em $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$, com uma largura de banda de $\Delta\lambda \sim 2000 \text{ \AA}$.

Além do HST usamos imagens do telescópio NTT (*New Tecnology Telescope*) com a câmara SOFI que tem uma resolução de $0,288$ e um campo de $4,92' \times 4,92'$. A imagem[†] foi obtida no filtro Ks ($2,2 \mu\text{m}$) (daqui em diante banda K).

3.2.2 Morfologia

As imagens da espiral circum-nuclear das bandas V_{F606W} e H_{F160W} são apresentadas na Fig. 3.3 e da banda K na Fig. 3.4. Os braços espirais começam logo depois do bojo num raio de $\sim 350 \text{ pc}$ estendendo-se até $\sim 1,2 \text{ kpc}$. Na imagem da banda V_{F606W} se pode ver que os braços espirais circum-nucleares têm um número grande de regiões de formação estelar, com uma maior quantidade na parte inicial dos braços. Também tem destaque uma faixa de poeira ao longo da face interna do braço Leste (direção do início do braço). Já nas imagens nas bandas H_{F160W} e K os detalhes dos braços espirais aparecem mais suaves e a faixa de poeira bastante fraca, um efeito devido à baixa extinção nestas bandas.

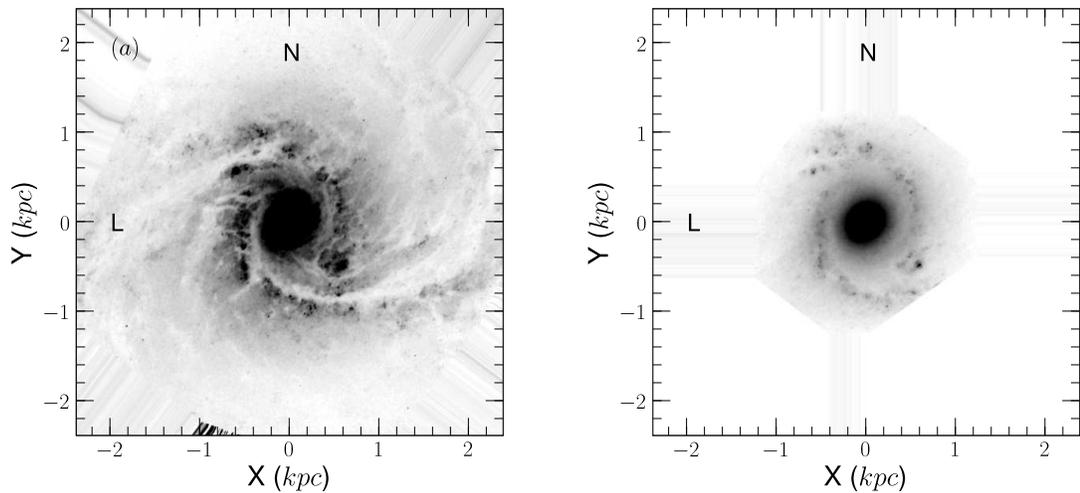


Figura 3.3: Imagens da estrutura circum-nuclear de NGC 5427: no painel (a) a banda V_{F606W} e no painel (b) a banda H_{F160W} .

Os diagramas $\log r$ versus θ nas bandas V_{F606W} , H_{F160W} e da banda K são apresentados nas Figs. 3.5, 3.6 e 3.7, respectivamente. Para traçar os perfis azimutais, os ângulos

[†]Esta imagem foi cedida gentilmente pelo professor Preben Grosbøl.

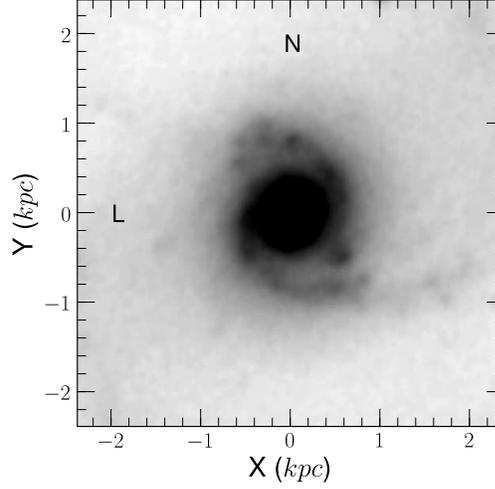


Figura 3.4: Imagem da estrutura circum-nuclear na banda K.

se medem a partir do Oeste, em sentido anti-horário. Estes diagramas permitem delinear com mais clareza a estrutura espiral e visualizar melhor suas propriedades. Iniciamos a descrição com o braço Leste, que está localizado entre $\sim 160^\circ$ e $\sim 310^\circ$ e estende-se desde ~ 350 pc até $\sim 1,2$ kpc (Figs. 3.5, 3.6 e 3.7). Como já foi exposto acima, há uma faixa de poeira ao longo deste braço na banda V_{F606W} (Fig. 3.5). Na parte interna a faixa de poeira é bastante larga e não está bem delineada, porém a partir de ~ 650 pc fica melhor definida e mais estreita. O *pitch angle* da faixa é de $\sim 26^\circ \pm 2^\circ$. Uma característica notável deste braço é a presença de uma descontinuidade que o divide em duas partes, com uma mudança de *pitch angle* entre elas. A parte interna do braço Leste, entre $\sim 160^\circ$ e $\sim 230^\circ$, estende-se dos ~ 350 pc até ~ 740 pc, com um *pitch angle* de $\sim 23^\circ$. Estes valores são os mesmos para as três bandas (Figs. 3.5, 3.6 e 3.7). A parte externa do braço leste está localizada entre $\sim 245^\circ$ e $\sim 310^\circ$ e estende-se desde ~ 670 pc até ~ 1200 pc. O valor do *pitch angle* para esta parte do braço é de $\sim 26^\circ \pm 2^\circ$ na banda V_{F606W} (Fig. 3.5), porém, muda para $\sim 17^\circ \pm 2^\circ$ na banda K (Fig. 3.7). Na banda H_{F160W} não foi possível fazer a medição devido a um corte desta imagem (Fig. 3.6). Ao fazer uma sobreposição das imagens nas bandas V_{F606W} e K acontece um cruzamento entre os braços em ~ 980 pc e $\sim 291^\circ$, efeito causado pela diferença de *pitch angle* entre as bandas.

O braço Oeste no diagrama $\log r$ versus θ (Figs. 3.5, 3.6 e 3.7) está localizado entre $\sim -40^\circ$ e $\sim 130^\circ$ (ou entre $\sim 320^\circ$ e $\sim 490^\circ$). Este braço não está tão bem definido, o que dificulta a medida do *pitch angle*. Ainda assim, pode-se perceber uma descontinuidade similar à do braço Leste. Na banda V_{F606W} (Fig. 3.5) a parte mais externa do braço Oeste

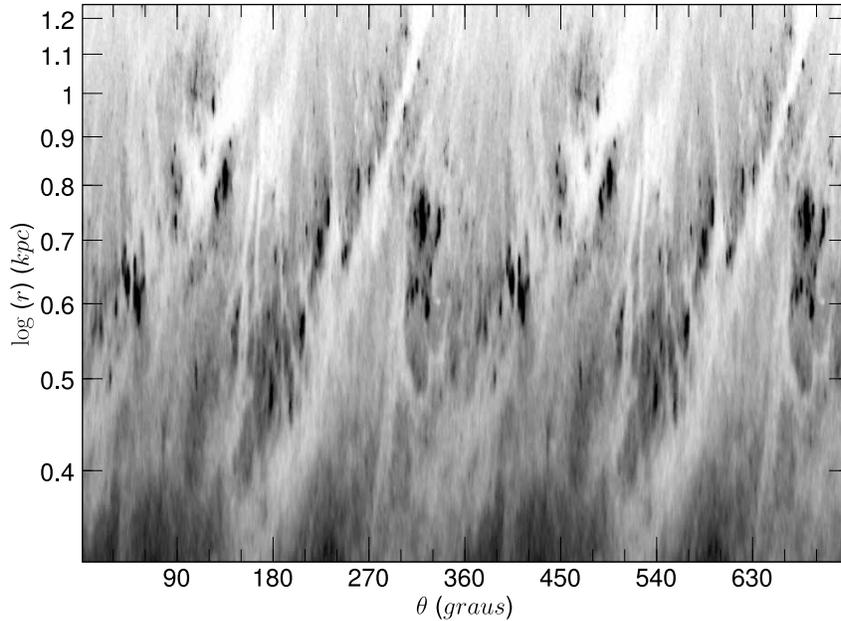


Figura 3.5: Imagem $\log r$ vs θ na banda V_{F606W} da estrutura circum-nuclear de NGC 5427.

também apresenta uma faixa de poeira bastante larga. A indefinição deste braço pode dever-se à interação com NGC 5426.

3.2.3 Transformada de Fourier bidimensional

A banda H_{F160W} foi excluída desta análise devido ao corte da imagem no final do braço Leste, conforme Fig. 3.6. A transformada de Fourier das imagens nas bandas V_{F606W} e K foi calculada num intervalo de raio de 445 pc até 1,3 kpc. Os espectros de Fourier são apresentados na Fig. 3.8, onde a componente $m = 2$ aparece como dominante nas duas bandas. O enrolamento dos braços espirais é do tipo “Z”, e se olharmos a Fig. 2.1 na seção 2.2 (Pág. 17), podemos perceber que para esse tipo de espiral os valores de p que representam a estrutura são negativos. Os picos positivos, com enrolamento oposto, que aparecem na Fig.3.8 são modulações do padrão principal e representam uma espiral *leading* se o padrão principal foi-se *trailing*. Estas, em geral, aparecem quando os braços têm algum tipo de assimetria. Isto fica evidente quando reconstruímos a estrutura original a partir da soma das antitransformadas de cada componente.

A tabela 3.1 apresenta os valores dos picos maiores no espectro de Fourier. Na banda V_{F606W} o maior pico está na componente $m = 2$, fazendo dela a componente principal

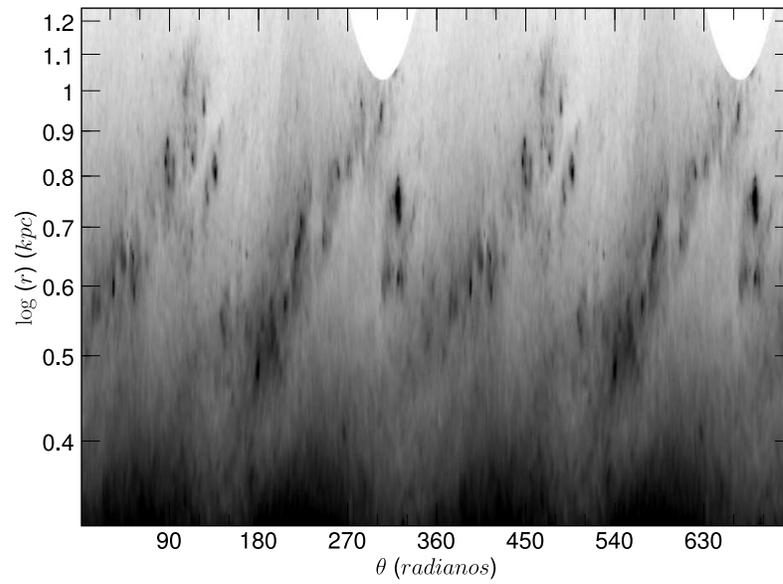


Figura 3.6: Imagem $\log r$ vs θ na banda H_{F160W} da estrutura circum-nuclear de NGC 5427.

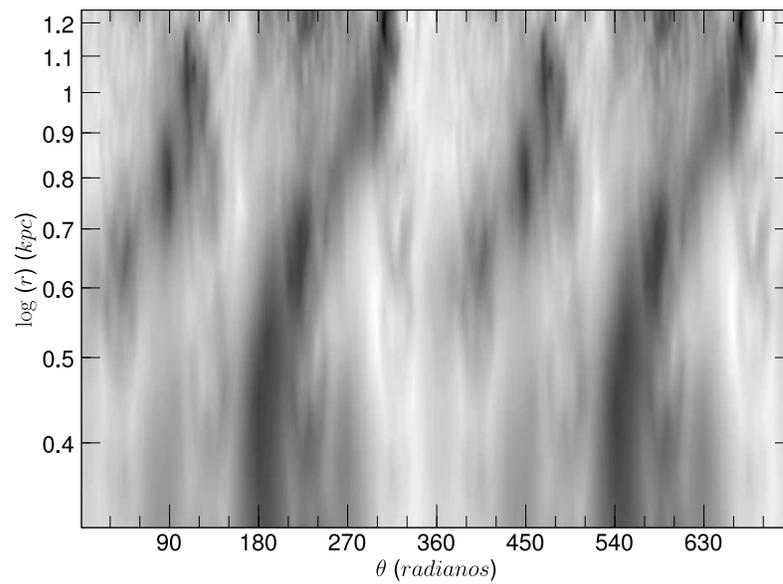


Figura 3.7: Imagem $\log r$ vs θ na banda K da estrutura circum-nuclear de NGC 5427.

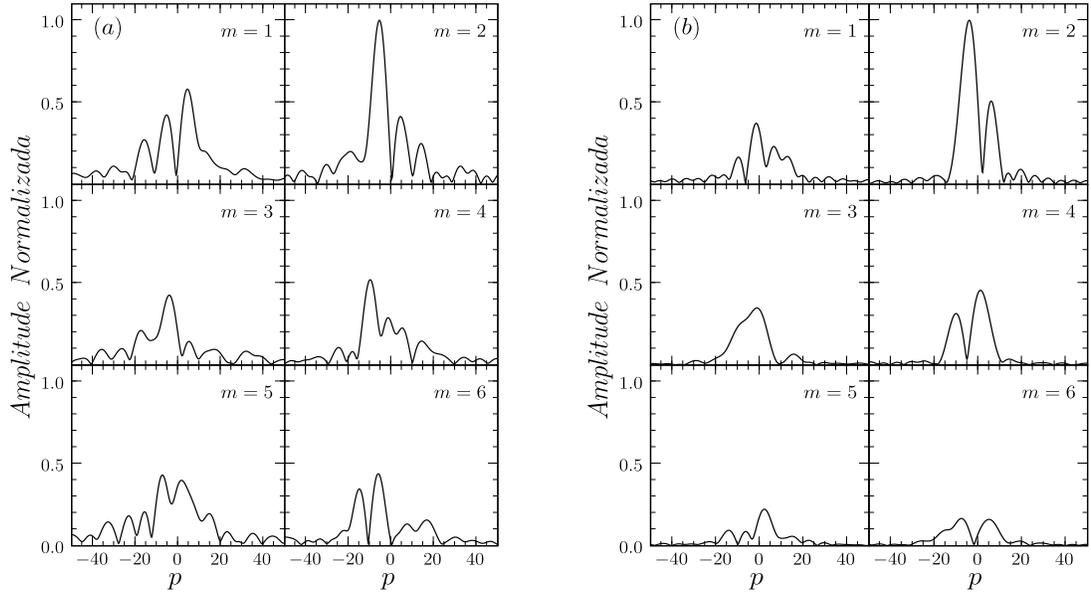


Figura 3.8: Espectros de Fourier: no painel (a) a banda V_{F606W} e no painel (b) a banda K. Os coeficientes $A(p, m)$ foram obtidos segundo o processo descrito na seção 2.2. A variável p está relacionada com o *pitch angle* α por $p = -m/\tan \alpha$.

da estrutura espiral. As componentes em $m = 4$ e $m = 6$ apresentam máximos com o mesmo valor de *pitch angle*, porém com uma amplitude menor que o pico em $m = 2$, o que permite caracterizá-los como harmônicos ou alias da componente principal. Nesta banda tem destaque também uma modulação na componente $m = 1$, causada pela diferença entre as partes internas e externas do braço Leste se comparado com braço Oeste, como se pode constatar na Fig. 3.12, que apresenta a reconstrução da estrutura original a partir da soma das antitransformadas de todas as componentes.

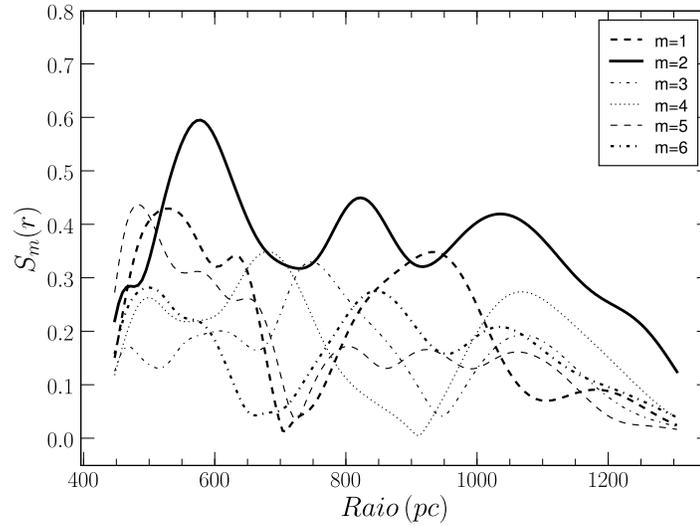
Na banda K a componente principal da estrutura espiral também é o modo $m = 2$. Podemos observar que há um deslocamento no valor do *pitch angle* entre as componentes principais das bandas V_{F606W} e K. Esta característica mostra o deslocamento do padrão espiral quando é observado em diferentes bandas, em concordância com o cruzamento entre os braços relatado na seção anterior. Há ainda uma modulação importante na componente $m = 2$, que reforça o brilho dos braços espirais nos raios internos e externos, como se vê na antitransformada do modo $m = 2$ (Fig. 3.11).

As funções de densidade radial de Fourier são apresentadas na Fig. 3.9 para a banda V_{F606W} e na Fig. 3.10 para a banda K. Estas mostram o comportamento radial de cada modo m e a sua importância. Em ambas as bandas, observamos que a componente $m = 2$

Banda	m	p	Amplitude	θ
V	1	4.25	0.58	13.2 ± 2.0
	2	-5.50	1.00	-20.0 ± 3.0
	4	-10.0	0.52	-21.8 ± 3.27
	6	-15.0	0.34	-21.8 ± 3.27
K	2	-4.25	1.00	-25.2 ± 3.8
	2	6.00	0.50	$+18.4 \pm 2.76$

Tabela 3.1: Valores dos picos máximos do espectro de Fourier para NGC 5427.

é dominante na parte central do disco, em torno do núcleo. O comportamento deste modo na banda V é oscilante, apresentando três máximos. Entretanto, na banda K a função apresenta dois máximos. O primeiro mínimo na banda V (em 726 pc) e o mínimo na banda K (em 746 pc) coincidem com a região de descontinuidade do braço Leste vista no diagrama $\log r$ versus θ (Figs. 3.5 e 3.7).

Figura 3.9: Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda V_{F606W} .

As antitransformadas da componente $m = 2$ da espiral circum-nuclear são mostradas na Fig. 3.11 para as bandas V_{F606W} e K. Estas imagens sintéticas foram criadas seguindo o processo descrito na seção 2.2. Estas mostram o comportamento radial e azimutal da componente calculada. Os braços espirais na banda V_{F606W} mostram fragmentos em forma de arco, sendo que o arco interno é o mais intenso. Há um aumento progressivo da largura

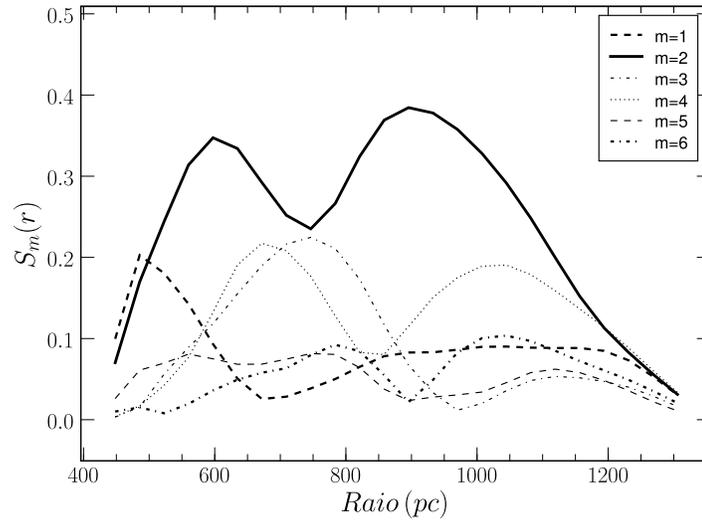


Figura 3.10: Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda K.

do braço. Entretanto, na banda K detectamos só dois arcos de alto brilho, sendo o externo mais comprido e largo.

A Fig. 3.12 mostra as antitransformadas da espiral circum-nuclear nas bandas V_{F606W} e K, calculadas sobre a soma de todas as componentes ($m = 1, 2, \dots, 6$). Estas imagens foram construídas seguindo o mesmo processo que no caso anterior. Se comparados com as imagens originais (Fig. 3.3 e Fig. 3.4) vemos que as antitransformadas reproduzem muito bem as características gerais da estrutura espiral original, porém de uma maneira mais suave, que nos permite observar melhor as diferenças entre os braços espirais em cada banda.

3.2.4 Ressonância de corrotação

Para determinar a posição da ressonância de corrotação da espiral circum-nuclear, aplicamos análise de Fourier unidimensional, como foi explicado na seção 2.3. Devido ao fato de que os braços Leste e Oeste mostram várias assimetrias, como se vê nas imagens das antitransformadas (Fig. 3.12), a fase obtida das imagens originais, tem um comportamento irregular, tanto na banda V_{F606W} quanto na banda K. Por esta razão, preferimos determinar as ressonâncias a partir da componente $m = 2$ das antitransformadas, que é o modo principal da estrutura espiral em ambas as bandas. Vera-Villamizar (2001) e Nobrega (2007) já aplicaram este método de análise sobre as imagens das antitransformadas para galáxias que

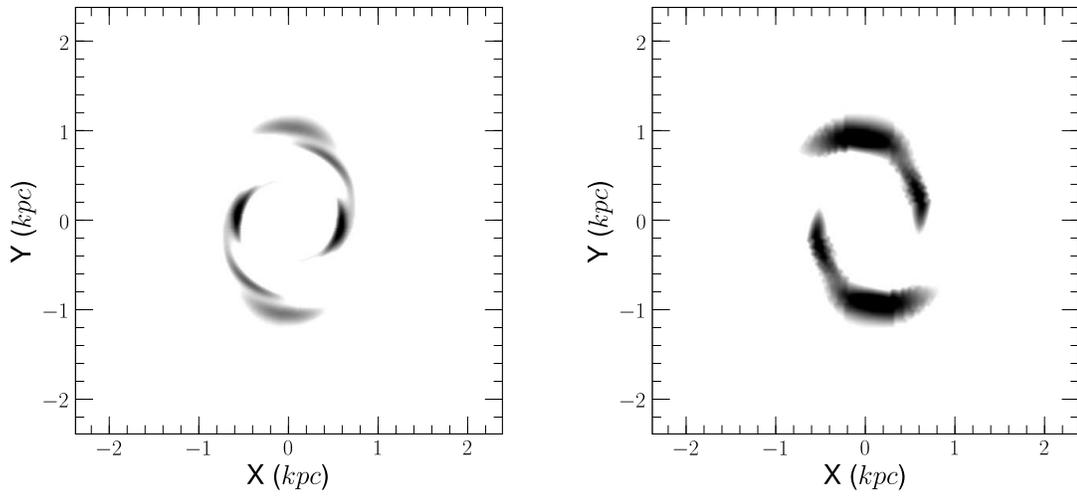


Figura 3.11: Antitransformadas para o modo $m = 2$: na esquerda a banda V_{F606W} e na direita a banda K

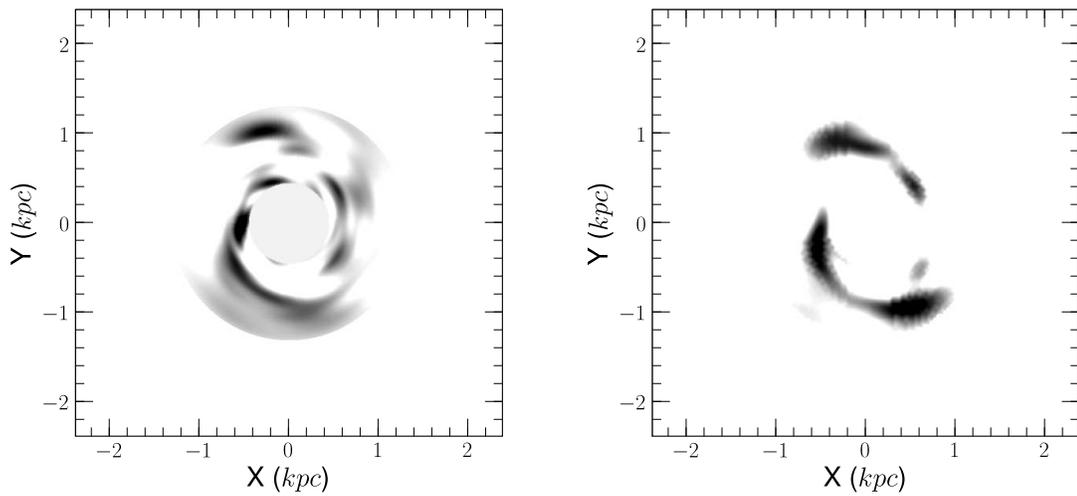


Figura 3.12: Antitransformadas para a soma de todos os modos ($m = 1, 2, \dots, 6$): na esquerda a banda V_{F606W} e na direita a banda K.

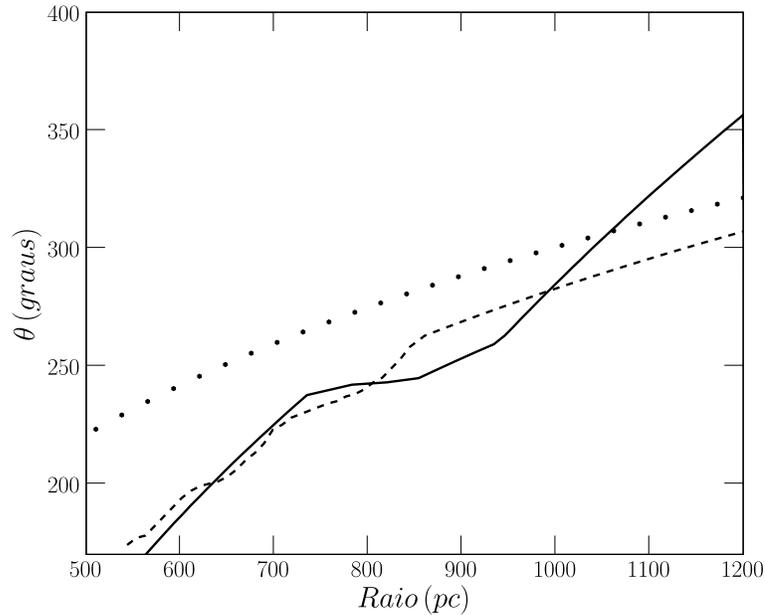


Figura 3.13: Diagrama das fases obtidas a partir das imagens das antitransformadas da componente $m = 2$. A linha contínua mostra a fase na banda K, a linha tracejada na banda V_{F606W} e a linha pontilhada a faixa de poeira.

não apresentam problemas de assimetria, e os resultados concordam com os valores obtidos quando é aplicado às imagens originais.

O gráfico apresentado na Fig. 3.13 mostra o comportamento das fases nas imagens antitransformadas da componente $m = 2$ nas duas bandas, junto com a linha da faixa de poeira. Em raios internos as fases têm um comportamento similar, com uma diferença angular muito pequena entre elas, porém a partir de 810 pc a diferença aumenta (este raio coincide com a região de descontinuidade do braço espiral, ver seção 3.2.2), para finalmente a fase da banda K cortar a fase da banda V_{F606W} , e logo em seguida cortar também a faixa de poeira. O raio médio entre os cortes é $1,05 \pm 0,15$ kpc, e é adotado como raio de corotação. Este cenário está de acordo com o comportamento do braço espiral Leste descrito na seção 3.2.2, onde em raios internos o braço tem um *pitch angle* similar em ambas bandas, porém em raios externos, depois da descontinuidade do braço, o braço espiral muda de *pitch angle*, quando comparadas às bandas, acontecendo uma intersecção em ~ 980 pc, que é próxima ao valor adotado como raio de ressonância, e fornece uma estimativa do erro na determinação do raio de corotação.

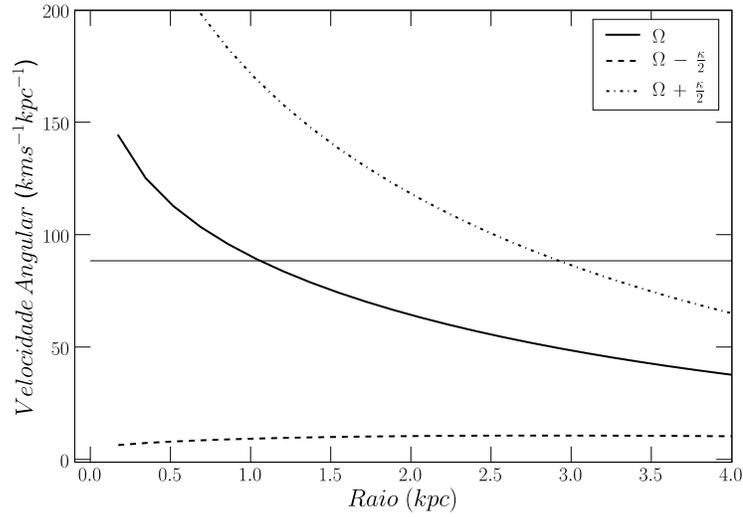


Figura 3.14: Diagrama com as curvas $\Omega(r)$, $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ e $\Omega(r) + \kappa(r)/2$ em função do raio (r).

Na Fig. 3.14 desenhamos o diagrama da velocidade angular Ω versus o raio r para galáxia NGC5427 (Blackman 1982). O raio da ressonância de corotação define a velocidade angular do padrão perturbador como sendo $88,6 \pm 5,5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. A ressonância externa de Lindblad foi determinada em $2,9 \pm 0,2 \text{ kpc}$. Devido a que a curva de $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ é bastante plana não há ressonância interna de Lindblad.

3.2.5 Gatilho de formação estelar

Encontramos uma grande quantidade de aglomerados jovens, com formação estelar, ao longo dos braços espirais na imagem da banda V_{F606W} . Estes aglomerados estão localizados entre o máximo do braço $m = 2$ na banda K e o máximo da faixa de poeira (Fig. 3.15). O máximo da componente $m = 2$ na banda K representa a densidade máxima de estrelas correspondente à perturbação do disco estelar velho, enquanto que a faixa de poeira representa a frente do choque. Este quadro é consistente com o cenário de formação estelar de Roberts (1969) (ver a Fig. 1.4, Pág. 9), onde a onda de densidade rota mais lentamente que o material do disco (dentro da corotação) e os aglomerados jovens se movimentam através do braço no sentido do $\delta\theta$ positivo, a partir da frente de choque (faixa de poeira).

Como já foi dito na seção 3.2.1 a escala da câmara WFPC2 é de $0,046 \text{ pixel/arcsec}$, que com a distância da galáxia ($26,7 \text{ Mpc}$) lhe corresponde uma resolução de $\sim 6 \text{ pc}$, isto nos permite identificação individual dos aglomerados. Usamos a tarefa DAOFIND do IRAF para identificar os aglomerados estelares. Esta tarefa é otimizada para a detecção de

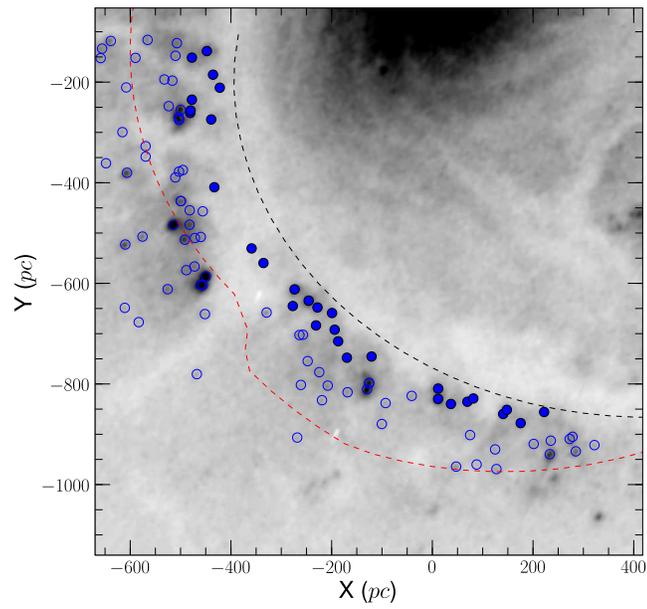


Figura 3.15: Parte do braço Leste da espiral circum-nuclear de NGC 5427 na banda V_{F606W} . As coordenadas são dadas relativas ao centro da galáxia. Os círculos azuis são as fontes achadas com ajuda da tarefa DAOFIND, os círculos cheios são os considerados para a estimativa do gatilho de formação estelar. A linha tracejada vermelha mostra a localização do máximo da componente $m = 2$ na banda K. A linha tracejada negra mostra a localização da faixa de poeira.

fontes pontuais, portanto, adequada para nosso objetivo devido ao tamanho compacto dos aglomerados estelares na região circum-nuclear de NGC 5427. O limite de detecção é de 2,5 vezes acima do sinal do céu em uma área de 5 píxeis.

A fotometria foi feita na banda V_{F606W} com ajuda da tarefa DAOPHOT do IRAF usando uma abertura circular com um raio de $0,15''$ e calculado a sinal do céu em uma coroa circular de raio interno de $0,5''$ e de largura $0,5''$. A escala angular de $0,15''$ corresponde ~ 19 pc, e este é bom corte para aglomerados estelares que em geral tem raios menores que ~ 20 pc (Di Nino et al. 2009 e Muñoz-Marin et al. 2009). Seguindo o *cookbook* do HST, as magnitudes dos aglomerados estelares são calculadas por meio da equação,

$$m_{V_{F606W}} = -2.5 \log_{10} \frac{UC * Photflam}{t_{exp}} + Photzpt, \quad (3.1)$$

onde $m_{V_{F606W}}$ é a magnitude para a banda V_{F606W} no sistema STMAG[‡] (*space telescope magnitud system*). UC é a unidade de contagem da CCD para a câmara WFPC2, é convertida em fluxo multiplicado pelo *keyword* Photflam e dividido pelo o tempo de exposição (t_{exp}), e Photzpt é um valor escolhido para que a estrela Vega tenha uma magnitude zero para a banda V no sistema de Johnson (Koornneef et al. 1986; Horne 1988). Os valores numéricos dos parâmetros são mostrados na tabela 3.2.

Filtro	Photflam ($\text{erg cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$)	Photzpt (mag)
F606W (WFPC2)	1.9e-18	-22.887

Tabela 3.2: Valores dos *keywords* tirados do *cookbook* do HST.

A partir da separação angular dos aglomerados estelares com respeito à faixa de poeira, é possível fazer uma estimativa do tempo do gatilho de formação estelar δ_t em uma aproximação linear da teoria de ondas de densidade (Grosbøl, Dottori & Gredl 2006; Grosbøl & Dottori 2008; Martinez-Garcia et al. 2008), usando a equação

$$\delta_{idade} = \delta\theta / (V_c(r)/r - \Omega_{OD}), \quad (3.2)$$

onde $V_c(r)$ é a velocidade circular, Ω_{OD} a velocidade angular da onda de densidade, calculada na seção anterior, e $\delta\theta$ a separação angular do aglomerado com respeito à faixa de poeira. Esta aproximação é válida para $\delta_{idade} \ll 2\pi/\kappa \approx 36$ Myrs. Os aglomerados que estão dentro desse critério são mostrados com círculos azuis cheios na Fig. 3.15. No quadro à esquerda da Fig. 3.16 são mostrados o histograma e o brilho em magnitudes $m_{V_{F606W}}$

[‡]STMAG é um sistema de magnitude baseado em uma densidade de fluxo constante por unidade de comprimento de onda, análogo ao sistema de magnitude de Oke (1974), AB_ν , que está baseado em um fluxo constante por unidade de frequência. Tanto o sistema de Oke quanto o STMAG são apropriados para a espectroscopia e a fotometria.

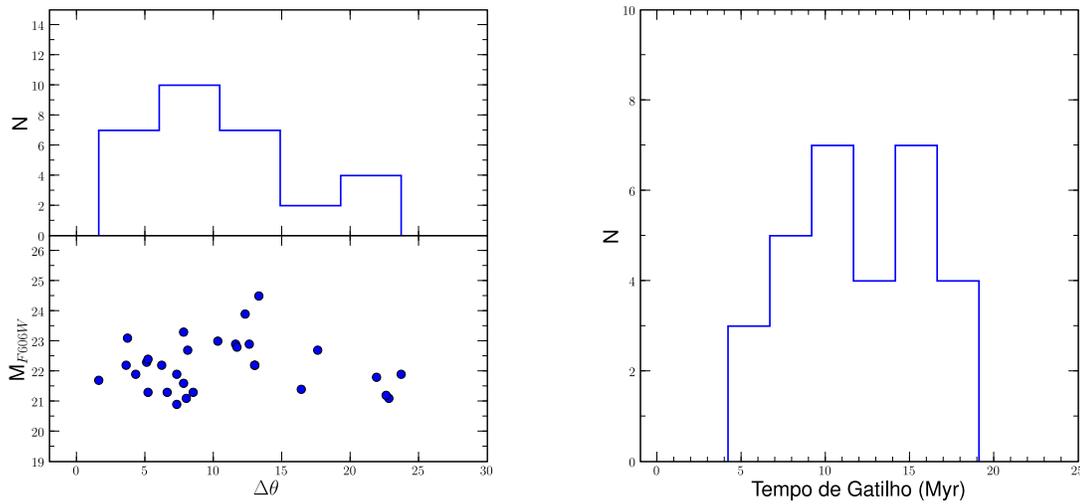


Figura 3.16: O gráfico à esquerda mostra a distribuição das fontes como função da distância azimutal à faixa de Poeira, acima mostra o histograma, abaixo a Magnitude $m_{V_{F606W}}$. O gráfico à direita mostra o histograma do tempo de gatilho em Myrs.

destes aglomerados em função da separação angular. Estes gráficos mostram um número maior de aglomerados no intervalo $5^\circ < \delta\theta < 15^\circ$. Neste mesmo gráfico (quadro à direita) é mostrado o histograma para o tempo calculado do gatilho de formação estelar; o histograma é uniforme no intervalo de $5 < \delta_t < 19$ Myr, com dois picos em 10 e 15 Myrs. A média do tempo do gatilho de formação estelar $\bar{\delta}_t$ é de 11,9 Myr com um desvio padrão de 4,2 Myr.

Na tabela 3.3 são listados: a distância ao centro galáctico, a magnitude ($m_{V_{F606W}}$), a separação angular com respeito a faixa de poeira, e tempo calculado para o gatilho de formação estelar dos aglomerados, e a diferença de velocidades entre a onda de densidade e o disco.

É importante notar que as diferenças de velocidade entre a onda de densidade e o material do disco são maiores que 10 km s^{-1} para raios menores que 700 pc (ou ~ 350 pc dentro do raio de corotação), apontando para velocidades supersônicas, e conseqüentemente a presença de choques. Dois trabalhos recentes têm detectado escoamento de gás ionizado para o núcleo ao longo de espirais nucleares (Fathi et al. 2006 e Storchi-Bergmann et al. 2007). A alta $\Omega(r)$ dentro do radio de corotação (1,05 kpc) aponta uma forte perturbação capaz de alimentar esses tipos de processos.

Δx	Δy	r (kpc)	$m_{V_{F606W}}$	$\Delta\theta$	ΔS	ΔV (km/s)	δ_t (Myr)
174,4	-877,0	0,9	$22,2 \pm 0,7$	6,2	97,5	5,3	$18,0 \pm 3,6$
139,9	-858,7	0,9	$22,3 \pm 0,7$	5,1	77,5	6,0	$12,7 \pm 2,5$
221,1	-854,9	0,9	$21,7 \pm 0,5$	1,6	23,9	5,6	$4,2 \pm 0,8$
146,9	-850,6	0,9	$22,2 \pm 0,7$	3,6	54,9	6,2	$8,7 \pm 1,7$
36,0	-838,9	0,8	$21,6 \pm 0,5$	7,8	114,6	6,8	$16,4 \pm 3,3$
68,5	-834,4	0,8	$22,4 \pm 0,7$	5,2	76,6	6,9	$10,9 \pm 2,2$
10,6	-828,7	0,8	$21,1 \pm 0,4$	8,0	116,3	7,1	$16,0 \pm 3,2$
80,5	-828,0	0,8	$23,1 \pm 1,0$	3,7	53,1	7,0	$7,4 \pm 1,5$
10,5	-808,2	0,8	$21,3 \pm 0,4$	5,2	72,8	7,6	$9,3 \pm 1,9$
-170,5	-746,8	0,8	$22,9 \pm 0,9$	12,6	168,5	8,6	$19,1 \pm 3,8$
-121,6	-744,6	0,8	$21,9 \pm 0,6$	7,3	95,6	8,9	$10,5 \pm 2,1$
-188,0	-714,4	0,7	$23,0 \pm 1,0$	10,3	132,9	9,2	$14,1 \pm 2,8$
-194,8	-691,2	0,7	$22,7 \pm 0,8$	8,1	101,0	9,7	$10,2 \pm 2,0$
-231,9	-682,8	0,7	$22,9 \pm 1,0$	11,6	145,4	9,6	$14,8 \pm 3,0$
-200,2	-658,0	0,7	$21,9 \pm 0,6$	4,3	51,5	10,3	$4,9 \pm 1,0$
-229,0	-646,9	0,7	$21,3 \pm 0,5$	6,6	79,0	10,3	$7,5 \pm 1,5$
-278,0	-644,2	0,7	$22,2 \pm 0,7$	13,0	159,1	10,0	$15,6 \pm 3,1$
-246,4	-633,6	0,7	$20,9 \pm 0,4$	7,3	86,2	10,4	$8,1 \pm 1,6$
-274,5	-611,0	0,7	$21,3 \pm 0,5$	8,5	99,6	10,6	$9,2 \pm 1,8$
-336,4	-558,7	0,7	$23,9 \pm 1,5$	12,3	140,1	10,9	$12,6 \pm 2,5$
-359,9	-529,6	0,6	$24,5 \pm 1,9$	13,3	149,1	11,1	$13,2 \pm 2,6$
-433,9	-408,0	0,6	$22,7 \pm 0,9$	17,6	183,1	11,7	$15,3 \pm 3,1$
-440,2	-273,3	0,5	$22,2 \pm 0,7$	13,0	117,6	12,5	$9,2 \pm 1,8$
-481,9	-260,4	0,5	$21,1 \pm 0,4$	22,8	218,3	12,3	$17,4 \pm 3,5$
-481,1	-255,5	0,5	$21,2 \pm 0,4$	22,6	214,9	12,3	$17,1 \pm 3,4$
-478,3	-234,0	0,5	$21,8 \pm 0,6$	21,9	203,7	12,4	$16,1 \pm 3,2$
-423,1	-210,2	0,5	$23,3 \pm 1,1$	7,8	64,4	12,8	$4,9 \pm 1,0$
-436,5	-184,3	0,5	$22,8 \pm 0,9$	11,7	96,7	12,8	$7,4 \pm 1,5$
-478,6	-150,3	0,5	$21,9 \pm 0,6$	23,7	207,3	12,6	$16,1 \pm 3,2$
-448,5	-137,4	0,5	$21,4 \pm 0,5$	16,4	134,2	12,8	$10,3 \pm 2,1$

Tabela 3.3: Valores do cálculo do gatilho de formação estelar. As $(\Delta x, \Delta y)$ são posições relativas ao centro de NGC 5427. r é à distância ao centro. $m_{V_{F606W}}$ é a magnitude dos aglomerados no filtro V_{F606W} . $\Delta\theta$ e ΔS são a separação angular do aglomerado com respeito à faixa de poeira em graus e pc, respectivamente. ΔV é a diferença de velocidades entre a onda de densidade e o disco. δ_t é o tempo calculado para o gatilho de formação estelar.

3.3 Estudo da espiral em grande escala

3.3.1 Observações

Imagens no visível e no infravermelho foram usadas no estudo da estrutura em grande escala. A imagem no visível foi obtida do catálogo OSUBSGS[§] (*Ohio State University Bright Spiral Galaxy Survey*). Esta imagem é do telescópio de 0,9 m do CTIO (*Cerro Tololo Inter-American Observatory*) com a câmara CFCCD (*Cassegrain Focus CCD Imager*) que tem uma resolução de 0,4 pixel/arcsec com um campo de 13,5' x 13,5'. Foi usado o filtro B (daqui em diante banda B). Este filtro está centrado em $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ com uma largura de banda de $\Delta\lambda \sim 1050 \text{ \AA}$. Já a imagem no infravermelho é a mesma que utilizamos para o estudo da região circum-nuclear na banda K (ver a seção 3.2.1).

3.3.2 Morfologia

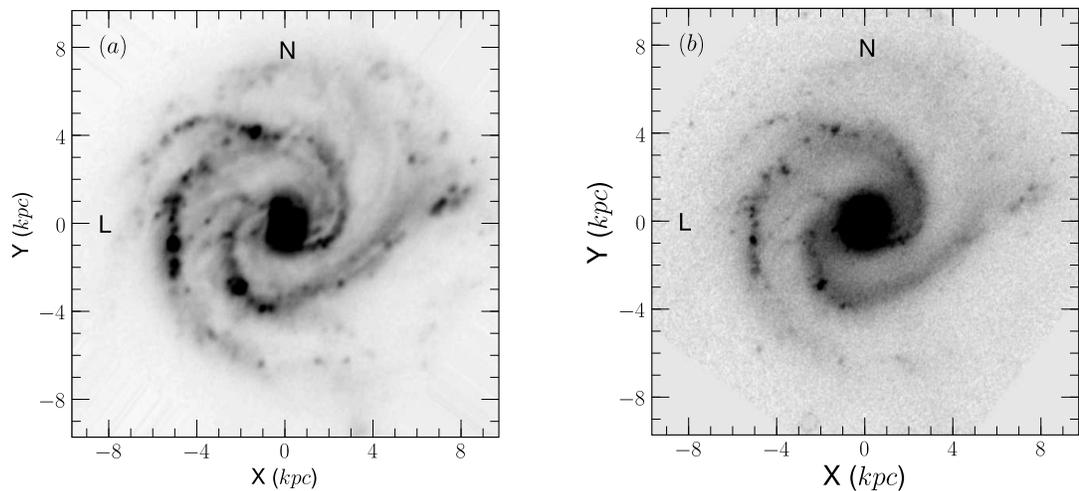


Figura 3.17: Imagens reduzidas de NGC 5427 em grande escala: no painel (a) a banda B e no painel (b) a banda K

As imagens da espiral em grande escala nas bandas B e K são apresentadas na Fig. 3.17. A estrutura espiral de NGC 5427 se estende desde $\sim 2,1$ até $\sim 7,3$ kpc. Na banda B, pode-se ver que os braços espirais são ricos em regiões HII, em especial nas partes internas de ambos os braços e na parte externa do braço Oeste. Cada braço tem peculiaridades morfológicas próprias: O braço Oeste apresenta uma ramificação em um raio de $\sim 4,73$ kpc e um ângulo de posição (AP) de $\sim 30^\circ$, com um comprimento de $\sim 3,6$ kpc e uma abertura

[§]Estas imagens são disponibilizados ao público no site <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~survey/>.

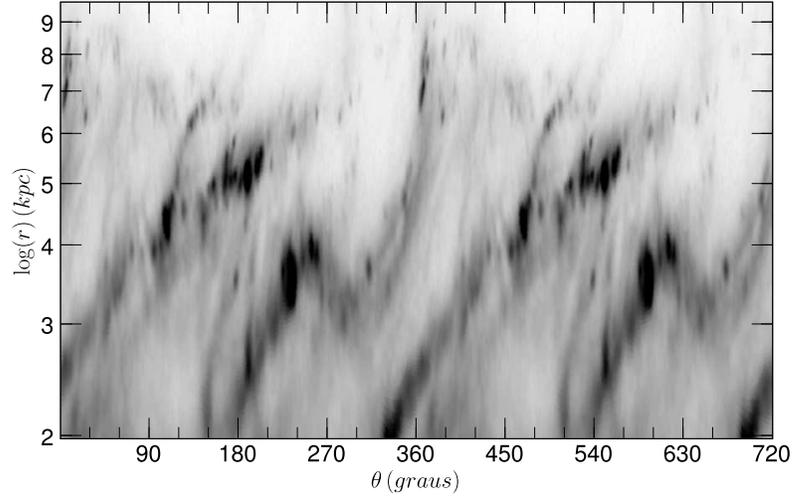


Figura 3.18: Imagem $\log r$ vs θ na banda B da estrutura em grande escala de NGC 5427.

angular entre $\sim 30^\circ < AP < \sim 60^\circ$; o braço Leste apresenta um segmento reto (para uma discussão sobre este segmento ler a seção 3.4).

As Fig. 3.18 e Fig. 3.19 apresentam os diagramas $\log r$ versus θ nas bandas B e K, respectivamente. Os braços espirais têm um comportamento bissimétrico em raios internos, desde $\sim 2,1$ até ~ 4 kpc, com um *pitch angle* de $\sim 17^\circ \pm 2^\circ$. Na banda B (Fig. 3.18), esta parte dos braços têm uma faixa de poeira na face interna e bastantes regiões HII ao longo dos braços. Como é de se esperar, na banda K (Fig. 3.19) a emissão das regiões HII contribui pouco e a poeira absorve 1/10 do que absorve na banda B, pelo que os braços são mais suaves. Em raios externos os braços apresentam um comportamento diferente. No braço Oeste a parte externa apresenta uma curvatura maior, com um *pitch angle* de $\sim 6^\circ \pm 2^\circ$, e encontra-se entre $\sim 107^\circ$ e $\sim 262^\circ$ e estende-se desde ~ 4 até $\sim 6,7$ kpc (Figs. 3.18 e 3.19). Enquanto que a parte externa do braço Leste apresenta um segmento reto que se estende desde $\sim 4,0$ até $\sim 5,26$ kpc e está situado entre $\sim 161^\circ$ e $\sim 259^\circ$, devido a sua geometria nas Figs. 3.18 e 3.19 aparece totalmente curvado. Ao final do segmento reto há uma grande região HII que não faz parte da estrutura espiral. A parte do braço que segue do segmento reto é bastante fraca e estende-se até $\sim 7,3$ kpc e $\sim 450^\circ$.

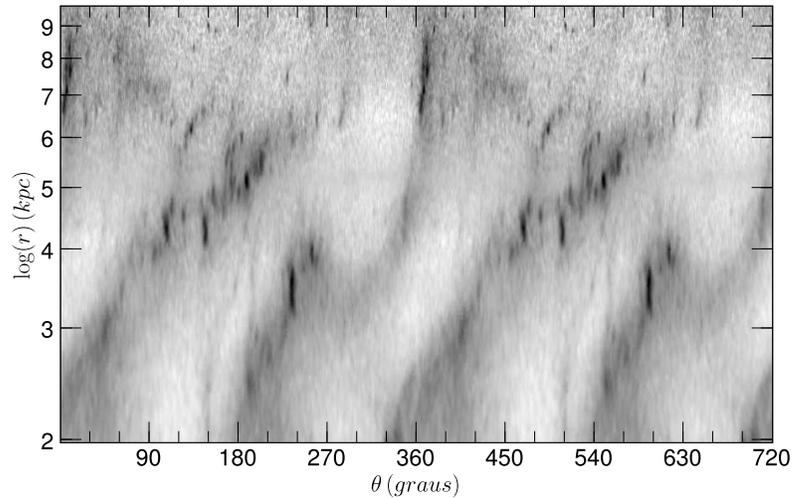


Figura 3.19: Imagem $\log(r)$ vs θ na banda K da estrutura em grande escala de NGC 5427.

3.3.3 Transformada de Fourier bidimensional

A transformada de Fourier das imagens nas bandas B e K foram calculadas num intervalo de raio de $1,34 < r < 8,84$ kpc. Na Fig. 3.20 são mostrados os espectros de Fourier, a componente $m = 2$ aparece como dominante nas duas bandas. Como na espiral circum-nuclear, o enrolamento dos braços espirais em grande escala é do tipo “Z”. Desta maneira, os valores de p que representam a estrutura são negativos, e os valores positivos são modulações.

A tabela 3.4 apresenta os valores dos dois picos mais importantes na componente $m = 2$ e o pico mais importante na componente $m = 1$ do espectro de Fourier nas duas bandas de análise. O primeiro efeito, já apontado no caso da espiral circum-nuclear é o deslocamento dos picos quando são comparadas as bandas. A modulação no modo $m = 1$ reforça o intenso brilho em raios externos do braço Oeste e a parte externa fraca do braço Leste, isto se pode ver observando as antitransformadas do modo $m = 1$ e as antitransformadas da soma de todos os modos nas Figs. 3.24 e 3.25, respectivamente. É importante notar que esta modulação tem o mesmo *pitch angle* que o maior pico na componente $m = 2$. Os valores de *pitch angle* das componentes em $m = 1$ e $m = 2$ está em concordância com o valor encontrado no diagrama $\log r$ versus θ para os raios internos dos braços espirais (seção 3.3.2).

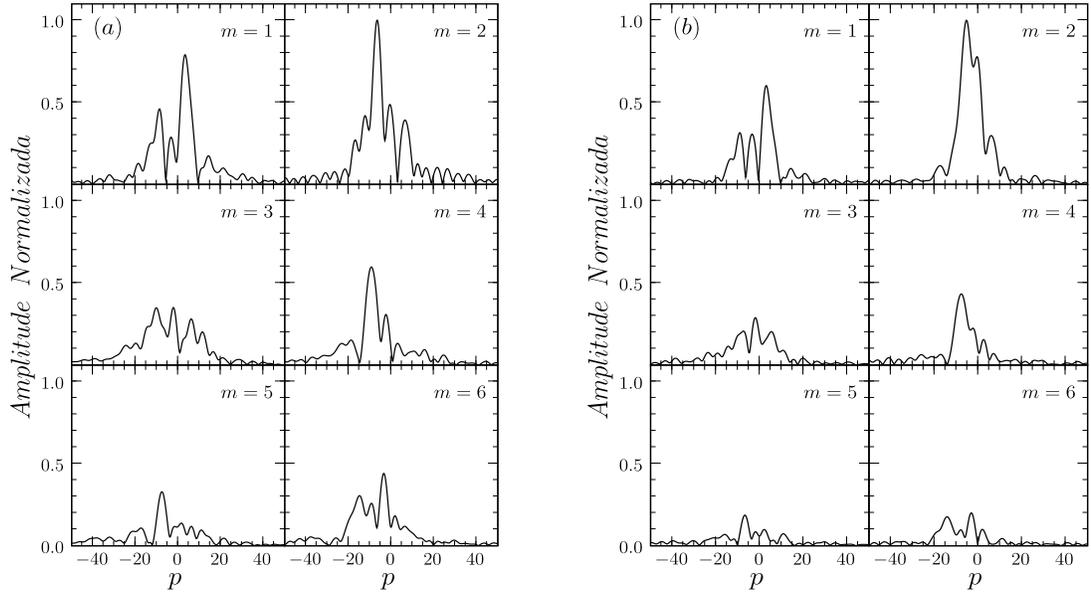


Figura 3.20: Espectros de Fourier: no painel (a) a banda B ; no painel (b) a banda K.

As funções de densidade radial de Fourier são apresentadas na Fig. 3.21 para a banda B e na Fig. 3.22 para a banda K. O comportamento das funções é similar ao longo do disco nas duas bandas de análise. Em raios internos domina a componente $m = 2$, até 3,06 kpc e 4,15 kpc nas bandas B e K, respectivamente. A partir desses raios a componente $m = 1$ iguala em importância a componente $m = 2$, na banda B alternam o domínio, enquanto na banda K a componente $m = 1$ é um pouco maior que a componente $m = 2$. As duas componentes ($m = 1$ e $m = 2$) têm um máximo em 5,23 e 5,16 kpc na banda B e K, respectivamente. Este máximo coincide com parte externa brilhante do braço Oeste (Fig. 3.25).

Banda	m	p	Amplitude	θ
B	2	-6.5	1.00	-17.1 ± 2.6
	2	-0.75	0.48	-69.4 ± 10.4
	1	3.25	0.79	17.1 ± 2.6
K	2	-5.5	1.00	-19.9 ± 3.0
	2	-0.5	0.77	-75.9 ± 11.4
	1	3.0	0.60	18.4 ± 2.8

Tabela 3.4: Valores dos picos máximos do espectro de Fourier para NGC 5427.

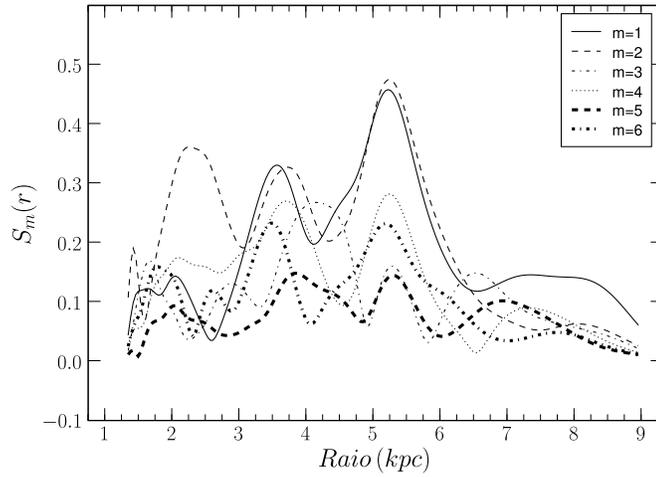


Figura 3.21: Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda B.

A Fig. 3.23 mostra as antitransformadas da espiral em grande escala nas bandas B e K calculadas sobre a componente $m = 2$. Estas imagens sintéticas foram criadas seguindo o processo descrito na seção 2.2. Como já foi dito estas mostram o comportamento radial e azimutal de cada componente calculada. As duas antitransformadas têm formas similares, mudando sua intensidade em concordância com os máximos das funções de densidade radial para componente $m = 2$, Fig. 3.21 e Fig. 3.22, a banda B tem três regiões brilhantes ao longo do disco galáctico, entre tanto a banda K tem só duas regiões brilhantes.

As antitransformadas calculadas sobre a componente $m = 1$ nas duas bandas de análise são apresentadas na Fig. 3.24. Estas imagens foram criadas seguindo o mesmo processo que no caso anterior. Nestas imagens pode-se observar como este modo representa as assimetrias dos braços espirais. A parte inicial e final deste modo reforça a parte interna e externa do braço Leste, enquanto a parte meio reforça a parte externa do braço Oeste, isto fica claro quando se comparam estas imagens com antitransformadas calculada sobre a soma de todo os modos (Fig. 3.25).

Finalmente são apresentadas as antitransformadas calculadas sobre a soma de todas as componentes ($m = 1, 2, \dots, 6$) na Fig. 3.25. Estas imagens representam muito bem as estruturas originais nas respectivas bandas, mostrando as principais características dos braços espirais, dentro destas, pode-se destacar o segmento reto do braço Leste e alta luminosidade (devido as grandes regiões HII) da parte externa do braço Oeste.

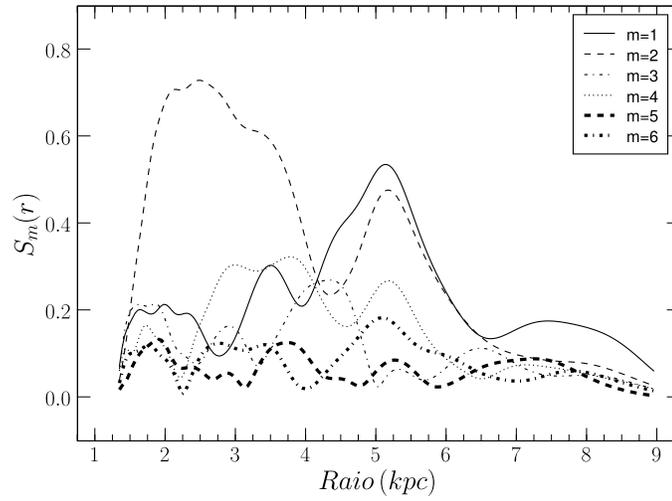


Figura 3.22: Funções da densidade radial para diferentes modos “m” na banda K.

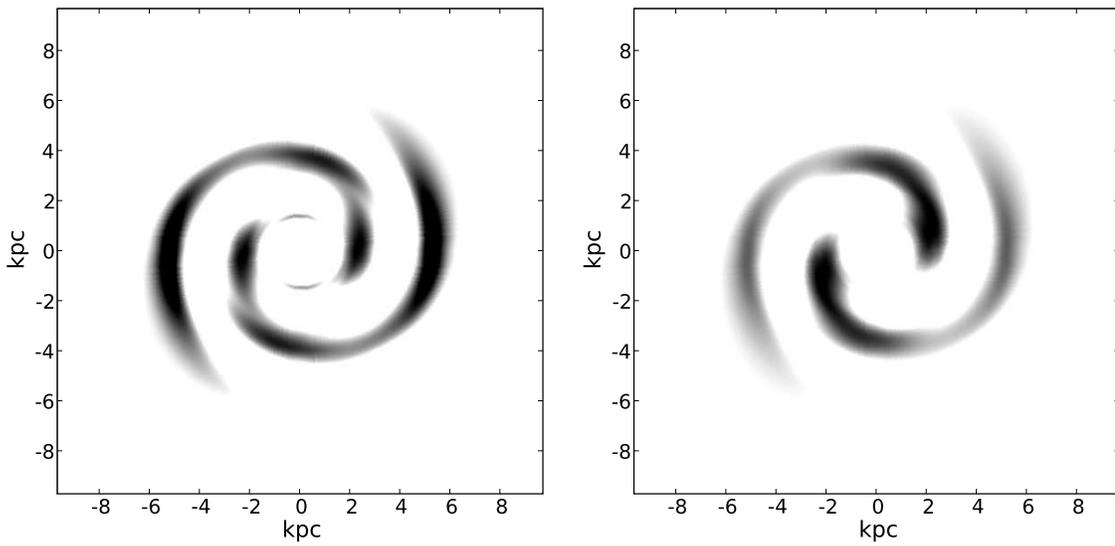


Figura 3.23: Antitransformadas para o modo $m = 2$: na esquerda a banda B e na direita a banda K.

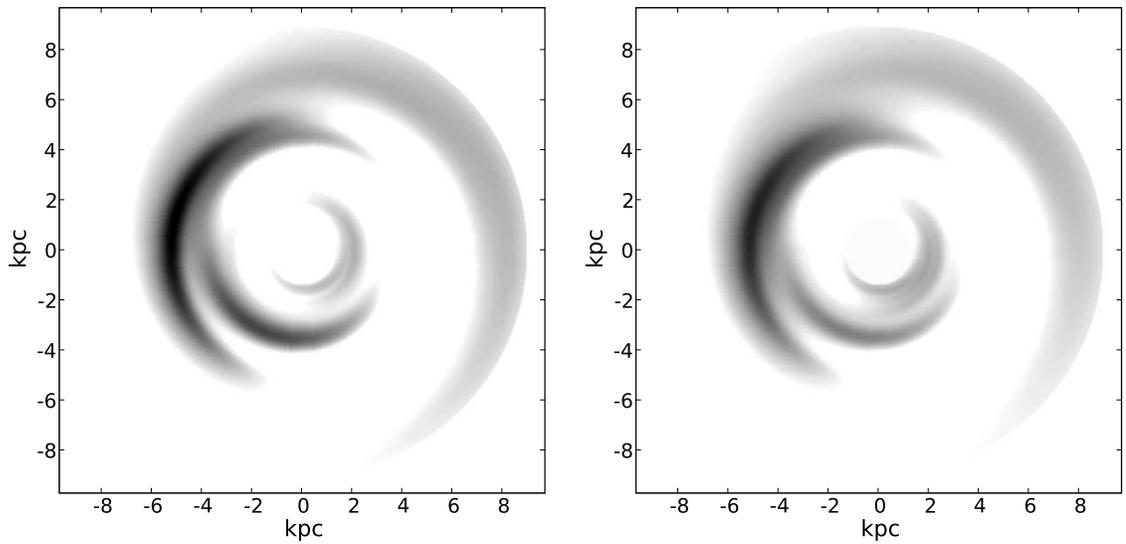


Figura 3.24: Antitransformadas para o modo $m = 1$: na esquerda a banda B e na direita a banda K.

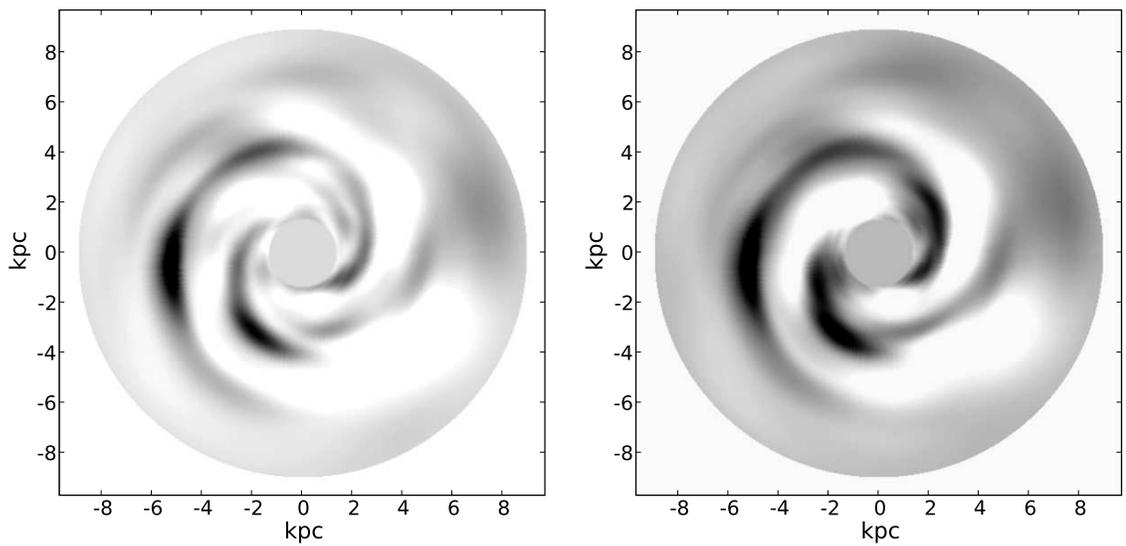


Figura 3.25: Antitransformadas para a soma de todos os modos ($m = 1, 2, \dots, 6$): na esquerda a banda B e na direita a banda K.

3.3.4 Ressonância de corrotação

Para a determinação da ressonância de corrotação na espiral em grande escala aplicamos a análise de Fourier unidimensional (seção 2.3). Como foi descrito na seção 3.3.2 a espiral em grande escala tem um comportamento bissimétrico só em raios internos, apresentando assimetrias nos raios externos, como o segmento reto do braço Leste (Fig. 3.17). Desta maneira, o diagrama de fase obtido das imagens originais apresenta um comportamento irregular, tanto na banda B quanto na banda K. É lógico que assim seja, pois como mostrado pela análise 2-D de Fourier, o padrão $m=2$ está fortemente perturbado nas partes externas. Assim, do mesmo modo que se operou para a espiral circum-nuclear, a determinação das ressonâncias na espiral em grande escala foi feita sobre as antitransformadas da componente $m = 2$, que é o modo principal da estrutura espiral em ambas bandas.

O gráfico apresentado na Fig. 3.26 mostra o comportamento das fases nas imagens antitransformadas da componente $m = 2$ nas bandas B (onda de densidade) e K (material perturbado). Em raios internos a diferença entre as fases vai aumentando com o raio até chegar em um máximo no raio 3,5 kpc. Na Fig. 3.23 se observa que há uma diferença do brilho dos braços nesta região quando comparadas nas bandas B e K. A partir deste raio a diferença de fase começa a diminuir até atingir valores próximos de zero a partir de $\sim 5 \text{ kpc}$. Porém, neste diagrama não acontece um corte entre as fases como no caso da espiral circum-nuclear, indicando que a ressonância pode encontrar-se na borda externa da galáxia.

Para confirmar a hipótese acima fazemos um cálculo baseado na teoria de onda de densidade (Lin & Shu 1964). A relação de dispersão para a onda de densidade descreve uma relação entre a forma da espiral e a distribuição de massa no disco, a dispersão de velocidades e a velocidade do som no meio (Lin & Shu 1966). Para obter a relação de dispersão, usamos a equação de Poisson para calcular o potencial gravitacional de uma superfície de densidade assumida. Com o potencial assim determinado obtemos a sua influencia sobre as órbitas estelares e, pela sua vez, como estas modificam a superfície de densidade na galáxia. Finalmente, a partir do acoplamento entre a resposta da superfície de densidade e a densidade superficial inicial se obtém uma onda de densidade auto-consistente, que resulta na equação da relação de dispersão para a onda de densidade. O cálculo analítico só é possível na aproximação de uma onda de densidade muito enrolada, isto é, quando o comprimento de onda λ ou separação radial entre enrolamentos sucessivos é pequeno comparado com o raio da galáxia. Matematicamente isto se pode expressar como (Binney & Tremaine 1987, eq. 6-14):

$$\cot(\alpha) = |(kr)/m| \gg 1, \quad (3.3)$$

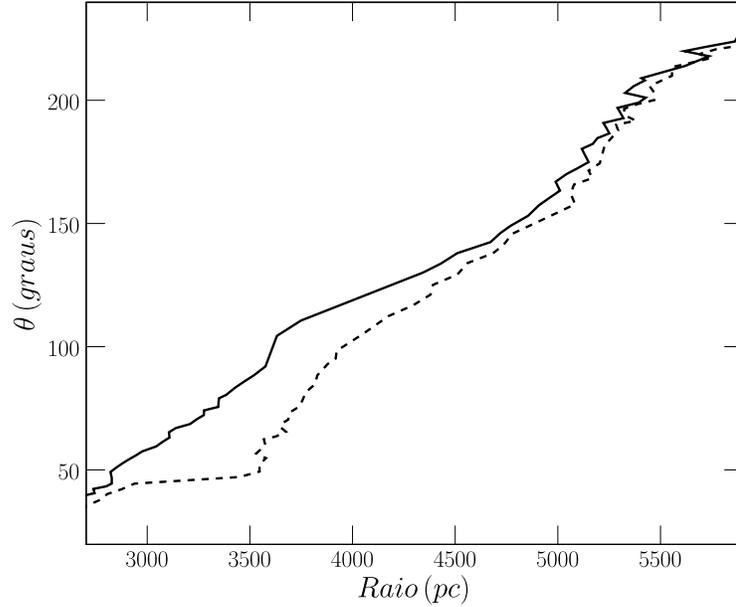


Figura 3.26: Diagrama de fase obtido a partir das imagens da antitransformada da componente $m = 2$. A linha contínua mostra a fase na banda K e a linha tracejada a fase na banda B.

onde α é o *pitch angle*, $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda e m é o número de braços. O *pitch angle* calculado nos espectros de Fourier da componente $m = 2$ cumpre com a relação 3.3, mas com valores pequenos, onde $\cot(\alpha_B) = \cot(17, 1^\circ) = 3, 25$ e $\cot(\alpha_K) = \cot(19, 9^\circ) = 2, 76$. Porém, a parte externa do braço Oeste tem um *pitch angle* que satisfaz razoavelmente a condição, com $\cot(6^\circ) = 9, 5$.

Na nossa análise usamos a equação de dispersão para um disco de gás, devido a que a resposta de um disco de gás exibe as principais características de um disco estelar (Binney & Tremaine 1987, cap. 6.2), entre as quais se destaca o comportamento da equação de dispersão, além das vantagens no cálculo numérico. A equação de dispersão para o disco de gás está dada por (Binney & Tremaine 1987, eq. 6-14)

$$(\omega - m\Omega(r))^2 = \kappa(r)^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2\nu_s, \quad (3.4)$$

onde ω é a frequência angular da onda de densidade, k o número de onda, m o número de braços, $\Omega(r)$ a velocidade angular no disco, $\kappa(r)$ a frequência epicyclica, Σ a densidade superficial no disco, ν_s a velocidade do som no meio e G a constante gravitacional.

Para uma perturbação de simetria axial, $m = 0$, a equação da dispersão fica

$$\omega^2 = \kappa(r)^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2\nu_s. \quad (3.5)$$

Se $\omega^2 > 0$, então o ω é real e o disco é estável. Por outro lado, se $\omega^2 < 0$, a amplitude da perturbação cresce exponencialmente e o disco não é estável. O critério de estabilidade para o disco vem dado pelo parâmetro de Toomre $Q(r)$ (Toomre 1964). :

$$Q(r) \equiv \frac{\nu_s \kappa(r)}{\pi G \Sigma} > 1, \quad (3.6)$$

Os valores de Q para a vizinhança solar são próximos de 1 (Binney & Tremaine 1987). Nós adotamos como hipótese de trabalho $Q = 1$.

Se isolarmos k da equação 3.4 podemos encontrar a forma da espiral usando a equação 3.3. Assim, com $Q = 1$, a forma espiral é determinada a partir da equação (Shu et al. 1971; Wielen 1974; Robert, Robert & Shu 1975; e trabalhos posteriores)

$$|k| = \frac{\kappa(r)^2}{\pi G \Sigma} [1 \pm m(\Omega(r) - \Omega_{OD})/\kappa(r)], \quad (3.7)$$

onde $\Omega_{OD} = \omega/m$ é a velocidade angular da onda de densidade. Há duas possíveis opções de onda, uma longa e outra curta, dependendo se $|k|$ é grande ou pequeno para uma dada Ω_{OD} .

Nós ajustamos a equação 3.7 para determinar a velocidade do padrão espiral (Ω_{OD}). A forma da espiral $|k|$ é representada pela fase na banda K, que mostra o máximo de densidade correspondente à perturbação do disco estelar. A distribuição superficial de massa (Σ) é obtida a partir do ajuste de um perfil exponencial de massa tipo Freeman sobre a curva de rotação estelar (apêndice A). Finalmente a frequência epicíclica ($\kappa(r)$) é derivada a partir da curva de rotação $\Omega(r)$ (Blackman, 1982). O valor calculado para Ω_{OD} foi de $18,6 \pm 3,7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Na Fig. 3.27 é mostrado o ajuste da forma da espiral sobre a imagem na banda B. Se pode observar que o ajuste é muito bom para os raios externos dos braços espirais, ao contrário dos raios internos, onde há um desvio maior. Isto pode ser devido a que o valor de *pitch angle* para raios internos apenas cumpre com a relação 3.3, contrário ao que ocorre nas partes externas dos braços.

Na Fig. 3.28 desenhamos o diagrama da velocidade angular (Ω) versus o raio para a galáxia NGC 5427 (Blackman 1982). A partir da velocidade da onda de densidade Ω_{OD} determinamos o raio de corrotação em $7,3 \pm 0,9 \text{ kpc}$. Este raio coincide com a borde da estrutura espiral (seção 3.3.2), conforme o que inferimos do diagrama de fase.

Blackman (1982) derivou a velocidade da onda de densidade do par NGC 5427 e NGC 5426 a partir de um intervalo de valores para Ω_{OD} (14, 16, 18, 20, e $25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$) ajustou as espirais correspondentes, e escolheu a Ω_{OD} que melhor ajustava os braços da galáxia. O valor que ele encontrou para NGC 5427 foi $\Omega_{OD} = 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, que é um valor próximo ao achado em nosso calculo.

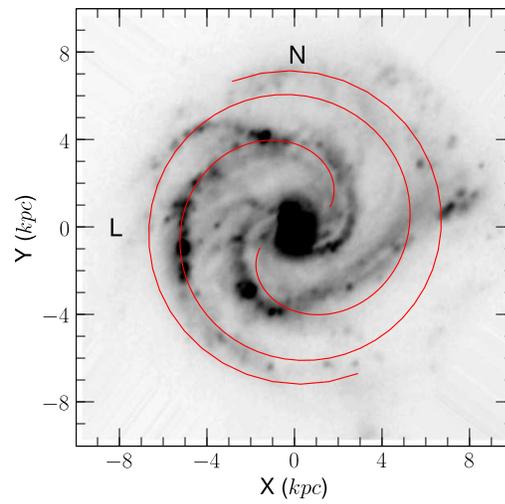


Figura 3.27: Forma espiral sobre a imagem B. Esta forma foi derivada a partir do valor encontrado para a velocidade da onda de densidade (equação 3.7).

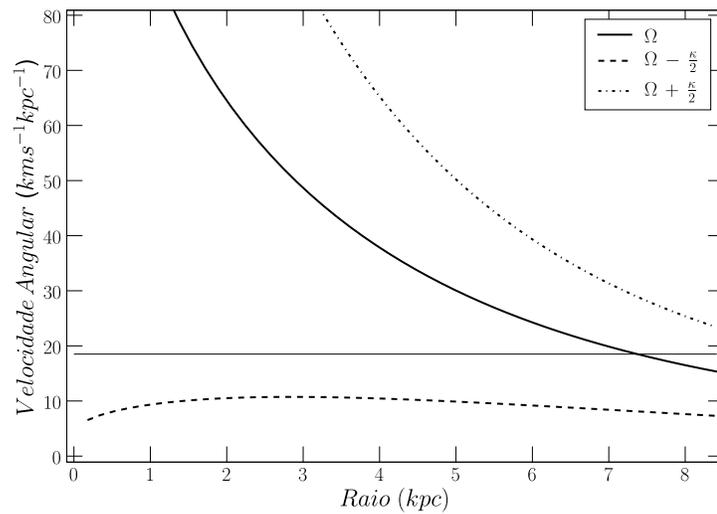


Figura 3.28: Diagrama com as curvas $\Omega(r)$, $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ e $\Omega(r) + \kappa(r)/2$ em função do raio (r).

3.4 Segmento reto do braço Leste

Como foi dito na seção 3.3.2 o braço Leste de NGC 5427 tem um segmento reto que se estende desde $\sim 4,0$ kpc até $\sim 5,2$ kpc, com um comprimento de $\sim 7,0$ kpc e cobre um intervalo angular entre $\sim 161^\circ < AP < \sim 259^\circ$. Estes limites são mostrados na Fig. 3.29. Na imagem B observa-se uma faixa de poeira e a presença de regiões HII ao longo do segmento. Também observamos a presença de um *gap* de matéria que precede uma intensa região HII, visíveis em ambas as bandas.

O segmento do braço reto mostra uma queda na velocidade rotacional e um pequeno intervalo de velocidades, onde mais de um terço do braço tem uma velocidade média de 2652 ± 7 km s $^{-1}$, enquanto que em outro terço a média é de 2682 ± 7 km s $^{-1}$ (Fuentes-Carrera et al. 2004). Para explicar esta queda Fuentes-Carrera et al. (2004) propõe que a estrutura (o segmento reto) está desacelerando-se e homogeneizando a velocidade ao longo do braço e/ou desviando-se do plano da galáxia, causados pelo processo de interação com sua galáxia vizinha, NGC 5426.

O fenômeno de segmentos retos em braços espirais de galáxias discoidais foi primeiro documentado nos trabalhos de Vorontsov-Velyaminov (1951, 1964, 1978). Entre as galáxias que classificou ele escolheu a galáxia M 101 como arquétipo do fenômeno. Chernin (1999) fez um trabalho detalhado deste tipo de estruturas na galáxia M 51, a qual apresenta

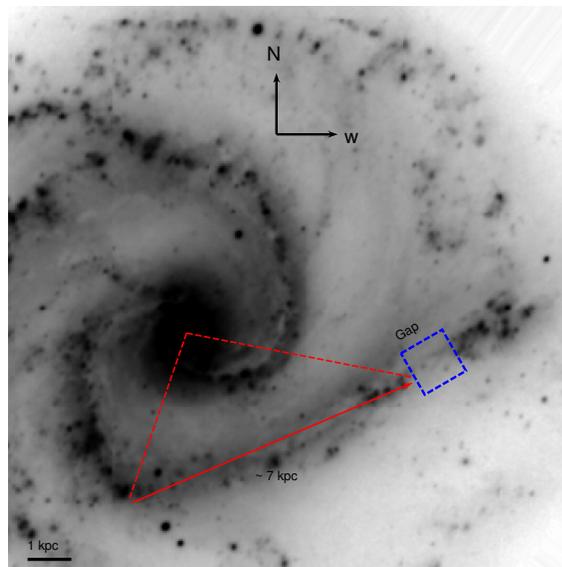


Figura 3.29: Imagem na banda B de NGC 5427. São indicados o comprimento e o intervalo angular do segmento reto do braço Leste de NGC 5427, além do *gap*. A barra abaixo na esquerda indica a escala.

múltiplos segmentos retos ao longo dos braços espirais, observados em diferentes tipos de bandas fotométricas (o segmento reto de NGC 5427 também é observado nas bandas B e K). Chernin et al. (2000) em um estudo de uma ampla mostra de galáxias encontraram uma relação linear entre o comprimento dos segmentos retos e a sua distância ao centro galáctico, além de um ângulo médio de $\frac{2}{3}\pi$ entre segmentos adjacentes. Eles também reportaram que este tipo de estruturas é frequente em galáxias tipo tardias (Sb-Sc), com padrões regulares da estrutura espiral, tipo *grand-design*, e com curvas de rotação com velocidades baixas.

NGC 5427 conta com a maioria das características acima, é de tipo *grand-design*, com uma curva de rotação de baixas velocidades (Fig. A.1), o comprimento do segmento reto ($\sim 7,0$) kpc é da ordem da distância da estrutura ao centro ($\sim 5,2$ kpc) (Fig. 3.29). Além disso, o segmento reto tem as mesmas propriedades do resto do braço espiral, com regiões de formação estelar, aglomerados estelares e uma faixa de poeira (Fig. 3.29). Portanto pode ter uma relação direta com a onda de densidade em grande escala (Chernin 1999 e Chernin et al. 2000).

É de se salientar o caráter contraditório dos segmentos retos dos braços espirais, uma vez que devido à rotação diferencial do disco galáctico qualquer material linearmente ordenado com um comprimento da ordem da sua distância ao centro da galáxia se destruiria em uma ou duas rotações. À luz disso, Chernin (1999) sugere que o segmento reto deve ser associado a um fenômeno em grande escala, como uma onda de densidade com uma frente de choque plana capaz de engatilhar a formação estelar simultaneamente ao longo do segmento reto. Devido ao efeito dinâmico do gás a frente de choque plana seria estável e uma frente de choque ligeiramente curvada se converteria em plana. Chernin (1999) derivou um critério geométrico para estimar a partir de que comprimento S uma frente de choque curvada pode converter-se em uma frente de choque plana. Este critério tem uma forma simples:

$$L_i \approx S_i \propto r_{i+1}, \quad (3.8)$$

onde S_i é o comprimento do segmento curvo da frente de choque espiral entre os raios r_i e r_{i+1} , como se indica no diagrama à esquerda na Fig. 3.30, e L_i é o comprimento da secante da frente de choque espiral entre os raios r_i e r_{i+1} . Então uma frente de choque ligeiramente curva se converterá em plana quando $L_i \propto r_{i+1}$. No quadro à direita na Fig. 3.30 desenhamos o contorno da antitransformada $m = 2$ sobre a imagem da banda B, onde observamos que o comprimento do segmento reto é comparável com o comprimento da seção espiral, concordando com o cenário acima.

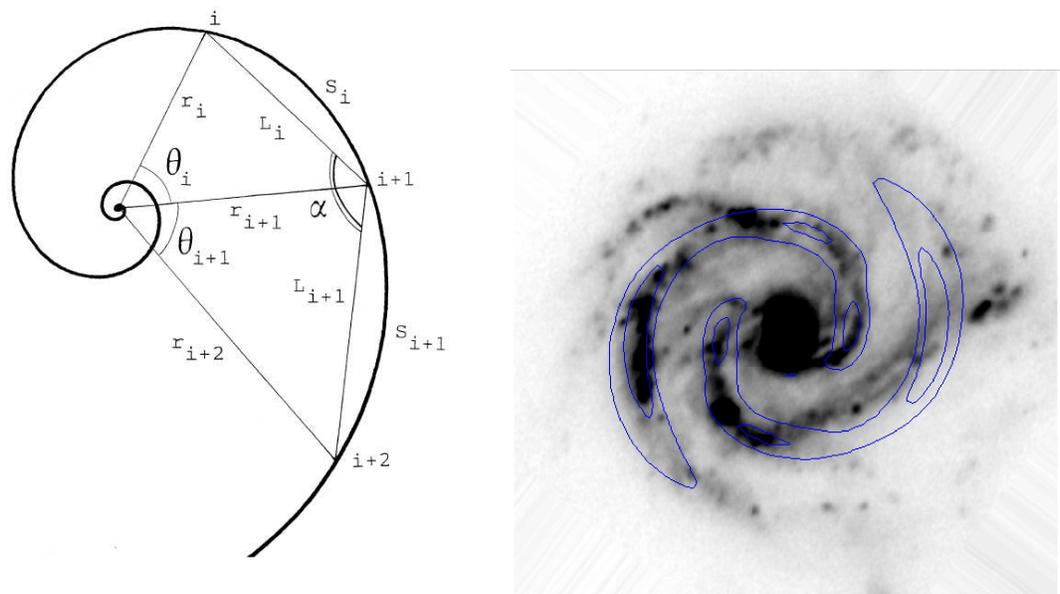


Figura 3.30: À esquerda um exemplo do critério para a frente de onda plana (tirado de Chernin (1999)). À direita o contorno da antitransformada de Fourier do modo $m=2$ sobre a imagem na banda B de NGC 5427.

Capítulo 4

Considerações Finais

Usando imagens do arquivo do HST, do telescópio NTT e do telescópio de 0,9 m do CTIO, foi feito um estudo morfológico e dinâmico da galáxia NGC 5427. São listados abaixo os resultados mais importantes do trabalho:

- Através da transformada de Fourier bidimensional foi determinado um ângulo de inclinação de $34^\circ \pm 2^\circ$ e um ângulo de posição de $53^\circ \pm 2^\circ$.
- NGC 5427 apresenta um sistema de braços espirais internos ou circum-nucleares, que se estende até $r \sim 1,2$ kpc e um outro externo ou *grand design*, que se estende até a borda do disco.
- As espirais externa e interna apresentam um modo $m = 2$ predominante. A espiral externa sofre uma forte modulação de uma componente $m = 1$ na sua periferia, provavelmente devido à interação com NGC 5426.
- Foi demonstrado que os padrões internos e externos estão desacoplados nesta galáxia. O padrão *grand design* tem uma velocidade angular de $18,6 \pm 3,7$ km s⁻¹ kpc⁻¹ e um raio de corrotação de $7,3 \pm 0,9$ kpc, enquanto que o padrão circum-nuclear tem uma velocidade angular de $88,6 \pm 5,5$ km s⁻¹ kpc⁻¹ e um raio de corrotação de $1,05 \pm 0,15$ kpc.
- Em uma aproximação linear para os aglomerados localizados no braço Leste da espiral circum-nuclear foi calculado uma média para o tempo do gatilho de formação estelar de 11,9 Myr com um desvio padrão de 4,2 Myr.
- A partir da forma da espiral e de uma distribuição de massa na equação de dispersão da onda de densidade, pudemos estabelecer um critério independente para o cálculo do raio de corrotação.

4.1 Perspectivas

Pretendemos continuar este estudo realizando observações de campos 2-D de velocidades com os recursos disponíveis com os telescópios GEMINI e SOAR e a nova instrumentação. Estes campos podem ajudar a determinar os efeitos do processo de interação em cada galáxia. Estes resultados poderiam ser usados como ponto de partida para uma simulação numérica do par em interação. Devido à boa resolução dos telescópios acima, a partir dos campos de velocidade podemos obter informação sobre os movimentos não circulares no disco circum-nuclear e melhorar a precisão do tempo de gatilho da formação estelar.

Apêndice A

Método para Cálculo da densidade de Massa

Neste apêndice apresentamos o método usado por Toomre (1963) para derivar o potencial gravitacional do disco a partir de uma distribuição de massa qualquer, usando a metodologia do Binney & Tremaine (1987). O método resolve a equação de Laplace ($\nabla^2\Phi$) sujeita à condições de fronteira no disco e no infinito. Em coordenadas cilíndricas a equação de Laplace é:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (\text{A.1})$$

Usando o método de separação de variáveis do cálculo diferencial, podemos assumir o potencial como o produto de duas funções independentes em R e z , da seguinte forma:

$$\Phi(R, z) = J(R)Z(z), \quad (\text{A.2})$$

então a equação de Laplace fica:

$$\frac{1}{J(R)R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dJ}{dR} \right) = \frac{-1}{Z(z)} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -k^2, \quad (\text{A.3})$$

onde k é um número que pode ser real ou imaginário. Portanto temos duas equações independentes

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - kZ = 0, \quad (\text{A.4})$$

e

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dJ}{dR} \right) + k^2 J(R) = 0. \quad (\text{A.5})$$

A primeira equação pode ser integrada de forma direta,

$$Z(z) = Se^{\pm kz}, \quad (\text{A.6})$$

onde S é uma constante. A segunda equação pode ser simplificada com a mudança de variável $u = kR$, resultando

$$\frac{1}{u} \frac{d}{du} \left(u \frac{dJ}{du} \right) + J(u) = 0. \quad (\text{A.7})$$

As soluções do nosso interesse na última equação são aquelas finitas em $u = 0$ ($R = 0$). As funções que cumprem este comportamento são as funções cilíndricas de Bessel de ordem zero, $J_0(u) = J_0(kR)$. Portanto o potencial (equação A.2) fica como:

$$\Phi_{\pm}(R, z) = e^{\pm kz} J_0(kR). \quad (\text{A.8})$$

Agora podemos considerar a função,

$$\Phi_k(R, z) = e^{-k|z|} J_0(kR), \quad (\text{A.9})$$

onde k é um número real e positivo. $\Phi_k \rightarrow 0$ quando $|z| \rightarrow \infty$, além disso $\Phi_k \rightarrow 0$ também quando $R \rightarrow \infty$, já que $J_0(u) \rightarrow 0$ quando $u \rightarrow \infty$. Por tanto Φ_k satisfaz todas as condições requeridas para ser o potencial gerado por uma distribuição isolada de densidade. De outro lado, para $z > 0$, Φ_k coincide com Φ_- , e para $z < 0$, Φ_k coincide com Φ_+ . Desta maneira Φ_k resolve $\nabla^2 \Phi$, com exceção do plano $z = 0$. Em $z = 0$, Φ_k não satisfaz a equação da Laplace porque tem uma descontinuidade. Usando o teorema de Gauss podemos obter a densidade de superfície que gera essa descontinuidade, então temos,

$$\lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial z} \right) = -k J_0(kR), \quad (\text{A.10})$$

e

$$\lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial z} \right) = +k J_0(kR). \quad (\text{A.11})$$

A integral de $\nabla \Phi_k$ através de uma superfície fechada no plano $z = 0$ deve ser igual a $4\pi G \Sigma_k$, daqui segue que

$$\Sigma_k(R) = -\frac{k}{2\pi G} J_0(kR). \quad (\text{A.12})$$

A partir das equações A.9 e A.12 podemos calcular o potencial para qualquer tipo arbitrário de distribuição de densidade de massa. Se encontrarmos funções S_k tal que,

$$\Sigma(R) = \int_0^\infty S(k)\Sigma_k(R)dk = -\frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty S(k)J_0(kR)kdk, \quad (\text{A.13})$$

o potencial fica como,

$$\Phi(R, 0) = \int_0^\infty S(k)\Phi_k(R, z)dk = \int_0^\infty S(k)J_0(kR)e^{-k|z|}dk. \quad (\text{A.14})$$

A equação A.13 é uma transformação de Hankel de $2\pi G\Sigma$. Assim como as transformações de Fourier as transformações de Hankel também tem sua antitransformada:

$$S(k) = -2\pi G \int_0^\infty J_0(kR)\Sigma(R)RdR, \quad (\text{A.15})$$

e podemos logo substituir na equação A.14,

$$\Phi(R, 0) = -2\pi G \int_0^\infty dke^{-k|z|}J_0(kR) \int_0^\infty J_0(kR')\Sigma(R')R'dR'. \quad (\text{A.16})$$

NGC 5427 tem um perfil de brilho exponencial (Blackman 1982). Este tipo de perfil é conhecido como tipo Freeman (1970). Blackman (1982) encontrou que a relação M/L é praticamente constante ao longo do disco de NGC 5427. Portanto, podemos assumir que a distribuição de massa ($\Sigma(R)$) tem também um perfil exponencial, desta maneira, $\Sigma(R) = \Sigma_0 e^{-\frac{R}{R_d}}$. Podemos então aplicar o procedimento descrito acima para obter o potencial para este tipo de distribuição de massa. Então, substituindo $\Sigma(R)$ na equação A.15 e usando a equação 6.623.2 de Gradshteyn & Ryzhik (1965), temos que :

$$S(k) = -\frac{2\pi G\Sigma_0 R_d^2}{[1 + (kR_d)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (\text{A.17})$$

agora substituímos $S(K)$ na equação A.14 para obter o potencial

$$\Phi(R, 0) = -2\pi G\Sigma_0 R_d^2 \int_0^\infty \frac{J_0(kR)e^{-k|z|}}{[1 + (kR_d)^2]^{\frac{3}{2}}} dk. \quad (\text{A.18})$$

Se deixamos $z = 0$, e com a ajuda das equações 6.623.1 de Gradshteyn & Ryzhik (1965) e 9.6.27 de Abramowitz & Stengun (1965), podemos calcular a integral A.18, resultando em um potencial da seguinte forma

$$\Phi(R, 0) = -\pi G\Sigma_0 R [I_0(y)K_1(y) - I_1(y)K_0(y)], \quad (\text{A.19})$$

onde $y \equiv \frac{R}{2R_d}$, I_n e K_n são as funções modificadas de Bessel de primeira e segunda ordem respectivamente.

A partir do potencial podemos calcular a velocidade circular $v_c(R)$ para o disco exponencial, de forma que

$$v_c^2(R) = R \frac{\partial \Phi}{\partial R} = 4\pi G \Sigma_0 R_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)]. \quad (\text{A.20})$$

A partir da equação A.20 ajustamos a curva de rotação de Blackman (1982) para obter os parâmetros do perfil de densidade tipo Freeman, Σ_0 e R_d . O resultado é apresentado na Fig. A.1. Observamos que o perfil de densidade de massa tipo Freeman ajusta muito bem a curva de rotação. O que concorda com a relação de M/L quase constante ao longo do disco.

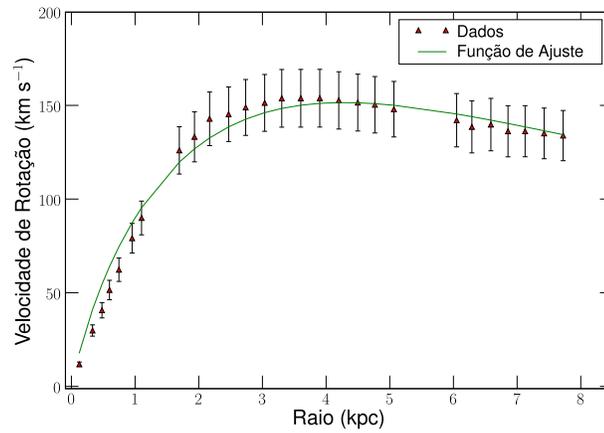


Figura A.1: Ajuste da curva de rotação da galáxia NGC 5427 (Blackman 1982) com um perfil de densidade de massa tipo Freeman.

Referências

- [1] ALFARO, E. J.; PÉREZ, E.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; MARTOS, M. A.; FRANCO, J. Detection of a Corrugated Velocity Pattern in the Spiral Galaxy NGC 5427. **Astrophysical Journal**, v. 550, p. 253–260, Mar. 2001.
- [2] ARP, H. Atlas of Peculiar Galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 14, p. 1, Nov. 1966.
- [3] BECKMAN, J. E.; CEPÁ, J. The nature of arms in spiral galaxies. I - Azimuthal colour profiles of NGC 7479 and NGC 1832. **Astronomy and Astrophysics**, v. 229, p. 37–46, Mar. 1990.
- [4] BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic dynamics**: 1987.
- [5] BLACKMAN, C. P. Surface photometry and mass distributions of the interacting spiral galaxies NGC 5426 and 5427. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 200, p. 407–429, Aug. 1982.
- [6] BLOCK, D. L.; PUERARI, I. Toward a dust penetrated classification of the evolved stellar Population II disks of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 342, p. 627–642, Feb. 1999.
- [7] CHERNIN, A. D. Spiral patterns with straight arm segments. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 308, p. 321–332, Sep. 1999.
- [8] CHERNIN, A. D.; ZASOV, A. V.; ARKHIPOVA, V. P.; KRAVTSOVA, A. S. Vorontsov-Velyaminov Rows: Straight Segments in the Spiral Arms of Galaxies. **Astronomy Letters**, v. 26, p. 285–296, May 2000.
- [9] COLINA, L.; GARCIA VARGAS, M. L.; GONZALEZ DELGADO, R. M.; MAS-HESSE, J. M.; PEREZ, E.; ALBERDI, A.; KRABBE, A. On the Origin of the Ultra-violet Continuum in Seyfert 2 Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 488, p. L71, Oct. 1997.

- [10] CONSIDERE, S.; ATHANASSOULA, E. The distribution of H II regions in external galaxies. I. **Astronomy and Astrophysics**, v. 111, p. 28–42, Jul. 1982.
- [11] CONSIDERE, S.; ATHANASSOULA, E. Analysis of spiral components in 16 galaxies. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 76, p. 365–404, Dec. 1988.
- [12] DE VAUCOULEURS, G. Classification and Morphology of External Galaxies. **Handbuch der Physik**, v. 53, p. 275, 1959.
- [13] DE VAUCOULEURS, G. The extragalactic distance scale. VI - Distances of 458 spiral galaxies from tertiary indicators. **Astrophysical Journal**, v. 227, p. 729–755, Feb. 1979.
- [14] DE VAUCOULEURS, G.; DE VAUCOULEURS, A.; CORWIN, H. G., JR.; BUTA, R. J.; PATUREL, G.; FOUQUE, P. **Third Reference Catalogue of Bright Galaxies**: 1991.
- [15] DEL RIO, M. S.; CEPA, J. The nature of arms in spiral galaxies. III. Azimuthal profiles. **Astronomy and Astrophysics**, v. 340, p. 1–20, Dec. 1998.
- [16] DI NINO, D.; TRENTI, M.; STIAVELLI, M.; CAROLLO, C. M.; SCARLATA, C.; WYSE, R. F. G. Star Clusters in Pseudobulges of Spiral Galaxies. **Astronomical Journal**, v. 138, p. 1296–1309, Nov. 2009.
- [17] DIAZ, R. J.; DOTTORI, H.; VERA-VILLAMIZAR, N.; CARRANZA, G. Circumnuclear Structures in the Interacting Seyfert Galaxy NGC 1241: Kinematics and Optical/Infrared Morphology. **Astrophysical Journal**, v. 597, p. 860–869, Nov. 2003.
- [18] DREYER, J. L. E. A New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars, being the Catalogue of the late Sir John F.W. Herschel, Bart., revised, corrected, and enlarged. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 49, p. 1–237, 1888.
- [19] EFREMOV, Y. N. Structure across M31 Arm S4. **Soviet Astronomy Letters**, v. 11, p. 69, Mar. 1985.
- [20] ELMEGREEN, B. G.; ELMEGREEN, D. M.; BRINKS, E.; YUAN, C.; KAUFMAN, M.; KLARIC, M.; MONTENEGRO, L.; STRUCK, C.; THOMASSON, M. Dust Spirals and Acoustic Noise in the Nucleus of the Galaxy NGC 2207. **Astrophysical Journal Letters**, v. 503, p. L119, Aug. 1998.
- [21] ENGLMAIER, P.; SHLOSMAN, I. Density Waves inside the Inner Lindblad Resonance: Nuclear Spirals in Disk Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 528, p. 677–686, Jan. 2000.

- [22] FATHI, K.; STORCHI-BERGMANN, T.; RIFFEL, R. A.; WINGE, C.; AXON, D. J.; ROBINSON, A.; CAPETTI, A.; MARCONI, A. Streaming Motions toward the Supermassive Black Hole in NGC 1097. **Astrophysical Journal Letters**, v. 641, p. L25–L28, Apr. 2006.
- [23] FREEMAN, K. C. On the Disks of Spiral and so Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 160, p. 811, Jun. 1970.
- [24] FROGEL, J. A.; QUILLEN, A. C.; POGGE, R. W. Optical and infrared images of galaxies: What's to be learned? In: NEW EXTRAGALACTIC PERSPECTIVES IN THE NEW SOUTH AFRICA, D. L. Block & J. M. Greenberg, , editor, v. 209 of **Astrophysics and Space Science Library**, p. 65, 1996.
- [25] FUENTES-CARRERA, I.; ROSADO, M.; AMRAM, P.; DULTZIN-HACYAN, D.; CRUZ-GONZÁLEZ, I.; SALO, H.; LAURIKAINEN, E.; BERNAL, A.; AMBROCIO-CRUZ, P.; LE COARER, E. The isolated interacting galaxy pair NGC 5426/27 (Arp 271). **Astronomy and Astrophysics**, v. 415, p. 451–469, Feb. 2004.
- [26] GONZALEZ, R. A.; GRAHAM, J. R. Tracing the Dynamics of Disk Galaxies with Optical and Infrared Surface Photometry: Color Gradients in M99. **Astrophysical Journal**, v. 460, p. 651, Apr. 1996.
- [27] GONZALEZ-DELGADO, R. M.; PEREZ, E. Star Formation in the Seyfert 2 Galaxy NGC 5427. In: RELATIONSHIPS BETWEEN ACTIVE GALACTIC NUCLEI AND STARBURST GALAXIES, A. V. Filippenko, , editor, v. 31 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 371, 1992.
- [28] GONZALEZ DELGADO, R. M.; PEREZ, E.; TADHUNTER, C.; VILCHEZ, J. M.; RODRIGUEZ-ESPINOSA, J. M. H II Region Population in a Sample of Nearby Galaxies with Nuclear Activity. I. Data and General Results. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 108, p. 155, Jan. 1997.
- [29] GROOT, H. Nebulae, On the true shape of some spiral. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 85, p. 535–541, Apr. 1925.
- [30] GROSBOL, P.; DOTTORI, H. Statistics of young starforming complexes in spiral galaxies using NIR photometry. **Astronomy and Astrophysics**, v. 490, p. 87–95, Oct. 2008.
- [31] GROSBOL, P.; DOTTORI, H. Pattern speed of main spiral arms in NGC 2997. Estimate based on very young stellar complexes. **Astronomy and Astrophysics**, v. 499, p. L21–L24, Jun. 2009.

- [32] GROSBOL, P.; DOTTORI, H.; GREDEL, R. Star-forming knots and density wave in NGC 2997. **Astronomy and Astrophysics**, v. 453, p. L25–L28, Jul. 2006.
- [33] GROSBOL, P. J.; PATSIS, P. A. Stellar disks of optically flocculent and grand design spirals. Decoupling of stellar and gaseous disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 336, p. 840–854, Aug. 1998.
- [34] HERSCHEL, J. F. W. Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars. **Royal Society of London Philosophical Transactions Series I**, v. 154, p. 1–137, 1864.
- [35] HODGE, P.; JADERLUND, E.; MEAKES, M. UBVR CCD photometry of the spiral galaxy NGC 2903. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 102, p. 1263–1274, Nov. 1990.
- [36] HORNE, K. Application of Synthetic Photometry Techniques to Space Telescope Calibration. In: **NEW DIRECTIONS IN SPECTROPHOTOMETRY**, A. G. D. Philip, D. S. Hayes, & S. J. Adelman, , editor, p. 145, 1988.
- [37] HUBBLE, E. P. Extragalactic nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 64, p. 321–369, Dec. 1926.
- [38] HUNT, L. K.; MALKAN, M. A. Circumnuclear Structure and Black Hole Fueling: Hubble Space Telescope NICMOS Imaging of 250 Active and Normal Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 616, p. 707–729, Dec. 2004.
- [39] KALNAJS, A. J. The Distribution of HII regions in M31. In: **LA DYNAMIQUE DES GALAXIES SPIRALES**, L. Weliachew, , editor, p. 103, 1975.
- [40] KENNICUTT, R. C., JR. The shapes of spiral arms along the Hubble sequence. **Astronomical Journal**, v. 86, p. 1847–1858, Dec. 1981.
- [41] KNAPEN, J. H. Fuelling starbursts and AGN. In: **PENETRATING BARS THROUGH MASKS OF COSMIC DUST**, D. L. Block, I. Puerari, K. C. Freeman, R. Groess, & E. K. Block , , editor, v. 415 of **Astrophysics and Space Science Library**, p. 451–469, Jan. 2004.
- [42] KOORNNEEF, J.; BOHLIN, R.; BUSER, R.; HORNE, K.; TURNSHEK, D. Synthetic photometry and the calibration of the Hubble Space Telescope. **Highlights of Astronomy**, v. 7, p. 833–843, 1986.
- [43] LAINE, S.; KNAPEN, J. H.; PÉREZ-RAMÍREZ, D.; ENGLMAIER, P.; MATTHIAS, M. Circumnuclear kinematics in NGC 5248: the origin of nuclear spiral arms. **mnras**, v. 324, p. 891–898, Jul. 2001.

- [44] LIN, C. C.; SHU, F. H. On the Spiral Structure of Disk Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 140, p. 646, Aug. 1964.
- [45] LIN, C. C.; SHU, F. H. On the Spiral Structure of Disk Galaxies, II. Outline of a Theory of Density Waves. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 55, p. 229–234, Feb. 1966.
- [46] MARTINEZ-GARCIA, E. E.; GONZÁLEZ-LÓPEZLIRA, R. A.; BRUZUAL-A, G. Spiral Density Wave Triggering of Star Formation in SA and SAB Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 694, p. 512–545, Mar. 2009.
- [47] MARTINI, P.; REGAN, M. W.; MULCHAEY, J. S.; POGGE, R. W. Circumnuclear Dust in Nearby Active and Inactive Galaxies. I. Data. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 146, p. 353–406, Jun. 2003.
- [48] MUÑOZ MARIN, V. M.; GONZÁLEZ DELGADO, R. M.; SCHMITT, H. R.; CID FERNANDES, R.; PÉREZ, E. Stellar clusters in the nuclear regions of AGN with the Advanced Camera for Surveys. **Astrophysics and Space Science**, v. 324, p. 253–258, Dec. 2009.
- [49] NOBREGA, A. Caracterização da Estruturas Espirais em galáxias Discoidais Grand Design. **Tese Doutorado – Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul**, Nov. 2007.
- [50] NORDSIECK, K. H. The Angular Momentum of Spiral Galaxies. Methods of Rotation-Curve Analysis. **Astrophysical Journal**, v. 184, p. 719–734, Sep. 1973.
- [51] OKE, J. B. Absolute Spectral Energy Distributions for White Dwarfs. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 27, p. 21, Feb. 1974.
- [52] PIDDINGTON, J. H. Galactic spiral arms and central spheroidal systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 136, p. 165, 1967.
- [53] PUERARI, I.; DOTTORI, H. A Morphological Method to Determine Corotation Radii in Spiral Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 476, p. L73, Feb. 1997.
- [54] PUERARI, I.; DOTTORI, H. A. Fourier analysis of structure in spiral galaxies. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 93, p. 469–493, Jun. 1992.
- [55] REYNOLDS, J. H. The forms and development of the spiral and allied nebulae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 85, p. 1014–1020, Jun. 1925.
- [56] RIX, H.-W.; RIEKE, M. J. Tracing the Stellar Mass in M51. **Astrophysical Journal**, v. 418, p. 123, Nov. 1993.

- [57] ROBERTS, W. W. Large-Scale Shock Formation in Spiral Galaxies and its Implications on Star Formation. **Astrophysical Journal**, v. 158, p. 123, Oct. 1969.
- [58] ROBERTS, W. W., JR.; ROBERTS, M. S.; SHU, F. H. Density wave theory and the classification of spiral galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 196, p. 381–387, Mar. 1975.
- [59] SANDAGE, A.; BEDKE, J. **The Carnegie atlas of galaxies**: 1994.
- [60] SCHWARZ, M. P. The response of gas in a galactic disk to bar forcing. **Astrophysical Journal**, v. 247, p. 77–88, Jul. 1981.
- [61] SCHWEIZER, F. Photometric studies of spiral structure. I - The disks and arms of six SB I and SC I galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 31, p. 313–332, Jul. 1976.
- [62] SHAPLEY, H.; AMES, A. A survey of the external galaxies brighter than the thirteenth magnitude. **Annals of Harvard College Observatory**, v. 88, p. 41–76, 1932.
- [63] SHLOSOMAN, I.; BEGELMAN, M. C.; FRANK, J. The fuelling of active galactic nuclei. **Nature**, v. 345, p. 679–686, Jun. 1990.
- [64] SHLOSOMAN, I.; FRANK, J.; BEGELMAN, M. C. Bars within bars - A mechanism for fuelling active galactic nuclei. **Nature**, v. 338, p. 45–47, Mar. 1989.
- [65] SHU, F. H.; STACHNIK, R. V.; YOST, J. C. On the Density-Wave Theory of Galactic Spirals. III. Comparisons with External Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 166, p. 465, Jun. 1971.
- [66] SITNIK, T. G. Observational Manifestations of Sequential Star Formation in Giant Star / Gas Complexes in the Galaxy. **Soviet Astronomy Letters**, v. 15, p. 388, Sep. 1989.
- [67] STORCHI-BERGMANN, T.; DORS, O. L., JR.; RIFFEL, R. A.; FATHI, K.; AXON, D. J.; ROBINSON, A.; MARCONI, A.; ÖSTLIN, G. Nuclear Spirals as Feeding Channels to the Supermassive Black Hole: The Case of the Galaxy NGC 6951. **Astrophysical Journal**, v. 670, p. 959–967, Dec. 2007.
- [68] TALBOT, R. J., JR.; JENSEN, E. B.; DUFOUR, R. J. M83. I - Multicolor surface photometry. **Astrophysical Journal**, v. 229, p. 91–110, Apr. 1979.
- [69] TOOMRE, A. On the Distribution of Matter Within Highly Flattened Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 138, p. 385, Aug. 1963.

- [70] TOOMRE, A. On the gravitational stability of a disk of stars. **Astrophysical Journal**, v. 139, p. 1217–1238, May 1964.
- [71] VERA-VILLAMIZAR, N.; DOTTORI, H.; PUERARI, I.; DE CARVALHO, R. Analysis of Resonances in Grand Design Spiral Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 187–199, Jan. 2001.
- [72] VON DER PAHLEN, E. Über die Gestalten einiger Spiralnebel. **Astronomische Nachrichten**, v. 188, p. 249, Apr. 1911.
- [73] VORONTSOV-VEL'YAMINOV, B. A. **Ocherki O vselennoi.**: 1951.
- [74] VORONTSOV-VELYAMINOV, B. A. Atlas and catalog of interacting galaxies. 1959, Sternberg Institute, Moscow State University. In: **ATLAS AND CATALOG OF INTERACTING GALAXIES** (1959), p. 1, 1959.
- [75] VORONTSOV-VEL'YAMINOV, B. A. Evidence of Magnetic-Like Phenomena in the Structure of Galaxies. **Astronomicheskii Zhurnal**, v. 41, p. 814, 1964.
- [76] VORONTSOV-VEL'YAMINOV, B. A. **Extragalactic astronomy. Textbook for students of astronomy.**: 1978.
- [77] WADA, K. Fueling Gas to the Central Region of Galaxies. **Coevolution of Black Holes and Galaxies**, p. 186, 2004.
- [78] WIELEN, R. Density-Wave Theory of the Spiral Structure of Galaxies. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 86, p. 341–362, Aug. 1974.