

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

Carlos Augusto de Souza Braga

Braços Espirais como Indicadores de Discos Elípticos em Galáxias

São Paulo

2009

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Carlos Augusto de Souza Braga

Braços Espirais como Indicadores de Discos Elípticos em Galáxias

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

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof. Dr. Ronaldo Eustáquio de Souza

São Paulo

2009

Aos meus dois maiores companheiros: King e Lola.

Agradecimentos

Agradeço à meu pai por todo o apoio durante minha carreira tanto em períodos de conquistas quanto em momentos difíceis;

Agradeço à minha mãe e irmã por me apoiarem e incentivarem incondicionalmente;

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Ronaldo Eustáquio de Souza por toda a colaboração, atenção e permanente disposição em me ajudar;

Agradeço ao Prof. Dr. Gastão B Lima Neto pelos comentários úteis a cada novo relatório;

Agradeço aos professores Dr. Antônio Mário Magalhães, Dr. Laerte Sodré Junior, Dr. José Ademir Sales de Lima, Dr. Roberto D. Dias Costa, Dr. Jacques R. Daniel Lépine, Dra. Ruth Bomfim Gruenwald e Dra. Silvia C. Fernandes Rossi por lessonarem disciplinas importantes em minha carreira acad mica;

Agradeço ao aluno Rubens Eduardo G. Machado pelas idéias e por permitir o uso de sua disserta o como material de consulta;

Agradeço aos meus colegas e amigos sem os quais o desenvolvimento do projeto teria sido bastante enfadonha;

Agradeço ao pessoal da informática que garantiu o funcionamento pleno dos equipamentos utilizados durante o desenvolvimento do projeto;

Agradeço ao pessoal da secretaria do departamento e do instituto por sempre atender com um sorriso e tentar resolver qualquer problema que eu tive;

Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro durante o projeto;

“The only place success comes before work is the dictionary.”

Albert Einstein

Resumo

A possibilidade de que discos galácticos sejam elípticos foi estudada utilizando estimativas do ângulo de posição (PA) baseada na forma logarítmica dos braços espirais, comparados com a mesma grandeza dos catálogos RC3 (*Third Reference Catalog of Bright Galaxies*) e 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*). Nossa amostra é composta de 49 galáxias Sc brilhantes, retiradas do NED (*Nasa Extragalactic Database*) e do SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*). Para evitar estimativas espúrias devido ao potencial de uma galáxia companheira, evitamos a escolha de galáxias que aparentavam ser interagentes.

As estimativas do PA foram obtidos por um ajuste visual da espiral logarítmica aos braços do padrão, usando um método interativo baseado na orientação dos discos no céu, e, então, comparados aos PA retirados do RC3 e 2MASS. A análise da distribuição das diferenças entre nossas estimativas do PA e aquelas encontradas nos catálogos RC3 e 2MASS mostra que a maior parte das galáxias em nossa amostra apresentam desvios entre os PA's comparados. Isto pode ser devido ao fato dessas galáxias apresentarem discos com elipticidade nula. Sendo este o caso, se torna aparente o fato de que a maioria das galáxias no universo possuem discos circulares.

Existem, entretanto, 9 galáxias que apresentam grandes diferenças entre os PA's estimados usando as espirais logarítmicas e aqueles retirados do catálogo RC3. Isso indica que uma porcentagem pequena de galáxias de disco podem apresentar formatos elípticos, que, possivelmente, são devidos à presença de um halo triaxial. Nós determinamos que cerca de 18% de nossa amostra podem apresentar discos não axissimétricos, baseado nas diferenças entre os PA's encontrados nesse estudo. Essa porcentagem indica que cerca de 18% da população de galáxias Sc brilhantes do universo podem apresentar desvios da circularidade.

Abstract

The possibility that galactic disks present an elliptical shape was studied using estimates of the position angle (PA) based on the logarithmic shape of the spiral arms, compared to estimates of the same angle from the RC3 (Third Reference Catalog of Bright Galaxies) and 2MASS (Two Micron All Sky Survey) catalogs. Our sample is composed of 49 bright Sc galaxies, retrieved from NED (Nasa Extragalactic Database) and the SDSS (Sloan Digital Sky Survey). In order to avoid spurious estimates due to the gravitational potential of a companion galaxy, we selected galaxies that appear to be non-interacting only.

The estimates of the PA were obtained by visually fitting a logarithmic spiral to the arms of the pattern, using an interactive method based on the orientation of the disk on the sky, and, then, compared to the PA from the RC3 and 2MASS. The analysis of the distribution of the differences between our estimates of PA and those from the RC3 and 2MASS catalogs showed that most galaxies in our sample present very small deviations in the PA's compared. This may be due to the fact that these galaxies present disks with null ellipticity. This being the case, it becomes apparent that most galaxies in the universe have circular disks.

There are, however, 9 galaxies that present large differences between the PA estimated using the logarithmic spirals and those from the RC3 catalog. This indicates that a small percentage of disk galaxies may present an elliptical shape, which is possibly due to the presence of a triaxial halo. We find that about 18% of our sample may present non-axisymmetric disks, based on the differences between the PA's found in this study. This percentage indicates that roughly 18% of the bright Sc galaxy population in the universe have disks that may present deviations from circularity.

Lista de Figuras

1.1	Espectro de potências em um universo com matéria escura.	23
1.2	Enrolamento de um braço material em rotação diferencial.	30
1.3	Órbitas em um potencial de oscilador harmônico.	35
1.4	Diagrama de uma órbita elíptica em um potencial kepleriano.	36
1.5	Órbita aberta genérica em um potencial esférico.	38
1.6	Órbitas estelares vistas de um referencial em rotação, com velocidade $\Omega_p = \Omega - n\kappa/m$	40
1.7	Órbitas fechadas ordenadas em uma galáxia com Ω_p constante, rotacionadas de um ângulo arbitrário.	40
1.8	Curva de rotação da Galáxia, exemplificando o comportamento de Ω , κ e $\Omega - n\kappa/m$	41
1.9	Exemplos de órbitas possíveis em um potencial não axissimétrico.	45
1.10	Seção de Poincaré para as órbitas do tipo da figura 1.9.	46
1.11	Seção de Poincaré construída para Φ_L (equação 1.27) para $q = 0.8$, com a mesma energia das órbitas apresentadas na figura 1.9.	48
1.12	Seção de Poincaré construída para Φ_L (equação 1.27) para uma energia menor que as órbitas apresentadas na figura 1.9, com o mesmo valor de q	49
1.13	Órbita de caixa em um potencial triaxial.	52
1.14	Exemplo de órbitas de tubo de eixo longo.	53
1.15	Órbitas abertas, regidas pela órbita de anél do eixo menor, em um potencial triaxial.	54
2.1	Exemplo de um sistema com dois braços espirais logarítmicos	59

2.2	Rotação do sistema de coordenadas do plano do disco da galáxia para o sistema do observador.	60
2.3	Exemplo de ajuste de braços logarítmicos na galáxia NGC 0628.	62
2.4	Ângulo η para uma espiral logarítmica em projeção.	64
2.5	Esquema da rotação feita para a determinação da orientação das direções Norte-Sul nas imagens do SDSS.	69
2.6	Esquema usado para a determinação de x_+ , x_- e y_+	70
2.7	Exemplo de imagem amostrada novamente.	70
2.8	Histograma do índice de qualidade dos ajustes feitos, aos braços espirais, com espirais logarítmicas.	72
2.9	Exemplos de ajustes dos braços espirais logarítmicos.	74
2.10	Exemplos de ajustes dos braços espirais logarítmicos, semelhante à figura 2.9.	75
3.1	Diagrama representativo de uma galáxia projetada no plano do céu.	78
3.2	Diagrama da projeção do disco da galáxia 2.	80
3.3	Imagem das galáxias 1 e 2 sobrepostas.	81
3.4	Diagrama da projeção do disco da galáxia 2, quando o disco possui uma pequena elipticidade intrínseca ($b/a = 0.9$).	82
3.5	Imagem das galáxias 1 e 2 sobrepostas, agora com discos intrínsecamente elípticos ($b/a = 0.9$).	83
3.6	Imagens de NGC 4321 e NGC 6946	86
3.7	Imagens dos objetos da amostra de referência.	87
3.8	Comparação entre as imagens de NGC 4321, não rotacionada (direita) e rotacionada (esquerda). Na figura também se encontra uma sobreposição da região mais próxima do centro na imagem não rotacionada desta galáxia e o mapa de CO ($J = 1-0$), obtido por Sempere e Garcia-Burillo (1997)	88
4.1	Distribuição das diferenças entre o ângulo de posição listado no RC3 e as medidas baseadas no ajuste das espirais logarítmicas.	92
4.2	Comparação direta entre o ângulo de posição listado no RC3 e as medidas baseadas nas espirais logarítmicas.	94

4.3	Relação entre os desvios $ PA_{LogSp} - PA_{RC3} $ e a razão axial da galáxia listada no RC3.	95
4.4	Comparação direta entre o ângulo de posição listado no 2MASS e as medidas baseadas nas espirais logarítmicas.	97

Lista de Tabelas

2.1	Propriedades dos objetos presentes em nossa amostra.	65
3.1	Propriedades da amostra de referência	86
3.2	Valores das diferenças entre as medidas das orientações dos objetos da amostra de referência.	90

Sumário

1. <i>Introdução</i>	21
1.1 Revisão sobre os halos de matéria escura	21
1.1.1 Evidências da existência da matéria escura	21
1.1.2 A forma dos halos	25
1.2 Revisão sobre a estrutura das galáxias espirais	26
1.3 Teoria de onda espiral	29
1.3.1 Revisão sobre a estrutura espiral	29
1.3.2 Órbitas em potenciais esféricos	31
1.3.3 Onda espiral	39
1.3.4 Efeitos de um potencial triaxial sobre a onda espiral	43
1.4 Objetivos	55
2. <i>Espirais Logarítmicas</i>	57
2.1 Descrição matemática das espirais Logarítmicas	58
2.2 Efeito de projeção no plano do céu	59
2.3 Utilização das espirais logarítmicas para estimar a orientação dos discos de galáxias	63
2.3.1 Descrição da amostra	64
2.3.2 Metodologia	67
3. <i>Distorção dos Braços Espirais</i>	77
3.1 Considerações iniciais	78
3.2 Objetos de Referência	84

4. <i>Análise e resultados</i>	91
4.1 Comparação PA_{LogSp} x PA_{RC3}	91
4.2 Resultados para o 2MASS	96
4.3 Discussão individual dos objetos	98
4.4 Discussão	109
5. <i>Conclusões e perspectivas</i>	113
<i>Referências</i>	117

Introdução

Neste capítulo, discutimos as bases teóricas e observacionais utilizadas no presente trabalho. Iniciamos com uma revisão histórica sobre a idéia predominante de que galáxias estão imersas em halos de matéria escura. Também discutimos as possíveis estruturas dos halos de matéria escura e como esta forma pode interferir na formação e evolução dos objetos nela imersos. Em especial discutimos como os discos das galáxias espirais respondem ao formato dos halos. Em seguida discutimos a forma dos discos de galáxias espirais em termos das possíveis formas dos halos e analisamos as distribuições das razões axiais. Por fim estudamos as bases da teoria da onda espiral, estrutura que define as galáxias espirais e que se encontra no cerne de nosso trabalho. No final deste capítulo resumimos os objetivos desse trabalho.

1.1 Revisão sobre os halos de matéria escura

1.1.1 Evidências da existência da matéria escura

A existência da matéria escura não é um tópico recente, tendo sido proposto em trabalhos que datam do início do século XX. O primeiro a sugerir que a massa luminosa de aglomerados de galáxias é menor que a massa total foi Zwicky (1937). Neste trabalho o autor apresentou argumentos ligados ao teorema do virial encontrando que a massa do aglomerado de Coma é consideravelmente maior que aquela obtida somando-se as massas individuais das galáxias. O resultado final é que a razão massa-luminosidade devia ser da ordem 500, em unidades solares, apontando claramente para a necessidade de incluir uma componente adicional de matéria além das estrelas presentes nas galáxias.

Curvas de rotação de planas em regiões mais distantes que os seus raios ópticos também

são indicativos da presença de uma componente adicional de massa cuja contribuição é maior que a massa luminosa. Babcock (1939) mostrou que a razão massa-luminosidade de M31 cresce com o raio indicando que esta galáxia deve possuir mais massa que aquela visível. Rubin et al. (1978) também obteve um resultado semelhante para uma amostra maior de galáxias. Neste trabalho são levantadas as curvas de rotação de 10 galáxias espirais e obtendo-se curvas planas em acordo com uma distribuição de massa crescendo linearmente com a distância ao centro, concluindo-se que deve existir um halo massivo em torno desses objetos. Kent (1986) utiliza uma amostra de 37 galáxias com curvas de rotação ópticas publicadas para determinar a porcentagem de matéria escura presente nos halos. O autor utilizou um modelo de razão massa-luminosidade máxima para o conjunto bojo-disco, permitida pela curva de rotação e verificou que grande parte de sua amostra possui halos massivos. Mais ainda, Kent (1987) estendeu o trabalho acima com uma nova amostra de 16 objetos com curvas de rotação em radio (emissões de HI) corroborando os resultados acima. A idéia de halos massivos em torno de galáxias espirais foi também proposta por Ostriker e Peebles (1973), utilizando simulações de N-corpos, e demonstrando que caso contrário os discos seriam instáveis à instabilidades do tipo barra. Esta instabilidade desaparece naturalmente quando um halo esférico massivo é adicionado.

É importante lembrar que existem modelos que conseguem explicar as curvas planas observadas não considerando a presença de matéria escura, mas sim de modificações na teoria da gravitação. O mais popular modelo é a MOND (*Modified Newtonian Dynamics*) proposta por Milgrom (1983). Entretanto uma discussão mais detalhada deste modelo está fora do escopo deste trabalho.

Talvez, o indício mais forte da existência da matéria escura venha do estudo das anisotropias da radiação cósmica de fundo (CMB ou **Cosmic Microwave Background**). Em um universo Λ CDM, composto de matéria, tanto escura como bariônica, radiação e da constante cosmológica, estruturas se formam pelo colapso hierárquico de flutuações de densidade primordiais. Devido ao efeito Sachs-Wolfe (Sachs e Wolfe, 1967) podemos associar as anisotropias de grande escala da CMB com flutuações de densidade primordiais na fase de evolução adiabática. Para o caso de um universo composto apenas de matéria bariônica, pode-se mostrar que as flutuações crescem com um fator de 10^3 , uma vez que flutuações bariônicas crescem apenas após à época da recombinação. Dessa forma, na

época da recombinação, as flutuações deveriam ser da ordem de 10^{-3} de forma a representar corretamente o regime não linear observado hoje. Porém as anisotropias de grande escala da CMB são da ordem de 10^{-5} indicando que uma componente, não bariônica, deve estar presente. Esta seria a matéria escura.

Ainda em relação à formação de estruturas, podemos citar como evidência o espectro de potência das flutuações primordiais. Este espectro pode ser calculado como a transformada de Fourier da função que descreve a evolução das flutuações primordiais de densidade. A figura 1.1 apresenta os resultados de Tegmark et al. (2004) que utilizam 205,443 galáxias retiradas do SDSS e o comparam com o espectro esperado para o modelo Λ CDM com flutuações que independem da escala. Na figura também se encontram outros resultados para comparação.

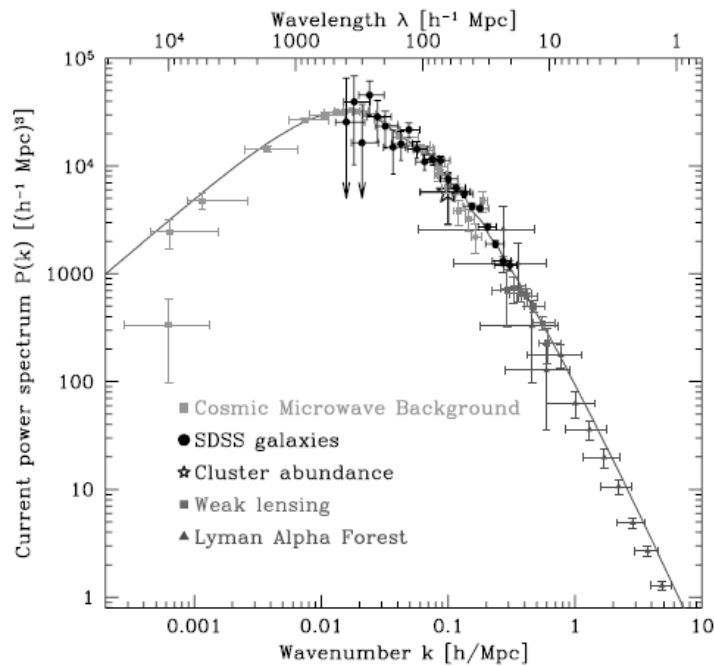


Figura 1.1: Espectro de potências em um universo com matéria escura. Nesta figura vemos os resultados de vários métodos comparados com os resultados obtidos pelos autores. Podemos verificar que os resultados ajustam bem o modelo. Figura retirada de Tegmark et al. (2004).

A concordância apresentada entre os dados e o modelo, presentes na figura 1.1 se deve à presença da matéria escura em várias escalas.

O estudo da nucleossíntese primordial também implica na existência de matéria es-

cura não bariônica. O processo de nucleossíntese primordial corresponde ao processo de formação dos elementos leves no universo primordial, nos primeiros 20 minutos de sua existência. A eficiência desse processo depende exclusivamente da densidade de bárions, n_B , uma vez que variações na quantidade de matéria bariônica causam variações no número de colisões entre prótons e nêutrons, alterando as taxas de reações nucleares. Uma determinação de n_B , a partir da nucleossíntese primordial impõe forte restrição aos possíveis valores de Ω_m restringindo a quantidade de matéria existente no universo.

Por sua sensibilidade, o traçador mais robusto de n_B é o Deutério. Esse elemento possui uma história pós-nucleossíntese primordial mais simples, sendo sua abundância sempre reduzida pelas sucessivas gerações de novas estrelas. Isso indica que qualquer traço do Deutério encontrado deve prover pelo menos, um limite inferior para sua abundância primordial (Steigman, 2006; Simha e Steigman, 2008; Steigman, 2009). Mais ainda, se estudarmos QSO's de alto redshift e baixa metalicidade, estaremos observando abundâncias de Deutério próximas da primordial.

Se definirmos um parâmetro $\eta_{10} = 10^{10}n_b/n_\gamma$, sendo n_γ a densidade de fótons, podemos escrever o parâmetro de densidade dos bárions como $\Omega_B h^2 = \eta_{10}/274$. Para uma abundância média de $Y_D = 10^5 D/H = 2.7 \pm 0.2$, onde D/H representa a abundância de Deutério com relação a do Hidrogênio (Steigman, 2007), temos $\eta_{10} = 6.0 \pm 0.3$ e, para a constante $h = 0.7$, obtemos $\Omega_B = 0.05 \pm 0.002$ (Steigman, 2009). Esse valor é muito próximo do valor típico obtido utilizando-se o cenário Λ CDM ($\Omega_B = 0.04$). Isso indica que devemos ter, nas galáxias e estrelas, toda a matéria bariônica necessária para formar os elementos leves, nas proporções corretas, durante a nucleossíntese primordial. A conclusão é que qualquer massa faltante deve ser proveniente de matéria escura não bariônica.

Em resumo as indicações são de que a matéria escura tem uma contribuição dominante no Universo correspondendo a cerca de 26% de acordo com o modelo Λ CDM. Como esta matéria escura não está acoplada à radiação ela se aglomera e forma os poços de potencial, na forma dos halos, que capturam a matéria bariônica e formam as protogaláxias. A seguir discutiremos as possíveis formas dos halos formados no cenário descrito.

1.1.2 A forma dos halos

A forma dos halos de matéria escura não é um assunto recente. Desde a década de 1970 autores discutem qual seria a forma estrutural dos halos de matéria escura. Na discussão apresentada em Ostriker e Peebles (1973), uma forma de estabilizar o disco para galáxias que não possuem barra deve ser a presença de um halo esférico. Este efeito estabilizador de um halo esférico é corroborado por Curir e Mazzei (1999) que utiliza halos de matéria escura com um parâmetro de triaxialidade que permite obter tanto halos esféricos quanto halos triaxiais. As autoras argumentam que halos esféricos dinamicamente relaxados conseguem destruir a barra após o decurso de poucos tempos dinâmicos, enquanto halos triaxiais tendem a permitir uma sobrevida maior para as barras. Mais ainda, como cerca de um terço das galáxias espirais apresentam uma barra, espera-se que o halo triaxial deva facilitar a formação desta estrutura.

A possibilidade de que halos de matéria escura possam ser triaxiais foi estudada inicialmente por Binney (1978) que analisa a possibilidade dos halos possuírem uma estrutura dinâmica semelhante à encontrada em galáxias elípticas e estuda os efeitos de um halo com características triaxiais sobre os discos de galáxias. Estudos mais recentes, fazendo uso de simulações numéricas de N-corpos em cenários de formação hierárquica, geralmente encontram halos cuja forma varia radialmente, podendo entretanto, ser ajustada por elipsóides triaxiais (Dubinski e Carlberg, 1991; Warren et al., 1992; Cole e Lacey, 1996; Jing e Suto, 2002; Bailin e Steinmetz, 2005; Allgood et al., 2006) com razões axiais da ordem de $b/a \approx 0.8$. e $c/a \approx 0.6$. Em particular, Allgood et al. (2006) encontra uma relação para a razão axial c/a do halo que depende apenas da massa massa virializada do halo, M_{vir} , e do redshift. Jing e Suto (2002) também determinam uma relação deste tipo, sendo, entretanto, mais fraca que a encontrada por Allgood et al. (2006).

Os trabalhos acima indicam que os halos de matéria escura formados em um cenário Λ CDM tendem a ser triaxiais, uma vez que mesmo formados inicialmente a partir do colapso de flutuações gaussianas, isto é, flutuações aleatórias incoerentes com simetria esférica, estes halos passam por uma sequência de fusões e interações que devem destruir sua estrutura esférica. Mais ainda, Aguilar e Merritt (1990) propõem que o colapso frio, característico de halos de matéria escura, pode levar a estruturas triaxiais, uma vez que nesse caso as condições iniciais não são preservadas.

Uma consequência importante da existência de halos triaxiais é a introdução de uma elipticidade não nula no disco de galáxias espirais. Isto significa que tais discos seriam elípticos mesmo quando vistos de face.

1.2 *Resvisão sobre a estrutura das galáxias espirais*

As galáxias espirais são sistemas estelares caracterizados por um disco achatado e aproximadamente circular composto de estrelas de população I, gás e poeira. Nele podemos ver, também, a presença dos braços espirais que indicam locais de forte formação estelar. Um esferóide, cujo tamanho depende do tipo morfológico, pode ser visto na região central desses sistemas e possui uma estrutura semelhante àquela das galáxias elípticas. Discos típicos possuem dimensões radiais da ordem de alguns kiloparsecs, chegando algumas vezes a dezenas de kiloparsecs, enquanto a escala de altura dos discos costuma ser apenas da ordem de centenas de parsecs. A distâncias um pouco maiores, encontra-se o halo estelar, composto por estrelas de população II organizadas em aglomerados globulares cujas órbitas apresentam forte excentricidade. Por fim, tais sistemas encontram-se imersos nos halos de matéria escura massivos descritos na seção anterior.

A dinâmica das galáxias espirais permite o entendimento de sua estrutura, uma vez que através de estudos do comportamento das órbitas estelares, é possível determinar parâmetros importantes como a massa das componentes visíveis e do halo, além de permitir o modelamento do halo, do padrão espiral e de instabilidades, como as barras, eventualmente presentes em discos. Estudos dinâmicos da estrutura galáctica geralmente assumem que os discos satisfazem a hipótese de um disco fino simétrico, ou seja, os discos seriam circulares e possuiriam espessura vertical desprezível. Essa hipótese permite um tratamento analítico mais simples, uma vez que neste caso a dinâmica estelar é bastante simplificada em potenciais axissimétricos. No entanto, existem muitas evidências de que essa simplificação não é inteiramente correta. Simulações numéricas de N-corpos, em cenários Λ CDM, que estudam a formação do disco indicam que a introdução de um disco altera a forma do halo nas regiões mais internas, reduzindo a triaxialidade nesta região. Dubinski (1994) estudou os efeitos dissipativos devido à acreção de gás nos halos de matéria escura inicialmente triaxiais, e determinou que os halos de galáxias espirais devem ser mais oblatos, uma vez que a razão axial no plano da galáxia aumenta. Kazantzidis et al. (2004) argumentam que

os resultados de Dubinski (1994) podem sugerir que halos são mais esféricos que previsões de colapso não-dissipativo, mas não são cosmologicamente representativos. Nesse trabalho, os autores simulam halos de galáxias em um modelo Λ CDM plano e argumentam que a presença de um disco estelar pode diminuir a triaxialidade, mesmo durante fusões, que deveriam gerar halos mais triaxiais. Já Bailin et al. (2005), estudando o alinhamento do semi-eixo maior do disco com os eixos do halo, encontra que existe uma correlação entre a forma do halo interno (em suas simulações, $0.1r_{vir}$) e a formação do disco. Neste caso os autores encontram um aumento da esfericidade do halo interno, como encontrado por Kazantzidis et al. (2004). Berentzen e Shlosman (2006) simulam halos em um cenário OCDM (sem energia escura e com o $\Omega_m = \Omega = 0.3$) e argumentam em favor de que a adição de discos no centro dos halos devem diminuir sua elipticidade no plano do disco. Mais ainda, eles determinam que a forma do disco segue aquela do halo nas regiões mais internas, sendo esse resultado ligado à massa final do disco.

Os trabalhos citados acima indicam que em um cenário de formação hierárquica, a formação de galáxias deve alterar a forma do halo, ao menos nas regiões mais internas, fazendo com que o mesmo seja mais esférico. No entanto, os autores acima argumentam que o halo ainda mantém alguma elipticidade residual. Nesse caso, como é demonstrado por Binney (1978), as órbitas fechadas nos discos devem ser elipses. Dessa forma, como em um potencial triaxial, órbitas fechadas do tipo anel (*loop orbit*) geram famílias de órbitas abertas que oscilam em torno da órbita guia, é de se esperar que as órbitas (abertas ou fechadas), no plano do disco, estejam contidas em anéis elípticos (Binney e Tremaine, 1987). Assim, os discos deveriam possuir uma elipticidade intrínseca, não nula. Mais ainda, se o potencial do halo é logarítmico (Binney e Tremaine, 1987), esta elipticidade deve ser a mesma do halo nas partes internas.

Evidências observacionais de uma possível assimetria dos discos pode ser obtida de várias formas diferentes. Os *warps* presentes nos discos de galáxias espirais apresentam uma evidência clara de assimetria, mesmo que não esteja ligada à forma do halo (Bailin et al., 2005). Sanchez-Saavedra et al. (1990) argumentam que quase todas as galáxias espirais apresentam *warps*, uma vez que eles estimam que cerca de 50% de sua amostra de 86 galáxias *edge on* apresentam *warps*. Reshetnikov e Combes (1998) confirmam esse resultado para uma amostra de 540 objetos. De acordo com García-Ruiz et al. (2002),

praticamente todas as galáxias espirais que apresentam discos estendidos de HI devem possuir *warps*.

Distorções ovais em discos de galáxias espirais também são evidências da elipticidade do disco. Franx e de Zeeuw (1992) discutem o espalhamento na relação Tully-Fisher em vista da possibilidade de que discos sejam alongados. Os autores argumentam que um limite superior de 0.1 na elipticidade do disco é capaz de explicar esse espalhamento, desde que este seja devido apenas à elipticidade do disco. Estudos da distribuição das razões axiais também podem servir de traçadores de distorções ovais. Em um artigo clássico, Sandage et al. (1970) estudam a conexão entre galáxias S0 e S com as elípticas. Com a determinação da distribuição dos achatamentos intrínsecos q de uma amostra de 254 objetos de tipos morfológicos Sa, Sb e Sc, retirados do *Reference Catalog of Bright Galaxies* (de Vaucouleurs e de Vaucouleurs, 1964), determinam que estes podem ser bem aproximados por discos cujo achatamento médio é de $q \approx 0.25$. Binney e de Vaucouleurs (1981), usando o algoritmo de Lucy (1974) para ajustar uma distribuição de razões axiais intrínsecas a uma distribuição de razões axiais aparentes para uma amostra de 1750 galáxias com tipos morfológicos desde E's até Irr concluem que os discos de galáxias espirais devem possuir uma elipticidade não nula, entretanto pequena.

Mais recentemente, Lambas et al. (1992), utilizando uma amostra de 13482 galáxias espirais, com imagens obtidas do *Automated Photographic Measuring (APM) Bright Galaxy Survey* (Loveday, 1989) concluem que as distribuições observadas de razões axiais são bem ajustadas com discos com achatamento da ordem de $q \approx 0.2$ e razão axial intrínseca da ordem de $p \approx 0.9$, devido à falta de objetos aparentemente circulares. A falta de objetos circulares verificada em distribuições de razões axiais aparentes tem sido corroborada por outros autores (Grosbol, 1985; Fasano et al., 1993). Ryden (2004) estuda 13000 objetos na banda i do SDSS e encontra uma elipticidade de 0.85.

As evidências acima indicam que uma fração das galáxias espirais muito provavelmente possuem discos de elipticidade não nula. A existência de uma elipticidade não nula indica que existe uma direção preferencial no disco. Dessa forma espera-se que as órbitas estejam orientadas com relação à essa direção. Isso implica que a orientação do padrão espiral deve estar acoplada à orientação do disco, uma vez que modelos para o padrão espiral descrevem o padrão espiral como uma onda de densidade. Na próxima seção descrevemos

o funcionamento do padrão espiral dentro do contexto de onda de densidade.

1.3 Teoria de onda espiral

Nesta seção iremos discutir brevemente o mecanismo do padrão espiral dentro do contexto de ondas de densidade, proposto por Lin e Shu (1964). Aqui estudaremos a estrutura espiral do ponto de vista da dinâmica estelar. Esta seção segue o formalismo do capítulo 6 de Binney e Tremaine (1987) onde a teoria é descrita com grande detalhe.

1.3.1 Revisão sobre a estrutura espiral

Uma das características mais interessantes nas galáxias espirais é a sua estrutura espiral. Estes braços têm grande importância para o estudo a estrutura galáctica indicando os principais locais de formação estelar recente desses objetos. Assim, o seu estudo tem ramificações em várias áreas desde a classificação morfológica até a composição e evolução química das galáxias.

Apesar de importante, a estrutura espiral não é um problema de fácil solução. Podemos imaginar que o padrão espiral é uma estrutura decorrente da rotação diferencial do disco galáctico. Um disco está em rotação diferencial quando sua velocidade angular Ω varia em função do raio do disco. Assim, se imaginarmos uma faixa radial, cuja coordenada azimutal $\phi(t)$ inicial é ϕ_0 , em um disco com velocidade Ω , dependente do raio R do disco, temos

$$\phi(t) = \phi_0 + \Omega(R)t, \quad (1.1)$$

desde que a faixa rotacione acoplada ao material do disco. Nesse caso, após um certo número de rotações a aparência da faixa é a de um braço espiral, como a figura 1.2. No entanto, como o disco, e por conseguinte a faixa, continuam a girar, é de se esperar que, após um dado tempo, o braço não seja mais visível, uma vez que seu enrolamento seja demasiado.

Para uma galáxia típica, com curva de rotação plana, passado um tempo da ordem da sua idade ($t = 10^{10}$ anos), a separação ΔR esperada entre dois braços (dada por $\Delta R = 2\pi R / \cot i$, onde i é o ângulo de passo, ou *pitch angle*) é de $\Delta R = 0.28 \text{kpc}$, o que tornaria

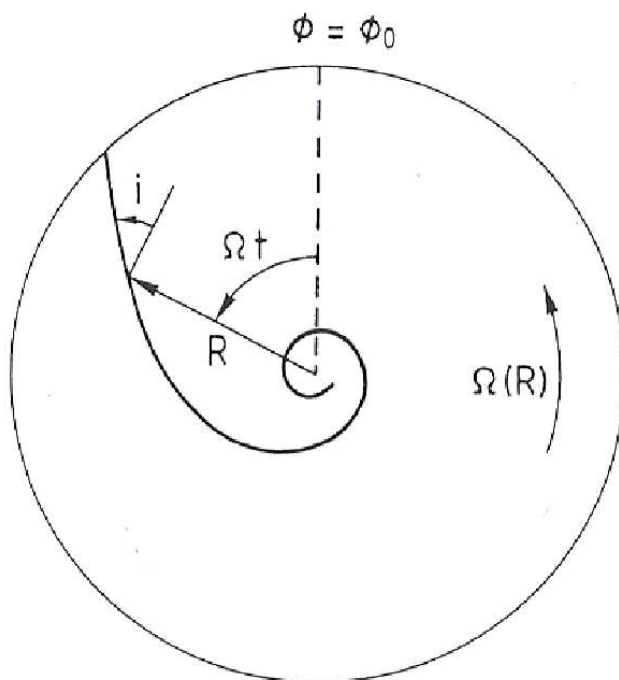


Figura 1.2: Enrolamento de um braço material em rotação diferencial.

impossível sua visualização. Esse problema foi proposto inicialmente por Wilczynski (1896) e configura o argumento mais convincente contra uma estrutura espiral rígida formada pela rotação diferencial, pois neste caso seria impossível visualizar os braços hoje.

Outro tipo de análise consiste na possibilidade da estrutura espiral ocorrer devido a interação entre os gás interestelar e o campo magnético. Na década de 1950 a grande maioria dos astrônomos acreditava que essa estrutura tinha origem em interações deste tipo. Hoje sabemos que o campo magnético é fraco demais para permitir o surgimento da estrutura espiral.

O primeiro passo na direção de uma solução consistente da estrutura espiral foi dado por Bertil Lindblad que associou essa estrutura à interações entre órbitas estelares e o potencial gravitacional da galáxia. Seu trabalho foi de grande importância, uma vez que associou corretamente a estrutura espiral ao estudo da dinâmica estelar. Lin e Shu (1964), seguindo as idéias de Lindblad (ver, por exemplo, Lindblad (1963)), propuseram que a estrutura espiral teria a mesma natureza que uma onda sonora, sendo portanto uma onda de compressão que se propaga pelo disco de uma galáxia. A idéia de uma onda de densi-

dade é bastante atraente, uma vez que permite o uso de todas as ferramentas matemáticas dedicadas ao estudo da mecânica ondulatória para o estudo da estrutura espiral. A principal contribuição de Lin e Shu (1964), já proposta por Lindblad, é a hipótese de que as ondas espirais sejam quasi-estacionárias, ou seja, mantêm a mesma estrutura durante longos períodos de tempo.

Apesar de ser bastante utilizada, a hipótese de Lin-Shu de que ondas espirais são quasi-estacionárias é aceita com ressalvas. Sellwood e Carlberg (1984), por exemplo, argumenta que as estruturas espirais observadas são transientes e se renovam continuamente desde que os processos de resfriamento (neste caso adição de estrelas novas em órbitas quase circulares) balanceiem o aquecimento do material do disco devido a perturbações causadas pelo potencial dos braços espirais. Uma natureza transiente desse tipo poderia explicar, por exemplo, a existência de galáxias espirais flocculentas, uma vez que neste caso a onda de densidade deveria se fragmentar durante sua propagação. No entanto é preciso reconhecer que a hipótese de ondas quasi-estacionárias pelo menos permite comparações entre a teoria e as observações mais diretamente e neste sentido é de grande utilidade.

A teoria das ondas de densidade relaciona-se com as órbitas das estrelas no disco. Na seção seguinte descrevemos as órbitas gerais que aparecem em potenciais esféricos. O seu estudo permite ilustrar o fenômeno de forma mais clara. Nas seções seguintes daremos uma visão geral qualitativa dos possíveis efeitos de potenciais triaxiais na estrutura espiral.

1.3.2 Órbitas em potenciais esféricos

Galáxias espirais muito provavelmente não são estruturas axissimétricas apesar de possuírem componentes esferoidais aparentemente simétricas (bojo e halo). O estudo das órbitas em objetos desse tipo é, portanto, mais complexo pois envolve a derivação das órbitas em potenciais compostos por dois tipos de elementos: o potencial do disco e das componentes esferoidais. No entanto, é de se esperar que o potencial ainda seja aproximadamente axissimétrico com seu plano equatorial sendo aproximadamente circular. Mais ainda, de acordo com Binney e Tremaine (1987), órbitas no plano equatorial de um potencial axissimétrico não diferem de órbitas em potenciais esféricos.

Como veremos mais adiante as órbitas estelares em potenciais esféricos estão sempre confinadas a um dado plano. Em contrapartida, no caso axissimétrico, as órbitas são mais

complexas e movimentos no plano meridional do potencial podem ocorrer. No entanto, levando-se em conta que as escalas verticais de discos típicos são da ordem de alguns parsecs, enquanto a escala de distância radial se encontra na faixa dos kiloparsecs, é de se esperar que a aproximação de disco fino seja adequada para a análise feita e assim podemos utilizar um potencial esférico para descrever as órbitas estelares.

Assim, a aproximação de potenciais esféricos é adequada uma vez que simplifica o tratamento analítico das órbitas estelares. Mais ainda, o estudo das órbitas nesse tipo de potencial nos permite uma ligação mais direta com o potencial triaxial do halo e como tal potencial afeta a onda espiral.

Órbitas estelares em potenciais esféricos configuram um problema de movimento em um campo de força central

$$\vec{F} = F(r)\hat{e}_r, \quad (1.2)$$

uma vez que a simetria do potencial garante que a força seja apenas radial. Em geral, campos de força desse tipo são conservativas, uma vez que o potencial, nesse caso, não depende explicitamente do tempo. Isso significa que em cada órbita a energia total é conservada e podemos associar a ela uma energia definida.

Como a força é direcionada na linha que liga os dois corpos (ou, no caso de uma órbita estelar no disco galáctico, ligando a estrela ao centro atrator), vemos que o torque, dado por

$$\vec{N} = \dot{\vec{L}} = \vec{r} \times \vec{F}, \quad (1.3)$$

é nulo e, portanto, também podemos afirmar que o momentum angular \vec{L} se conserva.

A conservação do momentum angular tem uma consequência bastante importante para a geometria da órbita no espaço. Se o momentum angular se conserva, sabemos que o versor \hat{n} , que define a direção de \vec{L} , possui uma direção fixa. Assim, como esse versor é ortogonal ao plano instantâneo da órbita, sabemos que a estrela move-se em um plano fixo. Isso nos permite simplificar o problema de órbitas em um espaço de 3 dimensões para um plano bi-dimensional. Assim, escolhemos \hat{n} como \hat{k} e usamos as coordenadas polares $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ e ϕ , onde $x = r\cos\phi$ e $y = r\sin\phi$.

A lagrangeana L (para evitar confusão com o momentum angular usaremos $l = \|\vec{L}\|$) por unidade de massa do sistema é, nas coordenadas (r, ϕ)

$$L = \frac{1}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2) - \Phi(r) \quad (1.4)$$

e as equações de movimento serão

$$\begin{aligned} r\dot{\phi}^2 + F(r) - \ddot{r} &= 0, \\ \frac{d}{dt}(r^2\dot{\phi}) &= 0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Podemos mostrar que a segunda equação 1.5 corresponde à conservação do momentum angular, uma vez que esta corresponde à variação do momentum generalizado de ϕ , $p_\phi = r^2\dot{\phi}$ que, em coordenadas polares, é idêntico ao momentum angular por unidade de massa.

Usando a integral temporal da segunda equação 1.5 e a mudança de variável $u = 1/r$, a primeira equação 1.5 se torna (para maiores detalhes ver Binney e Tremaine, 1987)

$$\frac{d^2u}{d\phi^2} + u = -\frac{F(\frac{1}{u})}{L^2u^2}. \quad (1.6)$$

A equação 1.6 permite a determinação das possíveis órbitas para um dado potencial esfericamente simétrico. Existem dois tipos possíveis de órbitas em potenciais desse tipo: órbitas não-ligadas ($r \rightarrow \infty$ e, portanto, $u \rightarrow 0$) e ligadas (r e u oscilam entre dois limites finitos). Como a estrutura espiral é, no contexto da teoria descrita aqui, relacionada com as órbitas estelares, não iremos discutir órbitas não-ligadas, uma vez que estas não podem gerar uma estrutura que seja quasi-estacionária. As órbitas que nos interessam são as ligadas. Estas estão associadas a soluções periódicas da equação 1.6.

Podemos obter soluções analíticas para a equação 1.6 para certos potenciais. No geral, entretanto, as soluções são numéricas. Assim, iremos apresentar dois tipos de potenciais para os quais as soluções são analíticas: o oscilador harmônico esférico e o potencial kepleriano. Estes potenciais correspondem a sistemas que podem ser considerados casos limites de galáxias espirais. Nas duas seções seguintes iremos apresentar uma visão geral dos dois tipos de potenciais e das órbitas que podem ser determinadas a partir deles.

Potencial do Oscilador Harmônico Esférico

A forma do potencial do oscilador harmônico esférico é (Φ corresponde ao potencial)

$$\Phi(r) = \frac{1}{2}\Omega^2 r^2 \quad (1.7)$$

que corresponde ao potencial gerado no interior de uma esfera homogênea de densidade uniforme. Nesse potencial, a utilização de coordenadas cartesianas (x,y) torna mais fácil o tratamento analítico. Nessas coordenadas estaremos resolvendo um sistema de equações não acopladas que descrevem o movimento nas direções x e y, dadas por

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\Omega^2 x, \\ \ddot{y} &= -\Omega^2 y. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Naturalmente, essas equações correspondem dois osciladores harmônicos nas duas direções, com a mesma frequência Ω . As soluções gerais serão, portanto

$$\begin{aligned} x &= C_x \cos(\Omega t + \phi_{0x}) \\ y &= C_y \cos(\Omega t + \phi_{0y}). \end{aligned} \quad (1.9)$$

As constantes C_x , C_y , ϕ_{0x} e ϕ_{0y} são constantes arbitrárias, com $\phi_{0x} - \phi_{0y} = \pi$.

Podemos verificar que as órbitas obtidas serão todas ligadas gravitacionalmente com soluções periódicas. Como o período de oscilação de x e y são iguais podemos dizer que estas órbitas serão fechadas e formarão elipses com o centro atrator localizado na origem conforme ilustrado na figura 1.3.

Em uma órbita do tipo descrito pelas equações 1.9 vemos que a coordenada radial assume valores dentro do intervalo $r_1 \leq r \leq r_2$, onde r_1 é o pericentro e corresponde à menor distância ao centro atrator e r_2 é o apocentro e corresponde à maior distância ao centro atrator. Dessa forma fica claro que ocorre uma oscilação entre estes dois limites com um período definido como sendo o tempo gasto para que a coordenada radial saia do apocentro, passe pelo pericentro e retorne novamente ao apocentro.

Analisando a figura 1.3 podemos ver que essa oscilação corresponde a um deslocamento angular de $\Delta\phi = \pi$. O período azimutal T_ϕ , definido como o tempo para que a partícula

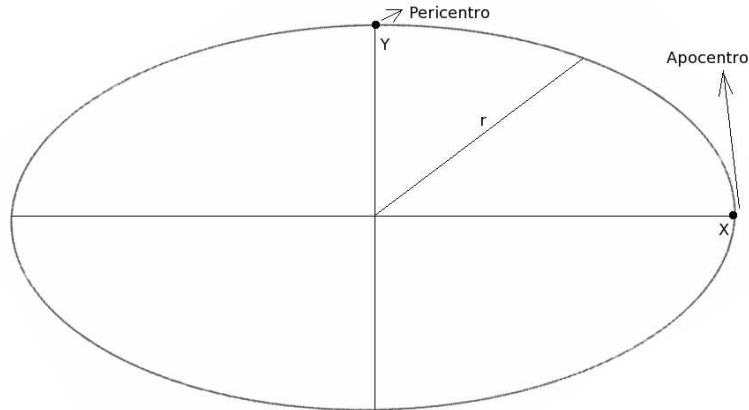


Figura 1.3: Órbitas em um potencial de oscilador harmônico. Nesta figura também ilustramos a existência do apocentro e pericentro, com os pontos marcados na elipse.

percorra um intervalo angular $\Delta\phi = 2\pi$ é igual a $T_\phi = 2T_r$. Como será visto mais adiante, esta relação entre os períodos permitem determinar se uma órbita, dentro de um potencial esférico, é aberta ou não.

Potencial kepleriano

O potencial kepleriano corresponde ao potencial de uma concentração pontual de massa, ou ao potencial fora de uma distribuição esférica de massa,

$$\Phi(r) = \frac{GM}{r} \quad (1.10)$$

A solução geral da equação 1.6, para o potencial da equação 1.10, é

$$u(\phi) = C \cos(\phi + \phi_0) + \frac{GM}{L^2} \quad (1.11)$$

onde $C > 0$ e ϕ_0 são constantes arbitrárias. Podemos colocar a equação 1.11 em uma forma mais comum definindo a ecentricidade da órbita e como

$$e = \frac{CL^2}{GM} \quad (1.12)$$

e seu semi-eixo maior a como

$$a = \frac{L^2}{GM(1 - e^2)}. \quad (1.13)$$

Lembrando que $u = 1/r$ obtemos

$$r(\phi) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + \cos(\phi - \phi_0)}. \quad (1.14)$$

A equação 1.14 corresponde à forma geral da órbita em um potencial kepleriano. órbitas desse tipo correspondem à cônicas com o centro atrator no foco. No caso do potencial kepleriano, apenas soluções cuja ecentricidade corresponda $e \leq 1$ são fechadas. Essas órbitas são como a figura 1.4

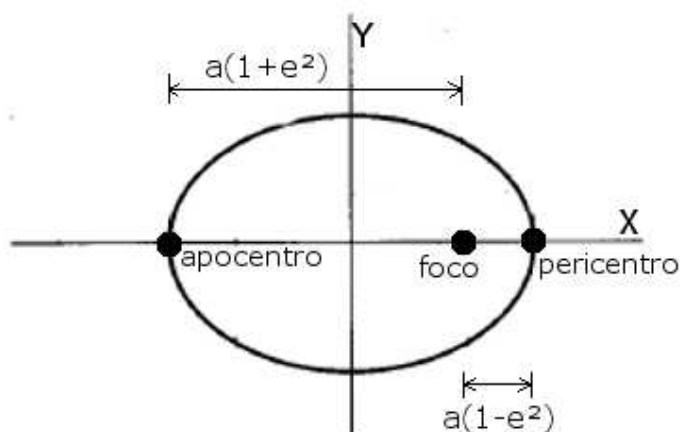


Figura 1.4: Diagrama de uma órbita elíptica em um potencial kepleriano. Note que agora o centro atrator está localizado e um dos focos da elipse, em contraste às órbitas em um potencial de oscilador harmônico.

A figura 1.4 mostra que o deslocamento angular entre o apocentro ($r_2 = a(1 + e^2)$) e pericentro ($r_1 = a(1 - e^2)$) é de $\Delta\phi = 2\pi$, de forma que, para completar uma oscilação radial, o deslocamento angular é de $\Delta\phi = 2\pi$. Nesse caso, então, os períodos azimutal e radial são idênticos, ou seja, $T_\phi = T_r$.

Soluções gerais da equação 1.6

Os exemplos das seções 1.3.2 e 1.3.2 correspondem a casos limites, em termos da distribuição de massa, e servem para indicar uma relação entre os períodos radial e azimutal

e a geometria da órbita. Em geral, entretanto, somente podemos resolver a equação 1.6 numericamente.

É possível estudar as propriedades das soluções periódicas da equação 1.6 a partir da conservação da energia das órbitas

$$E = \frac{1}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{2}(r\dot{\phi})^2 + \Phi(r). \quad (1.15)$$

A partir da equação 1.15 podemos encontrar uma forma mais simples da equação 1.6. Se resolvermos a equação 1.15 para \dot{r} e lembrarmos que $l = r^2\dot{\phi}$, podemos determinar $\phi(r)$, integrando radialmente (para uma derivação mais completa ver Binney e Tremaine, 1987)

$$\phi(r) = \pm \int \frac{\frac{l}{r^2} dr}{\sqrt{2(E - \Phi) - \frac{l^2}{r^2}}}. \quad (1.16)$$

A equação 1.16 é mais simples apesar de poder ser avaliada analiticamente apenas em casos especiais. A distância angular percorrida em uma oscilação radial completa é dada por

$$\Delta\phi = 2l \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2 \sqrt{2(E - \Phi) - \frac{l^2}{r^2}}}. \quad (1.17)$$

e o período radial é dado por

$$T_r = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{\sqrt{2(E - \Phi) - \frac{l^2}{r^2}}}, \quad (1.18)$$

onde r_1 e r_2 são o pericentro e apocentro, respectivamente.

As equações 1.16, 1.17 e 1.18 são válidas para qualquer potencial. O período angular T_ϕ pode ser obtido se lembrarmos que ele corresponde a um deslocamento angular de 2π . Dessa forma a frequência angular, Ω , pode ser escrita como

$$\Omega = \frac{2\pi}{T_\phi}, \quad (1.19)$$

onde Ω pode ser identificado como a velocidade angular média e, portanto, será igual a um dado deslocamento angular por unidade de tempo, ou

$$\Omega = \frac{\Delta\phi}{T_r}. \quad (1.20)$$

Assim, igualando as equações 1.19 e 1.20, obtemos uma relação entre os períodos

$$\frac{T_\phi}{T_r} = \frac{2\pi}{\Delta\phi} = \alpha. \quad (1.21)$$

A razão α (equação 1.21) é um valor característico de cada órbita e, portanto do potencial que a gera. Para o potencial do oscilador harmônico esférico, $\alpha = 2$, enquanto para o potencial kepleriano, $\alpha = 1$. Como uma galáxia espiral é sempre mais extensa que um ponto e menos extensa que uma esfera homogênea, podemos determinar que

$$\pi \leq \Delta\phi \leq 2\pi. \quad (1.22)$$

Os potenciais apresentados acima geram órbitas ligadas fechadas. O valor de α é sempre racional nesses casos. No entanto, se o valor de α for irracional as órbitas ligadas passam a ser abertas. No caso mais geral, estas órbitas formam as curvas chamadas rosetas, como ilustrado na figura 1.5.

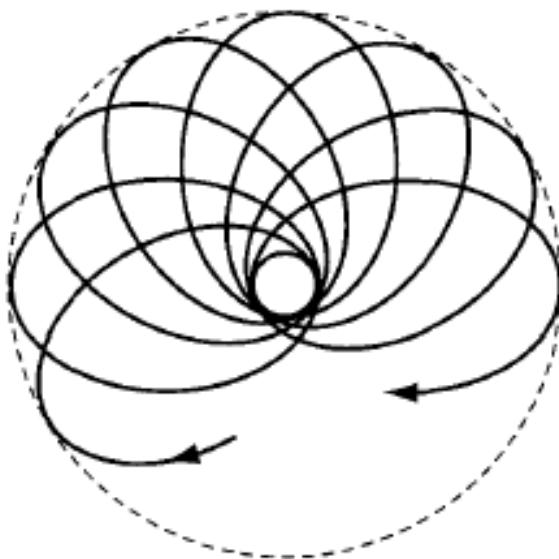


Figura 1.5: Órbita aberta genérica em um potencial esférico. Esse tipo de órbita é chamada de roseta e corresponde a uma órbita aberta, confinada a um anel circular com raio interno igual a r_1 e o raio externo igual a r_2 .

Órbitas do tipo mostrado na figura 1.5 então confinadas a um anel circular com raio interno igual a r_1 e o raio externo igual a r_2 . Nessa órbita a estrela irá passar por todos os pontos dentro do anel circular.

Uma forma de interpretar essas figuras de rosetas consiste em tratá-las como elipses em rotação, ou seja uma órbita fechada que precessa de $\phi_p = 2\pi - \Delta\phi$ em um período radial, no sentido oposto ao da órbita da estrela. A velocidade angular dessa precessão é

$$\Omega_p = \frac{\phi_p}{T_r} = \frac{2\pi - \Delta\phi}{T_r} \quad (1.23)$$

e é chamada de taxa de precessão da elipse. Essa precessão fundamenta a idéia básica da teoria de onda espiral. Na próxima seção iremos discutir com mais detalhes essa idéia.

1.3.3 Onda espiral

Como visto anteriormente, as órbitas no plano equatorial de uma galáxia espiral são geralmente rosetas como a apresentada na figura 1.5. Tais órbitas apresentam uma componente radial como uma função periódica do tempo, com período T_r . A cada oscilação radial a componente azimutal percorre uma distância $\Delta\phi$ com velocidade Ω dada por $\Omega = \Delta\phi/T_r$. A frequência de oscilação radial é $\kappa = 2\pi/T_r$. Note que estas frequências são aproximadas para órbitas quase circulares que são derivadas usando-se a aproximação de epiciclo (para detalhes sobre a aproximação de epiciclos ver Binney e Tremaine, 1987, capítulo 3, seção 3.2.3)

Se nos fixarmos em um referencial em rotação, com velocidade constante Ω_p , o raio da órbita percorre uma distância $\Delta\phi_p = \Delta\phi - \Omega_p T_r$ a cada oscilação radial completa. Lembrando que a relação entre as frequências radial e azimutal, dada na equação 1.21, determina se uma órbita ligada é aberta ou fechada, dependendo do valor de $\Delta\phi$, vemos que uma escolha adequada de Ω_p permite que a razão $2\pi/\Delta\phi_p$ seja racional e, portanto, a órbita será fechada. Mais ainda, se $\Delta\phi_p = 2\pi n/m$, com n e m inteiros, a órbita se fechará após m oscilações radiais. A velocidade de rotação do referencial Ω_p será, então:

$$\Omega_p = \Omega - \frac{n\kappa}{m}. \quad (1.24)$$

Nesse referencial, as órbitas são fechadas como aquelas mostradas na figura 1.6. Assim, a roseta da figura 1.5 pode ser considerada como uma órbita elíptica em rotação com velocidade dada pela equação 1.24, como mencionado na seção anterior.

Podemos construir um conjunto de órbitas fechadas com o centro coincidente e formar um padrão em forma de barra. Se os eixos das elipses forem rotacionados de um certo

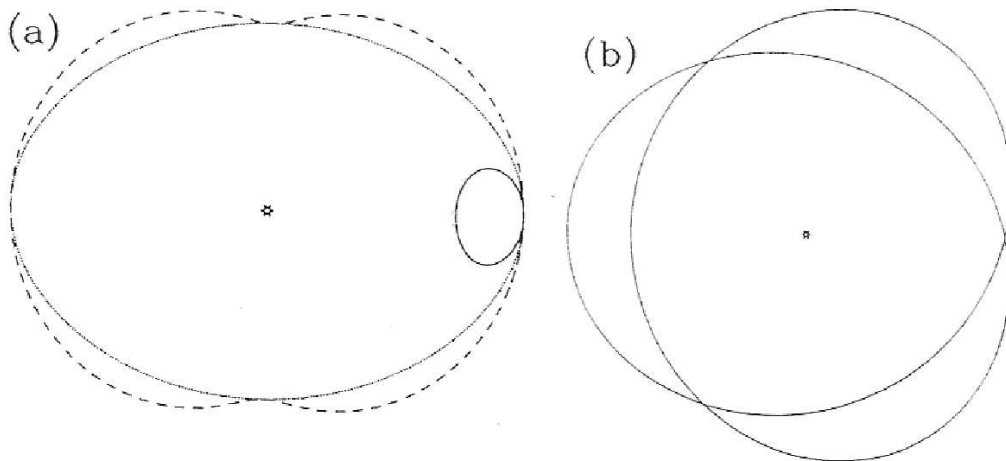


Figura 1.6: Órbitas estelares vistas de um referencial em rotação, com velocidade $\Omega_p = \Omega - n\kappa/m$. (a) $(n,m) = (0,1)$ corresponde à linha sólida e $(n,m) = (1,2)$ à linha tracejada. (b) $(n,m) = (2,3)$.

ângulo, com relação às outras, podemos formar um padrão espiral, como o mostrado na figura 1.7, girando com velocidade dada pela equação 1.24, em um referencial em repouso.

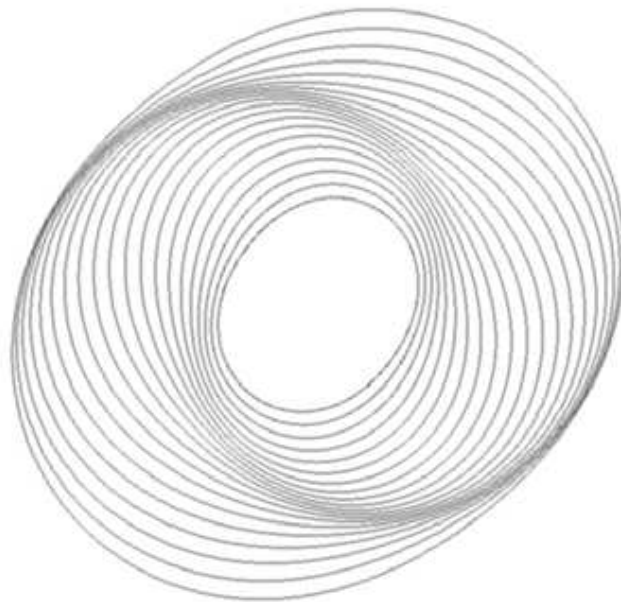


Figura 1.7: Órbitas fechadas ordenadas em uma galáxia com Ω_p constante, rotacionadas de um ângulo arbitrário.

Supomos, até o momento, que Ω_p (e, por definição, Ω e κ) é independente do raio galáctico. Isto entretanto não é exatamente verdadeiro para galáxias reais, uma vez que os discos dessas galáxias estão em rotação diferencial e, portanto, a frequência angular Ω é dependente do raio. Mais ainda, como a frequência radial κ é uma função de Ω (resultado proveniente da aproximação de epicíclis), vemos que Ω_p não pode ser independente do raio. A figura 1.8 mostra o comportamento de Ω , κ e Ω_p para $n = \pm 1$ e $m = 2$.

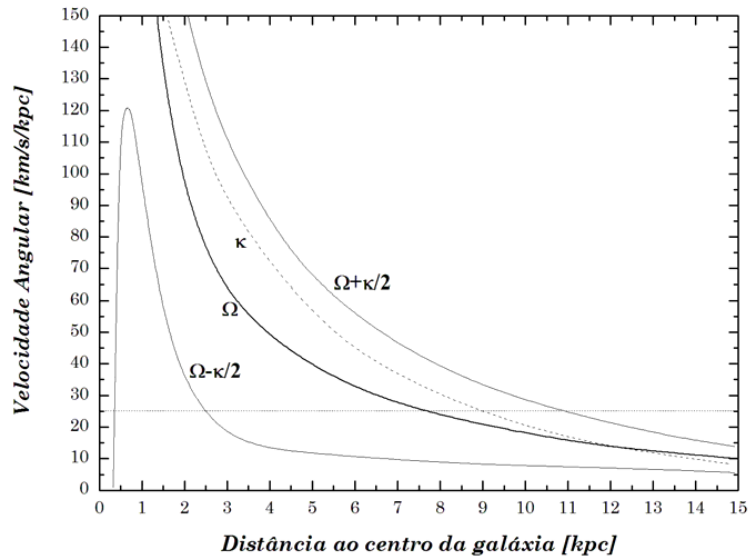


Figura 1.8: Curva de rotação da Galáxia, exemplificando o comportamento de Ω , κ e $\Omega - n\kappa/m$. A reta constante na figura corresponde ao Ω_p do padrão espiral.

A consequência da dependência radial de Ω_p é o fato das órbitas no referencial em rotação não serem exatamente fechadas, o que faz com que as orientações das órbitas apresentadas na figura 1.7 variem com velocidades diferentes. A diferença nas velocidades de rotação das órbitas leva a um enrolamento semelhante àquele discutido na seção 1.3.1. Esse enrolamento, entretanto, não ocorre tão rapidamente quanto no caso de braços devido à rotação diferencial, o que sugere que ondas de densidade podem resistir ao enrolamento mais eficientemente.

Ressonâncias

O tratamento utilizado até o momento descreve uma onda de densidade cinemática, que não contabiliza os efeitos da passagem de um braço espiral sobre as órbitas estelares. Mais ainda, ondas desse tipo não devem existir em galáxias reais, nas quais a equação 1.24

é dependente do raio, uma vez que essa onda espiral não seria quasi-estacionária. Assim, é interessante estudar, mesmo que aproximadamente, como seria a resposta das órbitas estelares à propagação de uma onda de densidade.

Um caminho adequado para esse estudo é a análise do comportamento do padrão espiral próximo às órbitas ressonantes, uma vez que a resposta de uma órbita ao potencial de um braço espiral, próxima da ressonância, será forte mesmo que o campo gerado seja fraco. O primeiro passo é determinar como é o potencial de uma onda de densidade.

Durante a passagem dos braços espirais, as estrelas estarão mais próximas umas às outras. Essa proximidade causa uma perturbação local no potencial gravitacional no disco, uma vez que, no braço, as contribuições individuais das estrelas irão se somar. Assim, uma onda espiral possui um potencial Φ_1 mesmo não configurando um padrão espiral material. Mais ainda, como o padrão está em rotação, com velocidade constante Ω_p , é de se esperar que o seu potencial também esteja, quando visto em um referencial em repouso. No entanto, como as contribuições das estrelas durante a passagem de um braço serão as mesmas, o potencial não deve depender do tempo explicitamente, ou seja, deverá ser estacionário $\Phi_1(R, \phi, t) = \Phi(R, \phi - \Omega t)$. A periodicidade do potencial do padrão espiral nos permite expandí-lo em uma série de cossenos

$$\Phi(R, \phi - \Omega t) = \sum \Phi_b(R) \cos [m(\phi - \Omega t) - C], \quad (1.25)$$

onde C é uma constante arbitrária e Φ_p é uma função do raio R .

De acordo com Binney e Tremaine (1987), potenciais da forma da equação 1.25 apresentam soluções análogas àquelas comuns a aproximação dos epiciclos. Tais órbitas apresentam ressonâncias quando

$$m(\Omega - \Omega_p) = l\kappa_0, \quad (1.26)$$

onde $m > 0$ e $l (= -1, 0, 1)$ são inteiros. Existem dois tipos de ressonâncias nesse caso. Se $l = 0$, temos $\Omega = \Omega_p$ e obtemos a condição de corrotação. No caso de $l = \pm 1$ temos $m(\Omega - \Omega_p = \pm \kappa)$ que são as ressonâncias de Lindblad. Existem dois tipos de ressonâncias de Lindblad. Quando $l = -1$ ($\Omega_p > \Omega$) vemos que as estrelas se movem mais lentamente que o potencial. Essa é a chamada ressonância externa de Lindblad, ou OLR (*Outer Lindblad Resonance*). No caso de $l = +1$ ($\Omega_p < \Omega$) temos o caso oposto, onde as estrelas

movem-se mais rapidamente que o potencial. Essa é a ressonância interna de Lindblad, ou ILR (*Inner Lindblad Resonance*).

A posição das ressonâncias dependem da curva de rotação. Em geral, determinamos a posição das ressonâncias verificando onde a curva que representa o valor de Ω_p do potencial (i.e. do padrão espiral) intercepta as curvas dadas pela equação 1.24. Este é um resultado esperado, uma vez que a condição de ressonância (equação 1.26) corresponde à condição necessária para que as órbitas sejam fechadas em um referencial em rotação, com velocidade Ω_p , desde que $n = -1, 0, 1$. Dessa forma, vemos que, se a condição para a m -ésima ressonância de Lindblad for satisfeita exatamente, uma onda espiral com m braços deverá ser estacionária.

1.3.4 Efeitos de um potencial triaxial sobre a onda espiral

Até o momento, estudamos o fenômeno das ondas de densidade assumindo que a componente esferoidal (halo e bojo) de galáxias espirais geram potenciais esféricos. Nesta seção iremos discutir, em caráter qualitativo, como se comportaria uma onda de densidade em um potencial triaxial.

Órbitas em potenciais não axissimétricos

O primeiro passo no sentido de compreender como é o comportamento de uma onda de densidade, como aquela descrita na seção 1.3.3, em potenciais triaxiais, é entender como são as órbitas em potenciais triaxiais. No entanto, a tarefa de descrever tais órbitas em potenciais como esse é bastante complexa do ponto de vista matemático. Uma forma de adquirir uma noção básica sobre a estrutura do movimento estelar em potenciais desse tipo pode vir do estudo do movimento planar em potenciais não axissimétricos, uma vez que o potencial triaxial pode ser visto como uma forma generalizada de potenciais não axissimétricos. Assim, iremos estudar quais tipos de órbitas tais potenciais podem gerar e estender tais estruturas para potenciais triaxiais.

Iniciaremos o estudo das órbitas possíveis em potenciais não axissimétricos estudando um potencial em particular, seguindo um esquema semelhante à Binney e Tremaine (1987). O potencial escolhido é o potencial logarítmico, apresentado na equação 1.27,

$$\Phi_L(x, y) = \frac{1}{2}v_0^2 \ln \left(R_c^2 + x^2 + \frac{y^2}{q^2} \right), \quad (1.27)$$

onde R_c , correspondente ao raio do caroço central e q ($q \leq 1$) é a razão axial constante das curvas equipotenciais. A escolha de um potencial logarítmico permite que estudemos as possíveis órbitas em um potencial mais adequado às galáxias espirais, uma vez que esse potencial reproduz a curva de rotação constante para raios grandes ($R \gg R_c$). Sendo q constante as curvas equipotenciais sempre terão a mesma razão axial, o que garante que os efeitos da falta de axissimetria serão similares em todos os raios.

Um potencial não axissimétrico, exemplificado pelo potencial da equação 1.27, gera dois tipos de órbitas. O tipo mais simples aparece nas regiões mais internas ($R \ll R_c$). Nesse caso, o potencial Φ_L pode ser expandido em potências de R/R_c ,

$$\Phi_L(x, y) \simeq \frac{v_0^2}{2R_c^2} \left(x^2 + \frac{y^2}{q^2} \right). \quad (1.28)$$

Se definirmos um raio R_a como

$$R_a \equiv \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{q^2}}, \quad (1.29)$$

encontramos

$$\Phi_L(x, y) \simeq \frac{v_0^2}{2R_c^2} R_a^2. \quad (1.30)$$

Assim, vemos que o potencial é uma generalização do potencial esférico harmônico, sendo, nesse caso, correspondente a uma distribuição de massa em um esferoide não axissimétrico homogêneo. Como visto na seção 1.3.2, um potencial desse tipo gera órbitas que são uma composição de dois osciladores harmônicos na direção x e y , com frequências $\omega_x = v_0/R_c$ e $\omega_y = v_0/qR_c$. Diferentemente das soluções do potencial do oscilador harmônico esférico, as órbitas aqui somente serão fechadas se $\omega_x/\omega_y = n/m$, onde n e m são inteiros ($m \leq 0$). Como esta condição geralmente não é satisfeita, estrelas nesse tipo de órbita acabam passando por todos os pontos dentro de uma caixa retangular (os lados serão determinados pelas amplitudes do movimento em X e em Y). Esse tipo de órbita é chamada de órbita de caixa, ou *box orbit* e não possui um senso de rotação definido. Um exemplo desse tipo de órbita está disposto na figura 1.9.

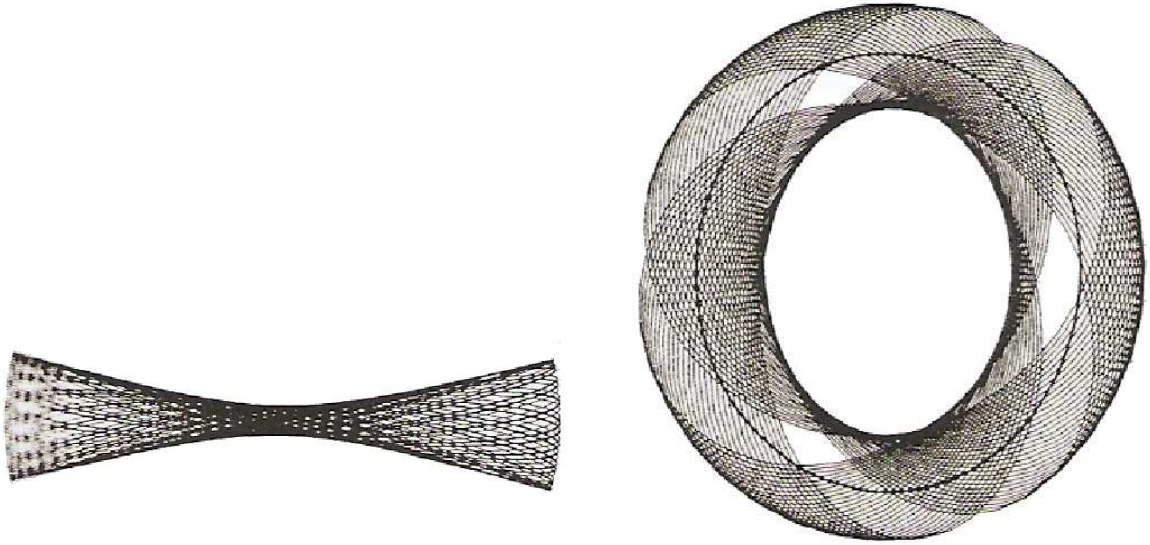


Figura 1.9: Exemplos de órbitas possíveis em um potencial não axissimétrico. Na esquerda está a órbita de caixa (*box orbit*) e na direita a órbita de anel (*loop orbit*). Ambas as órbitas possuem a mesma energia e o mesmo valor da razão axial $q (= 0.9)$.

A figura 1.9 também mostra outro tipo de órbita, chamada órbita de anel, ou *loop orbit*. Órbitas desse tipo aparecem somente fora do caroço central do potencial ($R \geq R_c$) e possuem um sentido de rotação definido, enquanto a estrela oscila radialmente. Da mesma forma que estrelas em potenciais axissimétricos (ou mesmo esféricos), uma estrela em uma órbita desse tipo irá passar por todos os pontos dentro de um anel. No entanto, para potenciais não axissimétricos, o anel deverá ser elíptico, ao contrário do esperado para potenciais axissimétricos. Assim, podemos imaginar as órbitas de anel como um tipo de generalização de órbitas em potenciais axisimétricos, o que indica que tais órbitas devem respeitar uma integral de movimento correspondente a uma generalização do momento angular.

Os dois tipos de órbitas apresentados aqui são, em geral, curvas abertas, como a roseta da figura 1.5. Da mesma forma, portanto, deve ser possível determinar quais são as órbitas fechadas no potencial Φ_L da equação 1.27. Para tanto, utilizamos a figura 1.10. Esta figura corresponde a uma seção de Poincaré construída a partir de órbitas com a mesma energia que aquelas ilustradas na figura 1.9.

Existem dois tipos de órbitas fechadas ilustradas na figura 1.10. A primeira está associada à órbita 1, cuja forma espacial é mostrada à direita na figura 1.9. Para uma dada

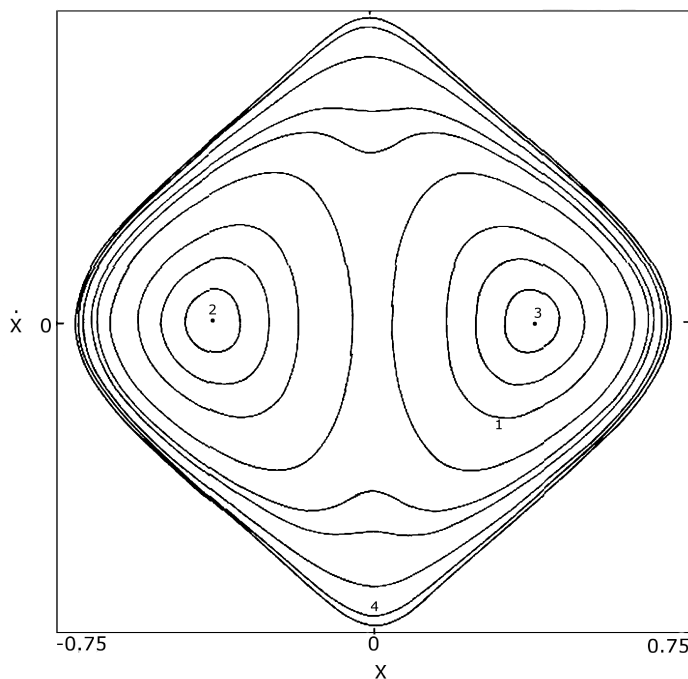


Figura 1.10: Seção de Poincaré para as órbitas do tipo da figura 1.9. Esta é a seção de Poincaré definida por $y = 0$ e $\dot{y} > 0$. As órbitas que geram essa seção possuem a mesma energia que aquelas presentes na figura 1.9.

energia, existe um grupo de órbitas cujo senso de rotação é o mesmo, com a única diferença entre elas sendo a largura do anel na qual estão confinadas. Mais ainda para cada um desses grupos existe uma órbita na qual uma estrela volta ao ponto inicial após uma única revolução. Esta órbita fechada, cujo sentido de rotação é o mesmo que o da curva 1, é chamada de órbita de anel fechado (*closed loop orbit*) e corresponde ao ponto marcado como 3. Podemos ver que quaisquer órbitas com anéis cuja largura é não nula, com a mesma energia de 1 e 3, geram as curvas que circulam em torno de 3. O mesmo é verdade para o ponto 2 que corresponde a uma curva fechada cujo senso de rotação é oposto ao de 1.

O segundo tipo de órbita fechada está associado às curvas da figura 1.10 que são simétricas em relação à origem. A curva 4, cuja forma espacial é a órbita da esquerda na figura 1.9, corresponde a uma dessas curvas. Naturalmente, todas essas curvas correspondem a órbitas de caixa e, analogamente às órbitas de anel, existe uma curva que corresponde a uma órbita de caixa fechada. Essa é a curva mais externa na figura 1.10 e corresponde a uma órbita em que $y = \dot{y} = 0$. Sua forma espacial corresponde a um movi-

mento oscilatório ao longo do eixo x e é chamada de órbita fechada de eixo longo (*closed long-axis orbit*). Qualquer curva interna, simétrica em relação à origem, corresponde a órbitas de caixa cada vez menos ecêntricas. Uma vez que órbitas de caixa não possuem um sentido de rotação definido, não existem duas curvas associadas a órbitas fechadas de eixo longo.

Nossa análise das figuras 1.9 e 1.10 indica que existe uma relação forte entre as órbitas fechadas e os grupos de órbitas abertas dos dois tipos. Dizemos que um grupo de órbitas abertas, de um dado tipo, com a mesma energia fazem parte de uma família regida pela órbita fechada característica daquele tipo com a mesma energia. Assim, órbitas de anel em rotação horária são regidas por uma órbita elíptica em rotação horária com a mesma energia (o mesmo acontece para o sentido anti-horário e sua órbita característica) e órbitas de caixa serão regidas por órbitas fechadas de eixo longo.

Uma característica importante compartilhada pelos membros de cada família de órbitas é o fato de que um membro da família que está inicialmente próxima a órbita fechada regente estará próxima a esta órbita em qualquer instante futuro. Devido a isso, dizemos que uma órbita fechada regente de uma dada família é estável e que os membros realizam oscilações estáveis em torno dela.

Esta relação forte entre as órbitas fechadas estáveis e suas respectivas famílias nos permite estudar a evolução da estrutura orbital de um potencial qualquer, devido a alterações nas energias das possíveis órbitas ou na forma do potencial, apenas pela análise da evolução das órbitas fechadas. Um exemplo disso pode ser visto ao compararmos as figuras 1.10 e 1.11.

A figura 1.11 corresponde à órbitas com a mesma energia das órbitas que geram a seção de Poincaré da figura 1.10, com um valor menor para q ($q = 0.8$). Por essa figura podemos ver que existem menos órbitas de anel para esse valor de q , uma vez que o número de curvas não simétricas em relação a origem diminui. Em contrapartida, o número de órbitas de caixa aumenta, pois a erosão das curvas correspondentes a órbitas de anel passa a gerar mais curvas correspondentes à órbitas de caixa. Isso indica que quanto mais longe da axissimetria um potencial estiver menor será o número de órbitas de anel, em comparação ao número de órbitas de caixa. Este mesmo resultado é obtido em um cenário cujo potencial é triaxial, com um perfil de densidade semelhante ao de Navarro et al. (1997)

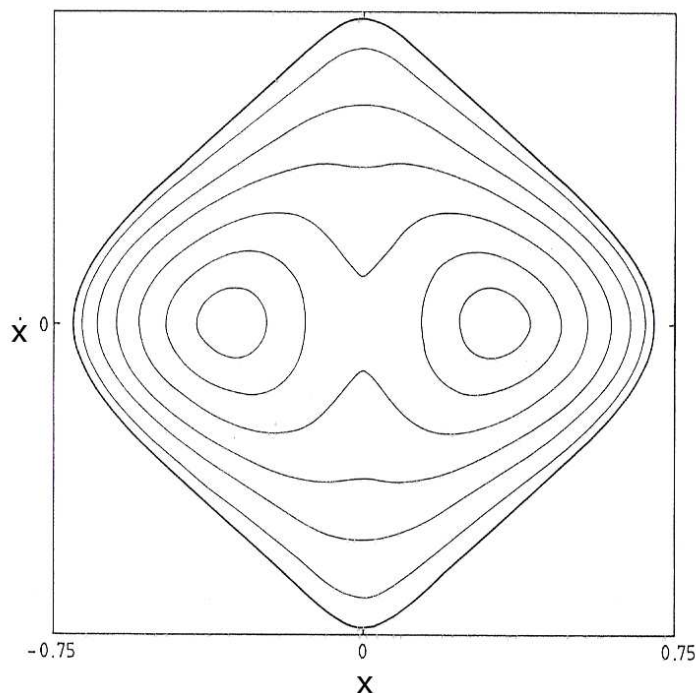


Figura 1.11: Seção de Poincaré construída para Φ_L (equação 1.27) para $q = 0.8$, com a mesma energia das órbitas apresentadas na figura 1.9. Note que existe uma erosão das órbitas de anel com a diminuição da razão axial q .

(Adams et al., 2007).

Uma análise semelhante pode ser feita sobre a variação da energia das órbitas. A figura 1.12 mostra a mesma seção de Poincaré da figura 1.10 ($q = 0.9$) com energia diferente, entretanto. Nessa figura vemos a erosão das órbitas de anel, assim como aquela verificada na figura 1.11. Essa erosão indica que para maiores energias a proporção de órbitas de anel aumenta, para um mesmo valor de q . Mais ainda, as órbitas de anel são menos ecêntricas que aquelas em energias menores. Em contra-partida, sabemos que o potencial Φ_L tem a forma de um oscilador harmônico, que não permite órbitas de anel. Assim, esperamos que exista um raio mínimo para o qual devam existir órbitas de anel. Mais ainda, se analisamos órbitas de anel de dimensões cada vez menores, a partir de $R \gg R_c$, vemos que a excentricidade dessas órbitas diminui, até o raio mínimo R_c .

Naturalmente, as órbitas de anel fechadas também seguem a mesma regra, já que são as órbitas regentes das famílias de órbitas abertas. Dessa forma, podemos inferir que, quando analisamos as possíveis órbitas em R_c , vemos que nesse raio a órbita de anel se

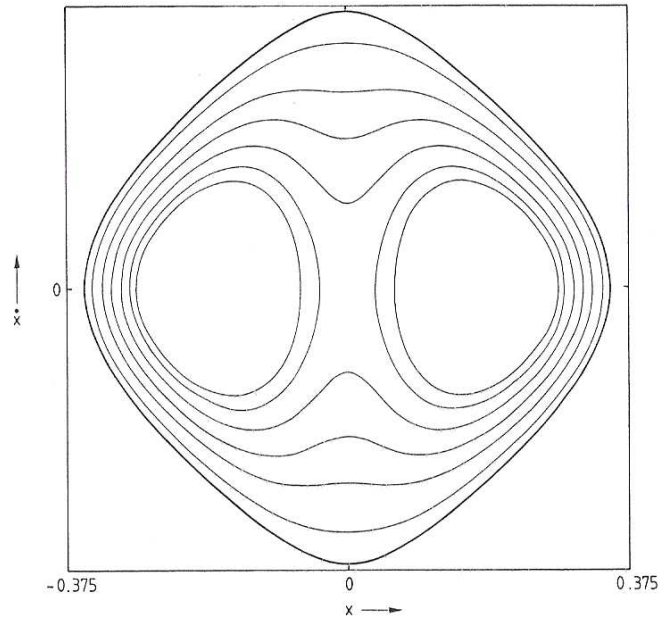


Figura 1.12: Seção de Poincaré construída para Φ_L (equação 1.27) para uma energia menor que as órbitas apresentadas na figura 1.9, com o mesmo valor de q . Um fenômeno semelhante de erosão das órbitas de anel ocorre quando as energias das órbitas diminuem. No limite em que $R = R_c$ (estamos no núcleo do potencial), não existem mais órbitas de anel, o que explica a erosão verificada aqui.

torna uma linha paralela ao semi-eixo menor do potencial. Uma órbita desse tipo é análoga a órbita fechada de eixo longo. Essa é a órbita fechada de eixo curto, que será a regente de órbitas de caixa até o raio R_c . Dizemos, assim, que a órbita fechada de eixo curto é estável apenas no interior do potencial, se tornando instável a partir de um raio correspondente a uma dada energia crítica E_c . Podemos dizer, também, que a órbita fechada de eixo curto se degenera em duas órbitas fechadas de anel a partir dessa energia: uma delas gira no sentido horário e a outra em sentido anti-horário, que são estáveis. Órbitas estáveis em geral aparecem sempre em pares como esse.

órbitas em potenciais triaxiais

Em um potencial triaxial, as órbitas fechadas não estão mais confinadas a um dado plano de simetria, uma vez que para esse tipo de potencial existem três planos de simetria. Uma estrela em movimento em qualquer um desses planos, com vetor velocidade contido

no plano, deverá manter-se no mesmo plano. Assim podemos inferir quais serão as órbitas fechadas. No regime de baixas energias, como vimos anteriormente, existem apenas órbitas de caixa, de onde se conclui que existem três possíveis órbitas fechadas, uma paralela a cada eixo do potencial. Nas regiões mais externas encontramos, além de órbitas de caixa, as órbitas de anel e, portanto, devem existir seis órbitas fechadas, as três paralelas a cada eixo e uma órbita de anel fechada em torno de cada eixo.

Sabemos quais são as possíveis órbitas fechadas nesse tipo de potencial. Agora se faz necessário determinar quais são estáveis e regem famílias de órbitas abertas. O primeiro caso de interesse é o regime de baixas energias. Nesse caso, sabemos, pela nossa análise de potenciais não axissimétricos, que somente existem órbitas de caixa nesse regime. Mais ainda, vimos também que existem duas órbitas fechadas, paralelas aos eixos de simetria do potencial. Podemos estender o mesmo raciocínio para potenciais triaxiais. Nesse caso, como existem três planos de simetria, esperamos que os eixos maior e menor de cada plano possuam uma órbita fechada paralela a eles. Assim, vemos que as três possíveis órbitas fechadas nessa região podem ser regentes da família das órbitas de caixa.

Fora da região de baixas energias, sabemos que existem órbitas de anel. Pelo nosso estudo de órbitas em potenciais não axissimétricos, sabemos que, para um dado plano de simetria, apenas a órbita fechada de eixo longo é estável, uma vez que a órbita fechada de eixo curto se torna instável e degenera em órbitas de anel fechadas no sentido horário e anti-horário. Extendendo esse raciocínio para o tipo de potencial em questão aqui, vemos que os eixos mediano e menor do potencial são instáveis, uma vez que o eixo mediano é o eixo maior no plano contendo os eixos maior e mediano e o eixo menor é o eixo menor do plano contendo os eixos maior e menor. Dessa forma, apenas o eixo maior é estável e pode reger as órbitas de caixa. Como a família de órbitas de caixa não possui um sentido de rotação definido, podemos escolher o eixo maior como regente de todas as órbitas de caixa presentes nesse potencial, mesmo na região de baixas energias.

O tipo de órbita regida pela órbita fechada de eixo longo, em um potencial triaxial, pode ser visto como uma versão tridimensional das órbitas de caixa bidimensionais. Para determiná-las usaremos uma extensão do potencial Φ_L (equação 1.27) para três dimensões

$$\Phi_L(x, y, z) = \frac{1}{2}v_0^2 \ln \left(R_c^2 + x^2 + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} \right), \quad (1.31)$$

onde a e b são as razões axiais das curvas equipotenciais em cada plano. Se determinamos um raio R_t , análogo ao R_a para o potencial não axissimétrico, e expandirmos o potencial em potências de R_t/R_c teremos

$$\Phi_L(x, y) \simeq \frac{v_0^2}{2R_c^2} R_t^2, \quad (1.32)$$

$$R_t \equiv \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{q^2} + \frac{z^2}{b^2}}.$$

Vemos que o potencial da equação 1.32 é o mesmo de um potencial de oscilador harmônico em três dimensões. Como vimos, esse tipo de potencial gera órbitas que são a superposição de movimentos oscilatórios ao longo de cada eixo. Assim, se a frequência de cada um desses movimentos não estiverem relacionadas por números inteiros, as órbitas serão semelhantes a caixas, onde a estrela passa por todos os pontos depois de um certo tempo. Essa caixa é, no entanto, tridimensional, como uma generalização daquela encontrada para um potencial não axissimétrico. A figura 1.13 mostra um exemplo de órbita desse tipo.

As órbitas de anel, como no caso do potencial não axissimétrico, têm de ser determinadas numericamente. As órbitas estáveis são aquelas cujo eixo de simetria é o eixo maior e o menor. A órbita em torno do eixo mediano não pode ser estável, uma vez que para uma estrela estar em rotação em torno desse eixo, a condição advinda da equação de Mathieu para instabilidade a perturbações perpendiculares tem de ser satisfeita (Binney, 1981). Um resultado semelhante é obtido através de simulações numéricas feitas por Heisler et al. (1982).

A órbita de anel fechada em torno do eixo maior do potencial é a regente da família de órbitas de tubo de eixo longo. Estas órbitas variam em forma de um anel elíptico contido no plano contendo os eixos mediano e menor do potencial a um tubo centrado no eixo maior do potencial. Essas órbitas circulam em torno do eixo maior enquanto realizam oscilações paralelas ao ele. Na figura 1.14 mostramos um exemplo de cada uma delas.

A família de órbitas cuja regente é a órbita fechada de anel que rotaciona em torno do eixo menor corresponde a uma órbita análoga aquela obtida para potenciais axissimétricos, com uma roseta no plano contendo o eixo maior e mediano e uma componente no plano meridional. As rosetas aqui, entretanto, são semelhantes à órbita apresentada na figura

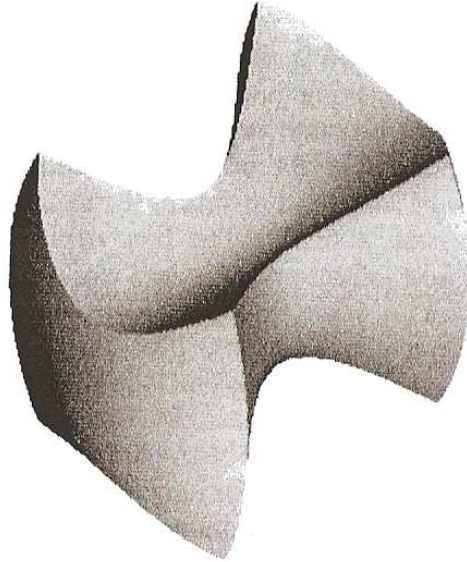


Figura 1.13: Órbita de caixa em um potencial triaxial (retirado de Statler, 1986).

1.9 da direita, uma vez que as órbitas fechadas, de anel, em potenciais triaxiais sempre serão elipses (Binney, 1978). A figura 1.15 mostra um exemplo desse tipo de órbita.

As órbitas de interesse aqui são aquelas que não levam as estrelas muito fora do plano de simetria onde estas se encontram, uma vez que o fenômeno das ondas de densidade ocorrem apenas no disco. Assim, assumimos que as órbitas que geram uma onda de densidade devem ser as órbita da esquerda da figura 1.14 e a figura 1.15.

Onda espiral em potenciais triaxiais

O princípio de uma onda de densidade em um potencial triaxial deve ser semelhante àquele desenvolvido para potenciais esféricos, uma vez que, em um dado plano, as órbitas de anel são análogas as rosetas associadas a um potencial esférico. Dessa forma, se imaginamos que uma órbita como aquela mostrada na figura 1.9 direita será, em um referencial em rotação com velocidade Ω_p , é uma curva fechada, teremos novamente uma onda de densidade. Uma onda espiral irá ocorrer se existir entre as órbitas alguma diferença entre

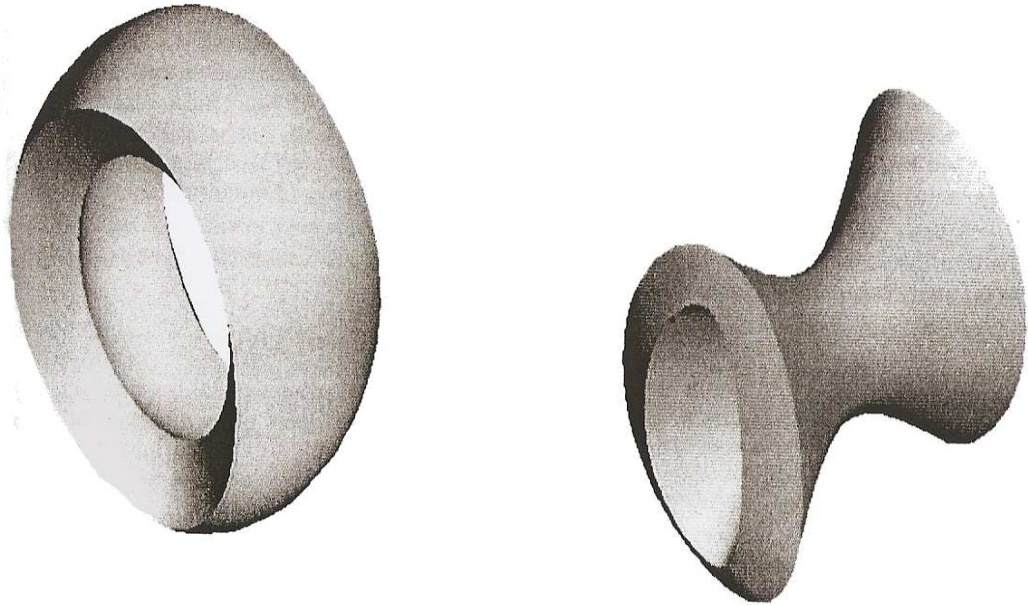


Figura 1.14: Exemplo de órbitas de tubo de eixo longo. (*esquerda*) Anel elíptico e (*direita*) Tubo centrado no eixo maior. Vemos que ambas exibem uma componente paralela ao eixo maior do potencial (retirado de Statler (1986)).

suas orientações.

Em um cenário como esse a equação 1.24 deveria ser a condição para que existam órbitas fechadas no referencial em questão. Isso, entretanto, não é necessariamente o caso. Uma roseta como a da figura 1.5 permite, quando as frequências epicíclica e azimutal, satisfazem a condição de que a equação 1.24 é constante, que as órbitas sejam fechadas. O mesmo pode ser esperado da roseta generalizada associada a potenciais triaxiais. Esta, no entanto, irá gerar órbitas fechadas, em um referencial em rotação com velocidade constante Ω_p , com razões axiais variáveis. Dessa forma, quando olhamos as órbitas desse referencial iremos ver elipses em pulsações.

Podemos pensar nas pulsações das elipses como sendo resultado de um epiciclo cujo centro guia gira em torno do centro de uma elipse e não de um círculo. Nesse caso, podemos construir figuras análogas a figura 1.9 direita, uma vez que a estrela sempre estará contida em um anel elíptico. Dessa forma, apesar das frequências radial e azimutal serem diferentes

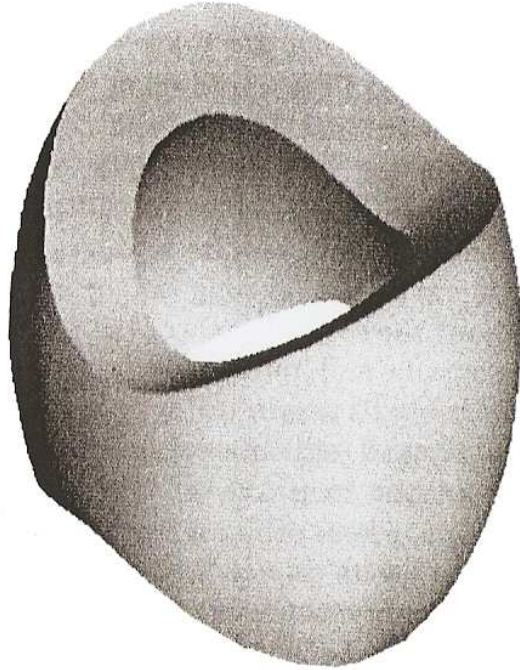


Figura 1.15: Órbitas abertas, regidas pela órbita de anel do eixo menor, em um potencial triaxial (retirado de Statler (1986)).

daquelas obtidas na aproximação clássica, sua relação ainda deve ser a mesma e, portanto, podemos fazer uso da equação 1.24 como condição para a formação de ondas de densidade.

Uma consequência dessa oscilação dos valores de razão axial das órbitas nesse referencial em rotação é a deformação do padrão espiral, mesmo quando este é visto *face-on*, já que agora as órbitas estão restritas às dimensões do anel elíptico no qual elas estão contidas. Mais ainda, se o potencial for fortemente triaxial (i.e as razões axiais das projeções da forma do potencial nos planos de simetria não satisfazem $b/a \simeq c/a \simeq 1$, onde a , b e c são os semi-eixos do potencial), essa deformação deverá ser mais acentuada, indicando que quanto maior o grau de triaxialidade do potencial mais acentuada será a deformação do padrão espiral.

A conexão entre potenciais triaxiais e o padrão espiral foi estudada por Sorensen e Matsuda (1982) que estudou a formação de estruturas espirais em discos gasosos. Ele

determina que uma distorção oval no potencial do disco é capaz de gerar uma onda de densidade em um meio dissipativo. Mais ainda, a orientação desse padrão, em suas simulações, é aproximadamente fixa, com respeito à corrotação com um ângulo de posição de 78° . Isso indica que a perturbação oval no potencial do disco gera uma onda espiral aproximadamente ortogonal a si mesma. Um resultado semelhante é obtido por Fuchs (2004) usando o modelo de *shearing sheet* (Goldreich e Lynden-Bell, 1965; Julian e Toomre, 1966) para descrever o disco galáctico. Ele conclui que se o disco está embebido em um halo não estático, este deve gerar uma onda de densidade bastante amplificada, em contraste com uma onda gerada no mesmo modelo quando o halo é estático. Halos não estáticos, ou *live haloes*, são, em geral, triaxiais como na seção 1.1.2. Assim, podemos ver que deve existir uma forte conexão entre a existência de halos triaxiais e do padrão espiral.

Essa conexão entre o halo triaxial e o padrão espiral indica que a orientação intrínseca do disco deve estar intimamente ligada ao padrão espiral, uma vez que o padrão espiral, em um potencial triaxial, possui uma direção preferencial no disco. Como Binney (1978) aponta o fato de que o disco é elíptico, devido exatamente à forma das órbitas de anel, é de se esperar que a orientação do padrão espiral seja a mesma do disco, quando este é visto *face-on*. Assim, deverá existir alguma diferença entre as orientações do disco e do padrão espiral quando olhamos a forma aparente do disco no plano do céu, uma vez que essa orientação não é relacionada à dinâmica do mesmo.

1.4 Objetivos

Nesse trabalho esperamos encontrar evidências da existência de uma diferença entre a orientação de um disco galáctico no plano do céu e de seu padrão espiral. Para tanto, utilizamos dois métodos distintos, mas correlacionados. O primeiro método consiste em ajustar uma espiral logarítmica ao padrão espiral de um conjunto de 49 objetos retirados do RSA, com medidas no 2MASS, obtendo a inclinação e ângulo de posição (*position angle* ou PA) do disco a partir desse ajuste, uma vez que esses valores seriam relacionados ao padrão espiral.

O segundo método consiste em realizar um ajuste do padrão espiral de 5 galáxias consideradas como referência, retiradas do RSA, ao padrão espiral de 133 objetos retirados do RC3 e de Fukugita et al. (2007). Esse ajuste não corresponde ao PA relativo entre as

orientações do disco e do padrão espiral, mas sim a um ângulo ϕ arbitrário. Esse ângulo deve se susceptível às deformações causadas pela variação da razão axial das órbitas estelares. Assim realizamos um ajuste fino com o intuito de verificar a existência dessas deformações.

O texto está dividido da seguinte forma. No capítulo 2 apresentamos a idéia de espiral logarítmica e descrevemos os ajustes feitos com essa espiral nos 49 objetos retirados do RSA. Em seguida, no capítulo 3, apresentamos a idéia de torção de PA e mostramos um método de medir essa torção. No capítulo 4 analisamos os resultados obtidos nos capítulos anteriores, em vista da teoria construída aqui. Finalmente, no capítulo 5 apresentamos nossas conclusões sobre as orientações dos padrões espirais e discutimos possíveis ramificações para este trabalho.

Espirais Logarítmicas

Neste capítulo descrevemos o uso de espirais logarítmicas para descrever os padrões espirais, com o intuito de verificar a presença de deformações nos braços devido a existência de uma elipticidade não nula nos discos de galáxias espirais.

O uso das espirais logarítmicas para descrever a forma dos braços não é recente. Danver (1942) estudou uma amostra de 98 galáxias espirais e determinou que o melhor ajuste à forma dos braços é o de uma espiral logarítmica. Kennicutt (1981) determina que a forma dos braços pode ser razoavelmente bem aproximada por uma forma logarítmica e utiliza esta descrição para verificar a relação entre o chamado ângulo de passo *pitch angle* e o tipo morfológico. Peng (1988) desenvolveu uma técnica para determinar a espessura de discos baseada na deprojeção de discos de galáxias espirais usando espirais logarítmicas. Esta técnica é utilizada por Ma et al. (1998) para determinar a espessura e inclinações de 71 galáxias. A mesma amostra foi mais tarde utilizada por Ma et al. (1999) onde uma relação entre o valor do ângulo de passo médio e o tipo morfológico de Hubble é encontrada.

Os trabalhos acima motivam o uso de espirais logarítmicas para descrever a forma dos braços. Nosso objetivo consiste em determinar a orientação dos braços espirais com o uso da forma logarítmica e inferir se existe algum desvio entre a orientação dos discos e de seus padrões espirais que sirvam como um indicativo de discos não circulares. Na seção 2.1 apresentamos a forma matemática usada e definimos os seus principais parâmetros. A seção 2.2 estende a discussão feita na seção 2.1 para o caso de galáxias vistas em projeção. A seção 2.3 é dedicada à descrição da metodologia utilizada e uma breve discussão sobre os resultados encontrados.

2.1 Descrição matemática das espirais Logarítmicas

Do ponto de vista matemático a forma funcional de uma espiral logarítmica pode ser representada pela expressão

$$r' = r'_0 e^{b(\psi' - \psi'_0)} \quad (2.1)$$

onde ψ' , r' representam respectivamente a coordenada angular e a coordenada radial definidas no plano do disco da galáxia e r'_0 é a posição radial correspondente à posição angular ψ'_0 . Na sua forma paramétrica a expressão dada na equação (2.1) pode ser escrita simplesmente como

$$x' = r' \cos \psi' \quad (2.2)$$

$$y' = r' \sin \psi'$$

Esta figura geométrica tem a interessante propriedade que o ângulo entre a tangente à curva e a direção radial (η) é constante. O complemento deste ângulo é o chamado ângulo de Passo (*Pitch Angle*) e seu valor é dado pela equação 2.3.

$$p = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{1}{b}\right) \quad (2.3)$$

Dessa forma, o parâmetro b controla quão fechada, ou aberta, é a espiral. Quando $b \rightarrow 0$ o ângulo de passo tende a zero e a espiral se transforma em um círculo de raio r'_0 . Por outro lado quando $b \rightarrow \infty$ a espiral tende para uma linha reta. O sinal do parâmetro b determina o sentido de orientação do padrão espiral sendo anti-horário para valores positivos e horário para valores negativos. Existem na literatura inúmeras aplicações desta figura para descrever a forma dos braços espirais das galáxias. Em particular Kennicutt (1981) mostrou que o ângulo de passo p tende a ser dependente da classe morfológica do objeto. Por exemplo nas galáxias de tipo Sc observa-se que $p \simeq 20^\circ \pm 10^\circ$. Mais recentemente, Ma et al. (1999) determinam que existe uma relação entre o ângulo de passo médio e a classe morfológica de Hubble, em concordância com Kennicutt (1981). Para eles o valor médio é $\bar{p} = 15.50^\circ \pm 0.62^\circ$ em galáxias Sc. Usando a mesma amostra, Ma (2002) obteve uma relação semelhante a de Kennicutt (1981), corroborando, novamente

seus resultados. A aparência de uma espiral logarítmica com $p = 20^\circ$ com dois braços é ilustrada na figura 2.1 no caso em que estes estão direcionados no sentido anti-horário.

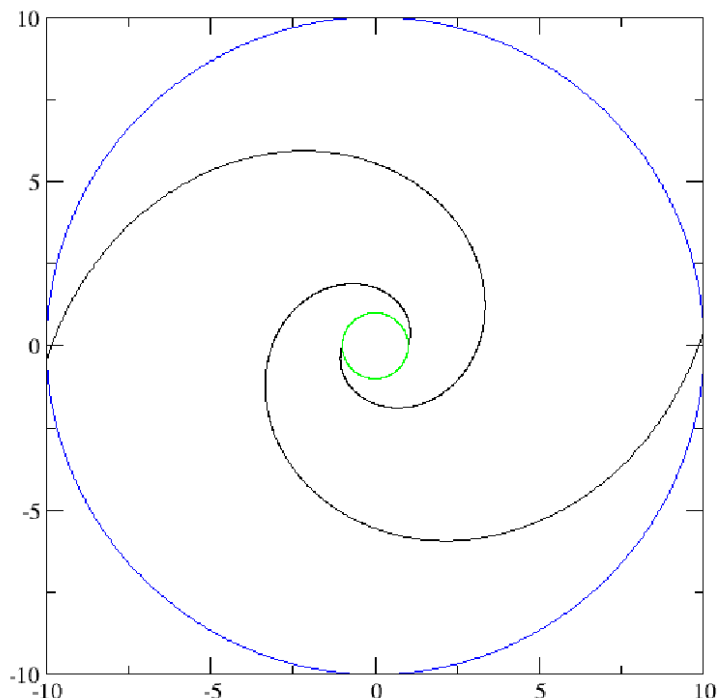


Figura 2.1: Exemplo de um sistema com dois braços espirais logarítmicos e ângulo de passo $p = 20^\circ$ visto de face.

2.2 Efeito de projeção no plano do céu

Para o observador a aparência dos braços espirais muda conforme a sua projeção em relação ao plano do céu se modifica. Este efeito é uma decorrência da rotação do sistema de coordenadas do plano do disco da galáxia (x', y', z') para o sistema do observador (x, y, z) e que é determinado pelos dois ângulos de Euler (ϕ, θ) indicados na figura 2.2.

A transformação das coordenadas entre estes dois sistemas é dada pelas equações 2.5.

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \phi + y' \sin \phi \\ y &= -x' \cos \theta \sin \phi + y' \cos \theta \cos \phi \end{aligned} \quad (2.4)$$

Podemos compreender como a forma dos braços é modificada pela projeção assumindo,

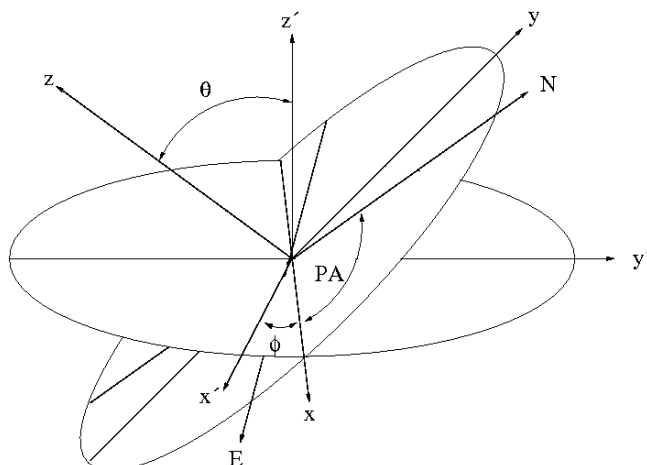


Figura 2.2: Rotação do sistema de coordenadas do plano do disco da galáxia para o sistema do observador.

em primeira aproximação, que o disco, quando visto de face (visto no sistema x', y', z') segue as equações 2.6, correspondentes a um disco circular.

$$x' = r' \cos \psi' \quad (2.5)$$

$$y' = r' \sin \psi'$$

Para ser consistente com as transformações apresentadas pelas equações 2.5 concluímos que no sistema do observador este círculo projetado deve obedecer às equações 2.7

$$x = r' \cos(\psi' - \phi) \quad (2.6)$$

$$y = r' \sin(\psi' - \phi) \cos \theta$$

e podemos constatar que o disco observado possui a forma de uma elipse de semi-eixo maior $a = r'$ orientado na direção do eixo x e semi-eixo menor $b = r' \cos \theta$ na direção do eixo y . Como foi realizada uma rotação de um ângulo ϕ no plano do disco da galáxia uma consequência desta transformação é que os eixos x, y não estarão necessariamente alinhados com as direções Norte-Sul, Leste-Oeste. Como o ponto de intersecção do círculo do disco galáctico com a direção Norte é $(x' = 0, y' = r')$ resulta que este mesmo ponto no plano do observador estará na posição $(x = r' \sin \phi, y = r' \cos \theta \cos \phi)$. O resultado é que o eixo

maior da elipse que descreve o disco terá, na convenção do RC3, um ângulo de posição no sistema do observador (PA) dado pela equação

$$\tan PA = \cos \theta / \tan \phi \quad (2.7)$$

A equação 2.7 indica que podemos usar o ângulo de posição e a razão axial para estimar o ângulo de rotação ϕ . Podemos concluir ainda que a rotação do ângulo de Euler ϕ não afeta a figura da elipse para o observador mas afeta a orientação do ângulo de posição do seu semi-eixo maior em relação à direção Norte do observador.

Identificando-se a direção do semi-eixo maior na imagem projetada no plano do observador é possível estimar o ângulo de passo através das passagens de um mesmo braço espiral em um dos lados (x_+) e na direção oposta (x_-). Por construção estas duas passagens devem estar deslocadas de um ângulo de fase $\Delta\psi' = \pi$ e através da equação da espiral logartmica (equação 2.1) concluímos que

$$b = \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{x_-}{x_+}\right) \quad (2.8)$$

que nos permite determinar qual é o ângulo de passo do braço espiral.

Por outro lado a passagem do braço espiral pelo semi-eixo menor ocorre quando $\psi' - \phi = \pi/2$ e portanto $y_+ = r' \cos \theta$. Entre a passagem pelo semi-eixo maior e o semi-eixo menor, o ângulo ψ' sofreu uma variação igual a $\pi/2$ e portanto concluímos que

$$\cos \theta = \frac{y_+}{x_-} \left(\frac{x_-}{x_+}\right)^{1/2} \quad (2.9)$$

As duas relações acima podem ser utilizadas para determinar os parâmetros que descrevem a forma, abertura e orientação dos braços espirais de uma galáxia vista em projeção. Observe que estas estimativas não dependem diretamente da orientação e ângulo de posição das regiões externas do disco galáctico. Caso se sustente a hipótese de que o disco seja circular, então deveríamos concluir que os valores deduzidos a partir do disco externo seriam coincidentes com aqueles deduzidos a partir dos braços espirais. Normalmente espera-se que seja este o caso como ilustrado na figura 2.3 onde apresentamos o ajuste dos braços espirais de NGC 628 que resultam em uma razão axial e ângulo de posição coincidentes com o RC3.

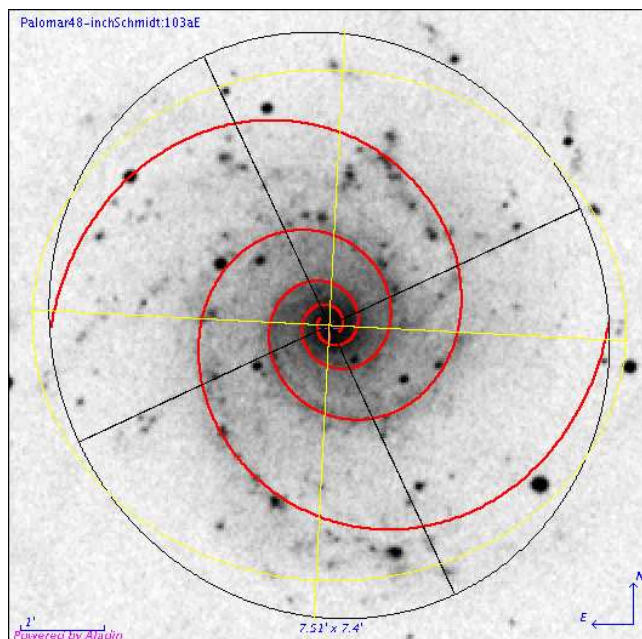


Figura 2.3: Exemplo de ajuste de braços logarítmicos na galáxia NGC 0628 utilizando os parâmetros $PA = 25^\circ$ e $q = 0.93$ e $p = -13.75^\circ$ estimados diretamente a partir dos braços espirais. Observe-se que a razão axial do disco, estimada no RC3, é $q_{RC3} = 0.90$. O círculo amarelo e seus eixos representam a orientação e razão axial do 2MASS.

Outro aspecto importante é que a projeção de uma espiral logarítmica afeta a medida do ângulo entre a tangente ao braço e a direção radial. No caso mais simples em que o objeto é visto de face este ângulo é constante e a tangente do seu valor depende do passo da espiral (equação 2.3). Mas quando a galáxia é vista em projeção este ângulo deixa de ser constante e passa a depender da orientação do semi-eixo maior, da inclinação do observador e do próprio passo da espiral. Neste caso geral podemos considerar que $\eta = B - A$ onde A é ângulo radial ($\tan A = y/x$) e B é o ângulo tangente ao braço espiral visto no plano do observador ($\tan B = \delta y / \delta x = \sin(\psi' - \phi) \cos \theta \cos(\psi' - \phi)$). Portanto concluímos que

$$\tan \eta = \frac{\cos \theta}{b - [b \sin^2(\psi' - \phi) + \sin(\psi' - \phi) \cos(\psi' - \phi)] \sin^2 \theta} \quad (2.10)$$

A equação 2.10 pode ser reescrita no sistema de coordenadas do plano do observador lembrando que

$$x = r \cos \psi \quad (2.11)$$

$$y = r \sin \psi$$

e conseqüentemente podemos concluir através da equação 2.6 que

$$\tan \psi = \tan(\psi' - \phi) \cos \theta \quad (2.12)$$

Esta relação entre os ângulos no plano do observador e no plano do disco nos permite concluir que

$$\tan \eta = \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{b \cos \theta + \sin^2 \theta \sin \psi \cos \psi} \quad (2.13)$$

mostrando como o ângulo η depende tanto do passo do braço espiral b como do ângulo de projeção θ . O mínimo do ângulo η ocorre próximo do semi-eixo maior mas não exatamente nesta posição. Na direção do semi-eixo maior ($\psi = 0, \pi$) temos que $\tan \eta = \cos \theta / b$ enquanto no semi-eixo menor ($\psi = \pi/2, 3\pi/2$) temos $\tan \eta = 1/b \cos \theta$. Estas expressões foram utilizadas para aferir a direção estimada do semi-eixo do padrão espiral nos objetos analisados.

2.3 Utilização das espirais logarítmicas para estimar a orientação dos discos de galáxias

Uma questão interessantes consiste em saber em que medida as razões axiais e ângulos de posição deduzidas a partir da forma dos braços espirais representam os valores destas mesmas propriedades nos discos das galáxias no catálogo RC3. Em principio as quantidades observadas na região do óptico deveriam seguir aproximadamente estas quantidades já que em ambos os casos amostramos basicamente a mesma região estrutural dos objetos. Eventualmente podem ocorrer desvios ou erros de medidas devido por exemplo à absorção interna dos objetos. Mas de um modo geral não se espera que ambos os métodos resultem em estimativas muito diferentes.

Contudo o mesmo não se pode dizer em relação às medidas do *Two Micron All Sky Survey* (Jarrett et al., 2003, a partir de agora 2MASS) realizadas no infravermelho próximo.

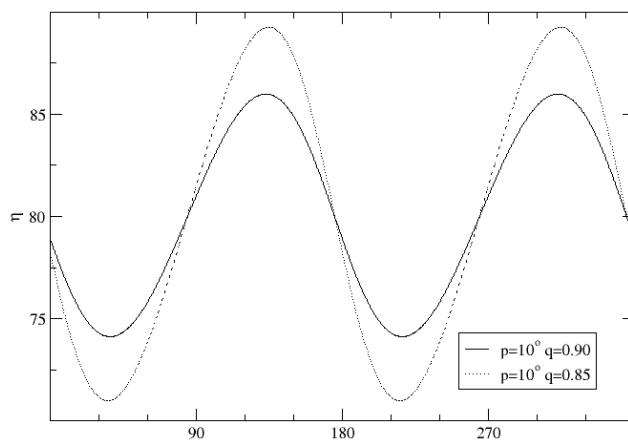


Figura 2.4: O ângulo η visto em um braço em projeção deixa de ser constante e as suas variações podem ser utilizadas para aferir a direção correta do eixo maior do padrão espiral utilizando exclusivamente a sua forma geométrica.

Apesar do diâmetro IR ser normalmente menor que o diâmetro óptico por um fator da ordem de 2, as medidas nas bandas JHK respondem muito mais diretamente à população estelar velha do disco destes objetos sendo muito pouco dependentes da absorção interestelar interna. Portanto podemos antecipar a presença de eventuais discrepâncias que nos dizem como a distribuição estelar velha se distingue da população mais jovem que marca os braços espirais das galáxias. Mais ainda, como mencionado na seção 1.3.4, esperamos discrepâncias entre as orientações do disco medida por isofotas externas e aquela medida pelo padrão espiral. Dessa forma, uma comparação entre essas medidas deve permitir traçar as distinções entre as orientações.

Esta seção é dedicada a descrição das medidas da razão axial e PA dos discos usando as espirais logarítmicas como a forma padrão dos braços. Aqui descrevemos a amostra utilizada e como foram feitas as medidas.

2.3.1 Descrição da amostra

Para testar o comportamento destes três diferentes métodos de medida da orientação e razão axial dos discos galácticos selecionamos uma amostra de objetos brilhantes com magnitude aparente $B_T \leq 12$ e que certamente têm uma classificação morfológica bastante

consistente entre os vários autores. Para evitar a influência da população estelar do bojo optamos por selecionar uma amostra de galáxias do tipo Sc. Ademais evitamos na medida do possível a inclusão de galáxias que sejam claramente barradas. A visão moderna é que as galáxias barradas tendem a apresentar uma estrutura dinâmica bastante própria o que as distingue das chamadas galáxias ordinárias. Mais ainda, a própria barra pode causar o efeito que estudamos aqui, uma vez que ela possui um potencial fortemente assimétrico. A rigor esta distinção entre barradas e ordinárias nem sempre é tão clara como se pode imaginar e por este motivo algumas galáxias fracamente barradas foram incluídas nesta amostra.

No final temos 49 objetos que foram escolhidos a partir do catálogo RSA (Sandage e Tammann, 1981, *Revised Shapley Ames*) e do catálogo RC3 (de Vaucouleurs et al., 1992, *Third Reference Catalog of Bright Galaxies*) que provavelmente representam a população de galáxias Sc's com melhor classificação morfológica existente na literatura. Os objetos estão listados na tabela 2.1 incluída abaixo. Na primeira coluna indicamos a identificação NGC do objeto, na segunda coluna a sua classificação morfológica obtida na base NED (*Nasa Extragalactic Database*) e na terceira coluna a magnitude aparente B_T . Em seguida temos as colunas 4,5 e 6 resumindo o diâmetro óptico, a razão axial e o ângulo de posição do disco óptico dos objetos escolhidos, respectivamente. As colunas 7, 8 e 9 resumem a dimensão do disco obtida no 2MASS e também a razão axial e o ângulo de posição. As colunas 10, 11 e 12 contém a razão axial, PA e o ângulo de passo medidos a partir dos braços espirais destes objetos. Por fim, a coluna 13 corresponde ao índice de qualidade dos ajustes feitos com a forma logarítmica (ver seção 2.3.2)

Tabela 2.1 - Propriedades dos objetos presentes em nossa amostra. Na tabela também estão dispostos os valores de PA e razão axial deduzidos a partir do padrão espiral.

Objeto	Tipo	B_T	Óptico			2MASS			Espiral			Índice de qualidade
			d	b/a	PA	rext	b/a	PA	b/a	PA	p	
			'	'	o	'	o	o	o	o	o	
NGC0578	SAB(rs)c	11.4	4.9	0.63	110.0	3.1	0.71	98.0	0.48	110.0	17.1	Q2
NGC0628	S(A)c	9.9	10.5	0.90	25.0	4.6	0.86	87.0	0.79	25.0	-15.0	Q3
NGC0864	SAB(rs)c	11.4	4.7	0.75	20.0	2.1	0.94	47.0	0.88	15.0	21.0	Q1
NGC0908	SA(s)c	10.8	6.0	0.43	75.0	3.6	0.55	87.0	0.62	75.0	16.2	Q2
NGC2715	SAB(rs)c	11.8	4.9	0.35	22.0	2.8	0.55	12.0	0.39	18.0	-20.8	Q2

Continua na próxima página. . .

Tabela 2.1 - Continuação

Objeto	Tipo	B_T	Óptico			2MASS			Espiral			Índice de qualidade
			d	b/a	PA	rext	b/a	PA	b/a	PA	p	
			'		o	'		o		o	o	
NGC2997	SA(s)c	10.1	8.9	0.76	110.0	5.6	0.80	123.0	0.84	106.0	-12.4	Q2
NGC3198	SB(rs)c	10.9	8.5	0.39	35.0	4.0	0.35	40.0	0.32	35.0	16.6	Q2
NGC3596	SAB(rs)c	12.0	4.0	0.95	123.0	1.7	0.66	65.0	0.99	62.0	14.2	Q1
NGC3631	SA(s)c	11.0	5.0	0.96	118.0	3.2	0.96	27.0	0.96	95.0	-18.3	Q3
NGC4321	SAB(s)bc	10.0	7.4	0.85	30.0	5.4	0.78	18.0	0.78	100.0	12.7	Q1
NGC5364	SA(rs)bc		6.8	0.65	30.0	3.2	0.57	47.0	0.63	35.0	-10.1	Q1
NGC1187	SB(r)c		5.5	0.75	130.0	2.6	0.55	128.0	0.58	130.0	-11.9	Q3
NGC0685	SB(rs)d	11.5	3.7	0.89	50.0	2.1	0.44	55.0	0.76	120.0	16.1	Q3
NGC1058	SA(rs)c	11.8	3.0	0.93	12.0	0.9	0.90	95.0	0.80	80.0	8.0	Q3
NGC5584	SAB(rs)cd		3.4	0.72	140.0	1.2	0.60	30.0	0.59	140.0	18.8	Q3
NGC4653	SAB(rs)cd	12.7	3.1	0.87	30.0	1.2	0.80	10.0	0.69	20.0	-12.0	Q1
PGC35538	SAB(rs)cd	13.0	1.9	0.93	10.0	1.0	0.74	120.0	0.90	110.0	14.5	Q2
PGC54976	SAB(s)c	13.8	1.8	0.96	155.0	0.3	0.96	160.0	0.83	155.0	18.6	Q3
NGC1084	SA(s)c	11.3	3.2	0.56	35.0	2.0	0.62	40.0	0.47	35.0	10.5	Q2
NGC4041	SA(rs)bc	11.9	2.7	0.93	56.0	1.2	0.82	70.0	0.81	56.0	-13.3	Q1
PGC35105	SA(rs)c	13.8	2.1	0.83	62.0	0.7	0.70	20.0	0.79	160.0	-14.4	Q2
NGC5300	SAB(r)c		3.1	0.66	150.0	1.0	0.76	150.0	0.80	170.0	-17.6	Q3
NGC2776	SAB(rs)c	12.1	3.0	0.89	111.0	1.2	0.82	130.0	0.90	150.0	18.9	Q2
NGC2532	SAB(rs)c	13.0	2.2	0.83	10.0	1.0	0.68	135.0	0.88	10.0	13.9	Q2
NGC3893	SAB(rs)c	11.2	4.5	0.62	165.0	1.8	0.74	175.0	0.93	165.0	15.8	Q2
NGC3423	SA(s)cd	11.6	3.8	0.85	10.0	2.3	0.82	80.0	0.92	0.0	-22.0	Q3
NGC4152	SAB(rs)c	12.7	2.2	0.78	115.0	0.7	0.68	155.0	0.96	125.0	23.7	Q2
NGC2942	SA(s)c	13.2	2.2	0.79	165.0	0.7	0.76	85.0	0.86	165.0	-22.4	Q2
NGC3949	SA(s)bc	11.5	2.9	0.58	120.0	1.3	0.62	125.0	0.70	100.0	-24.8	Q3
NGC4246	SA(s)c	13.4	2.4	0.54	83.0	1.2	0.88	90.0	0.61	83.0	17.7	Q1
NGC1042	SAB(rs)cd	11.5	4.7	0.77	12.0	1.7	0.80	145.0	0.74	102.0	13.7	Q2
NGC1566	SAB(rs)cd	10.3	8.3	0.80	60.0	3.7	0.95	170.0	0.84	165.0	-13.8	Q2
NGC2280	SA(s)cd	10.9	6.3	0.49	163.0	2.3	0.41	156.0	0.41	152.0	13.5	Q1
NGC3184	SAB(rs)cd	10.4	7.4	0.93	10.0	4.6	0.85	117.0	0.70	30.0	-22.7	Q1
NGC3511	SAB(s)c	11.5	5.8	0.34	76.0	3.8	0.32	83.0	0.29	76.0	26.5	Q1
NGC3726	SAB(r)c	10.9	6.2	0.69	10.0	3.7	0.61	25.0	0.52	7.0	7.2	Q2
NGC3810	SA(rs)c	11.4	1.7	0.88	15.0	1.8	0.68	35.0	0.78	15.0	12.8	Q2
NGC4254	SA(s)c	10.4	5.4	0.87	10.0	3.4	0.95	23.0	0.91	16.0	-11.9	Q3
NGC4535	SAB(s)c	10.6	7.1	0.70	0.0	3.4	0.50	27.0	1.00	30.0	12.2	Q1
NGC4536	SAB(rs)bc	11.2	7.6	0.42	130.0	3.4	0.52	95.0	0.39	120.0	-41.1	Q2
NGC4651	SA(rs)c	11.4	4.0	0.65	11.0	1.6	0.66	80.0	0.44	72.0	21.9	Q2
NGC5033	SA(s)c	10.8	10.7	0.47	11.0	4.6	0.45	175.0	0.42	0.0	15.6	Q3
NGC5236	SAB(s)c	8.2	12.9	0.89	8.0	8.5	0.77	45.0	0.68	45.0	-20.8	Q3
NGC5247	SA(s)bc	10.5	5.6	0.88	60.0	3.2	0.72	47.0	0.99	80.0	-23.9	Q1
NGC5427	SA(s)c	11.9	2.8	0.86	12.0	1.8	0.86	177.0	0.98	25.0	-16.3	Q2
NGC5669	SAB(rs)cd	12.0	4.0	0.70	50.0	0.9	0.38	60.0	0.52	50.0	-22.2	Q1

Continua na próxima página...

Tabela 2.1 - Continuação

Objeto	Tipo	B_T	Óptico			2MASS			Espiral			Índice de qualidade
			d	b/a	PA	rext	b/a	PA	b/a	PA	p	
NGC6215	SA(s)c	12.0	2.1	0.86	78.0	1.8	0.66	55.0	0.97	66.0	-28.8	Q2
NGC7412	SAB(s)c	11.9	3.9	0.74	65.0	1.9	0.66	45.0	0.73	40.0	22.5	Q2
NGC7640	SB(s)c	11.9	10.5	0.19	167.0	3.2	0.34	162.0	0.15	167.0	-8.0	Q2

Nos painéis das figuras 2.9 e 2.10, mostramos alguns exemplos de galáxias desta amostra incluindo à sua imagem óptica, o ajuste dos braços espirais e a elipse que representa a orientação das medidas do 2MASS. As imagens ópticas foram baixadas a partir da base de dados NED e SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*). Para os objetos retirados do NED demos prioridade, preferencialmente, para as imagens obtidas pelos telescópios Las Campanas (LCO) e Mount Wilson (MTW). Estas foram exatamente as placas usadas para catalogar os objetos do RSA e apresentam uma ótima qualidade de imagem muito apropriada para a classificação morfológica. A partir destas imagens é possível rastrear toda a estrutura espiral dos objetos que necessitamos para ajustar os braços espirais. No caso do SDSS, as imagens foram escolhidas sempre no filtro R, que é menos afetado por absorção, além de permitir uma maior resolução da distribuição de poeira, considerada um bom traçador dos braços espirais. A escolha do filtro R, apesar de próximo do infravermelho, para o ajuste com as espirais é válido, uma vez que esse filtro ainda se encontra mais próximo da faixa do visível.

2.3.2 Metodologia

Estamos interessados em verificar as diferenças entre as orientações do disco óptico e aquela determinada pelo ajuste de espirais logarítmicas ao padrão espiral dos objetos de nossa amostra. Com esse intuito, um algoritmo foi construído para determinar os braços espirais e o PA e razão axial dos objetos escolhidos. Nesta seção descrevemos o procedimento para obtenção da orientação do padrão espiral.

Determinação do sistema Norte-Sul, Leste-Oeste

As imagens dos objetos selecionados são as mais detalhadas visualmente, uma vez que isso permite uma maior resolução de seus padrões espirais. No entanto, a utilização dessas imagens deve ser feita com cuidado, já que os eixos x, y da imagem não estão automaticamente alinhados aos eixos de ascensão reta (RA, direção Leste-Oeste) e declinação (DEC, direção Norte-Sul). Assim, é necessário determinar as direções corretas nessas imagens para que as equações apresentadas na seção 2.2 sejam válidas.

Uma forma simples de obter a direção Norte-Sul consiste em comparar as imagens dos objetos de nossa amostra com imagens do mesmo objeto que estejam com os eixos já alinhados. Imagens deste tipo podem ser encontradas no DSS (*Digitized Sky Survey*) e podem ser acessadas através do NED. No entanto, para as imagens retiradas do SDSS, escolhemos um método mais preciso.

O procedimento consiste em encontrar a orientação do eixo DEC relativa ao eixo y , encontrando o ângulo $\beta = 90^\circ - \alpha$ (α corresponde ao ângulo entre o eixo x e o eixo DEC). Para fazê-lo, usamos dois parâmetros presentes no cabeçalho que correspondem as razões DEC/pix(x) e DEC/pix(y), onde pix(x) corresponde à quantidade de píxeis no eixo horizontal da imagem e pix(y) à mesma grandeza no eixo vertical. Analisando a figura 2.5 vemos que as razões DEC/pix(x) e DEC/pix(y) correspondem à $\cos^{-1} \alpha$ e $\sin^{-1} \alpha$, respectivamente. Assim, determinamos β através da cotangente de α .

A orientação da direção Leste-Oeste é determinada automaticamente, uma vez que essa corresponde a uma simples rotação dos sistemas de coordenadas. Com a orientação do sistema DEC,RA determinado na imagem de cada objeto rotacionamos as imagens de forma a orientar esse sistema com a direção Norte-Sul orientada na direção vertical com o Norte no sentido de y positivo e a direção Leste-Oeste na direção horizontal com o Leste no sentido de x negativo. Posteriormente comparamos então a direção dos braços espirais observados com aquela calculada utilizando-se as expressões desenvolvidas anteriormente.

Determinação das orientações dos discos

O método de medida consiste em determinar a orientação de uma espiral logarítmica construindo-se uma imagem sintética na mesma escala da imagem observada e que posteriormente é comparada visualmente com a imagem do objeto. Para determinar a melhor

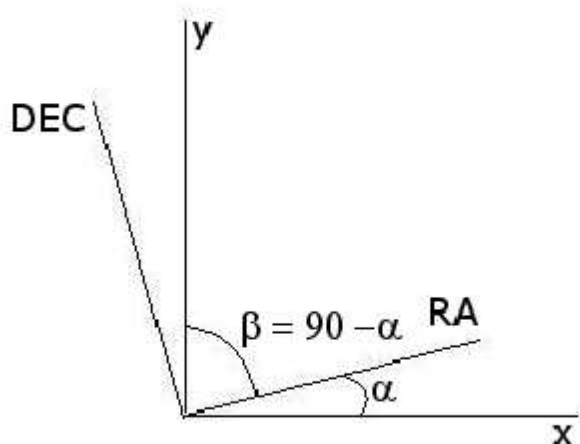


Figura 2.5: Esquema da rotação feita para a determinação da orientação das direções Norte-Sul nas imagens do SDSS.

espiral que ajusta um dado objeto usamos as equações 2.8 e 2.9 que nos permitem determinar tanto a inclinação da galáxia com relação ao plano do céu como também o ângulo de passo que melhor ajustam a forma dos braços dos objetos da amostra. Este é um método iterativo no qual utilizamos o PA do disco óptico como um parâmetro de entrada do programa que gera as imagens sintéticas.

As equações 2.8 e 2.9 necessitam dos valores das passagens dos braços pelos eixos da elipse que corresponde ao disco projetado, ilustradas na figura 2.6. As coordenadas destas passagens foram determinadas nas coordenadas diretamente a partir da imagem medida tornando necessário determinar também as coordenadas do centro da imagem. Tipicamente para amostrarmos o objeto obtivemos, a partir da imagem original, uma imagem contendo os pixels presentes dentro de uma caixa de 512x512 pixels com o centro correspondendo ao centro do objeto, determinado visualmente. Dessa forma garantimos que o centro do objeto na nova imagem corresponde sempre a $x = 256$ e $y = 256$. A amostragem das imagens também garante que visualizemos os braços com maiores detalhes, uma vez que as imagens de tamanho menor correspondem a um zoom sobre as imagens originais.

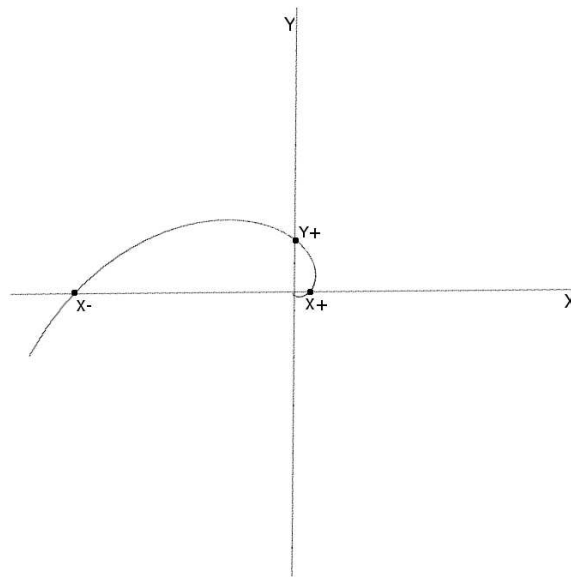


Figura 2.6: Esquema usado para a determinação de x_+ , x_- e y_+ . Note que as passagens x_- e y_+ possuem uma diferença de fase $\delta\psi = \pi$ e $\delta\psi = \pi/2$ com relação a x_+ , respectivamente.

A figura 2.7 mostra um exemplo desse procedimento para o objeto NGC 4535.

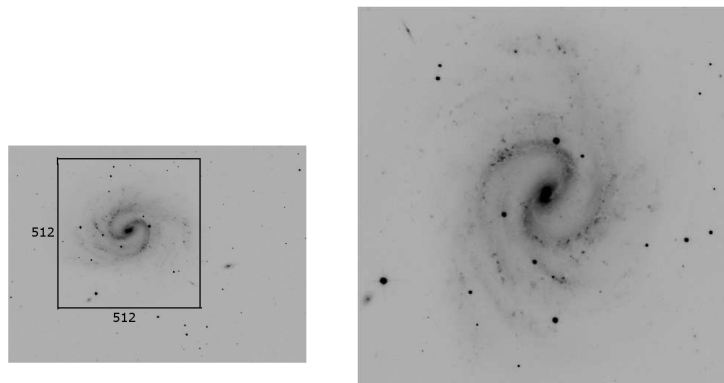


Figura 2.7: Exemplo de imagem amostrada novamente. A imagem original (esquerda) do objeto é amostrada novamente dentro de uma caixa de 512x512 (direita). A caixa desenhada (imagem da esquerda) ilustra a caixa selecionada, indicando qual parte foi amostrada novamente.

Usamos a imagem da direita presente na figura 2.7 para determinar quais são as passagens do braço espiral.

O uso das equações 2.8 e 2.9 são independentes da escolha de um braço, uma vez que os braços espirais são simétricos. Esta é uma suposição básica que fazemos para realizar o

ajuste das espirais. Dessa forma, temos liberdade para escolher um dado braço conveniente para a determinação das passagens. Escolhemos sempre o braço mais visível ou resolvido, pois assim garantimos uma determinação mais precisa das posições de passagem dos braços e, portanto, dos parâmetros de orientação do disco.

O PA inicial utilizado aqui é o PA óptico retirado do RC3. Esta escolha permite que examinemos mais diretamente o quanto nossas medidas de PA se distanciam do PA das isofótas mais externas. O valor inicial do PA é utilizado para construir o sistema de coordenadas x,y , com o eixo x formando um ângulo igual a esse PA inicial com o eixo Norte do sistema Norte-Leste. Como essas retas passam pelo centro do objeto, podemos considerar as passagens x_+ , x_- e y_+ do braço mais resolvido pelos eixos x e y como candidatos aos valores das passagens do mesmo braço pelos eixos principais do disco da galáxia a ser medida.

Com os valores acima determinados, obtemos os braços espirais (com a equação 2.1 e as equações paramétricas 2.12) e verificamos se o ajuste visual dos braços logarítmicos aos braços reais é razoável. Sendo o ajuste razoável, como para os objetos NGC 0864, mostrado na figura 2.9, e NGC 3198, mostrado na figura 2.10, podemos afirmar que as retas ortogonais componentes do sistema x,y usado são paralelas aos eixos principais do objeto medido. Nesse caso, escolhemos o valor de PA utilizado e razão axial obtida a partir da equação 2.9 como os parâmetros de orientação de nossa galáxia no céu. Caso contrário, repetimos o procedimento com um novo valor de PA até que o ajuste seja adequado. Os resultados obtidos através desse método estão contidos na tabela 2.1.

Em geral podemos observar que o ajuste dos braços logarítmicos quase sempre não consegue representar toda a forma observada nos objetos reais. Normalmente um dos braços é mais facilmente ajustado do que o outro e não é incomum observar-se a presença de subdivisões e interrupções na estrutura espiral. Alguns objetos apresentam ainda estruturas que parecem requerer um número maior de braços. Para quantificar esta dificuldade desenvolvemos um índice de qualidade, com o intuito de determinar o quão preciso é o uso das espirais logarítmicas. Dividimos os objetos em 3 grupos distintos: Q1, correspondente a um ajuste de boa qualidade de ambos os braços espirais da galáxia; Q2, que engloba galáxias cujo ajuste dos braços é razoável, mas apresenta desvios da forma logarítmica ao longo de sua extensão ou objetos cujos braços não são igualmente bem ajustados; Q3

que corresponde a casos em que a galáxia exige uma estrutura com um número maior de braços ou apresenta estruturas complexas que impedem a identificação clara dos braços. Os índices de cada galáxia estão dispostos na tabela 2.1.

Uma inspeção rápida dos índices indica que as espirais logarítmicas são aproximações razoáveis aos braços espirais, mas não conseguem reproduzir com grande precisão a forma dos braços. A figura 2.8 ilustra bem esse fato. Nesta figura vemos um histograma construído utilizando os índices de qualidade Q1, Q2 e Q3. Vemos que quase metade de nossa amostra é composta de objetos com índice de qualidade Q2, indicando claramente que apesar de ser útil, a forma logarítmica deve ser utilizada com cautela.

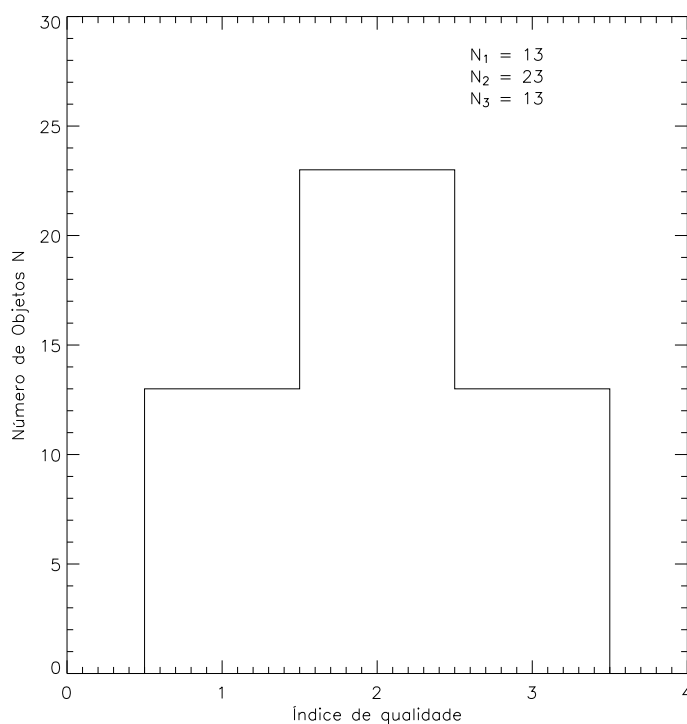


Figura 2.8: Histograma do índice de qualidade dos ajustes feitos, aos braços espirais, com espirais logarítmicas.

Esse resultado não é inteiramente inesperado. Kennicutt (1981) menciona em seu trabalho que as curvas logarítmicas conseguem aproximar os braços mas não os representa inteiramente. Ele argumenta, entretanto, que, devido ao ajuste razoável proveniente do uso das espirais logarítmicas, o ângulo de passo médio deve ser um parâmetro importante em estudos comparativos de galáxias.

Podemos ver, pela tabela 2.1, que diferenças entre as orientações do disco visto no infravermelho e do disco visto no óptico aparentam ser bastante diferentes. Mais ainda, podemos ver por essa tabela, que os valores medidos de PA usando as espirais logarítmicas se ajustam bem àqueles retirados do RC3. No entanto, ainda podemos ver a existência de alguns objetos cujo ajuste é discrepante. No capítulo 4 analisaremos com maiores detalhes os resultados obtidos a partir desta tabela.

Nas figuras 2.9 e 2.10 apresentamos alguns exemplos das galáxias analisadas nesta amostra. Podemos ver nessas figuras os exemplos de galáxias representativas da classificação em índice de qualidade do ajuste. Para Q1 temos NGC 3511 que, apesar de bastante inclinada, possui braços que seguem bem suas contra-partidas logarítmicas azul e vermelha. Outro exemplo seria NGC 3596. Esta sendo menos inclinada ($b/a = 0.95$ no RC3) mostra braços bastante consistentes com os braços logarítmicos azul e vermelho, mesmo com braços espessos. NGC 0864 também apresenta um índice de qualidade Q1, mesmo com a estrutura difusa, semelhante à NGC 3596.

Os objetos que apresentam índice Q2 nessas figuras são a maioria, representando bem a amostragem indicada na figura 2.8. Todos os objetos cujo ajuste tem esse índice de qualidade são objetos que apresentam algum defeito em um dos braços. O objeto NGC 0578, por exemplo, apresenta o braço vermelho se ramificando nas regiões mais externas, assim como NGC 0908, que apresenta ambos os braços ramificados, tendo, entretanto, o braço vermelho ajustando bem, por uma longa extensão, o braço espiral. Outro objeto que apresenta defeitos em um dos braços é NGC 3198, no qual o braço vermelho ajusta bem um dos braços e o outro se ramifica em regiões intermediárias. O mesmo pode ser dito de NGC 3726 e NGC 3810 que apresentam seus braços vermelhos muito difusos enquanto seus braços azuis são bastante bem ajustados. O caso de NGC 1042 é um pouco diferente, no qual ambos os braços são levemente difusos. No entanto, o braço azul ainda ajusta melhor um braço do que o vermelho.

Por fim, os objetos representativos de galáxias cujo índice de qualidade é Q3 são representados nas figuras 2.9 e 2.10 pelos objetos NGC 0628, NGC 0685 e NGC 3631. Podemos notar que tanto NGC 0628 e NGC 0685 possuem um braço definido e outro bastante difuso. Apesar disso, podemos ver que a estrutura inteira é complexa, podendo apresentar mais de 2 braços ou um dos braços não é discernível. O caso de NGC 3631 é mais clara a

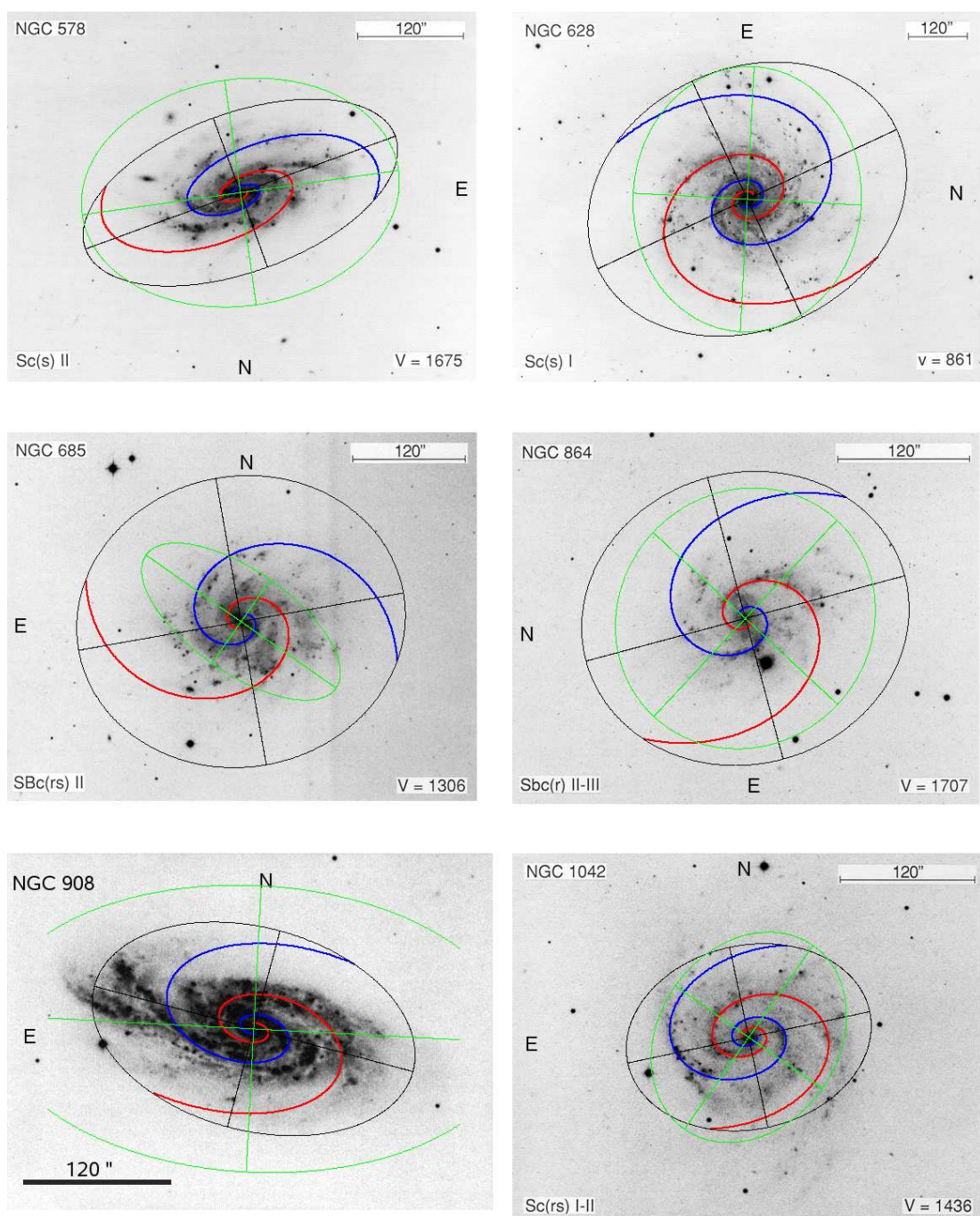


Figura 2.9: Exemplos de ajustes dos braços espirais logarítmicos. A elipse de cor preta corresponde ao disco óptico, cuja orientação é medida pelo padrão espiral. A elipse de cor verde corresponde à orientação do disco do 2MASS. Os braços são representados pelas espirais de cor azul e vermelha.

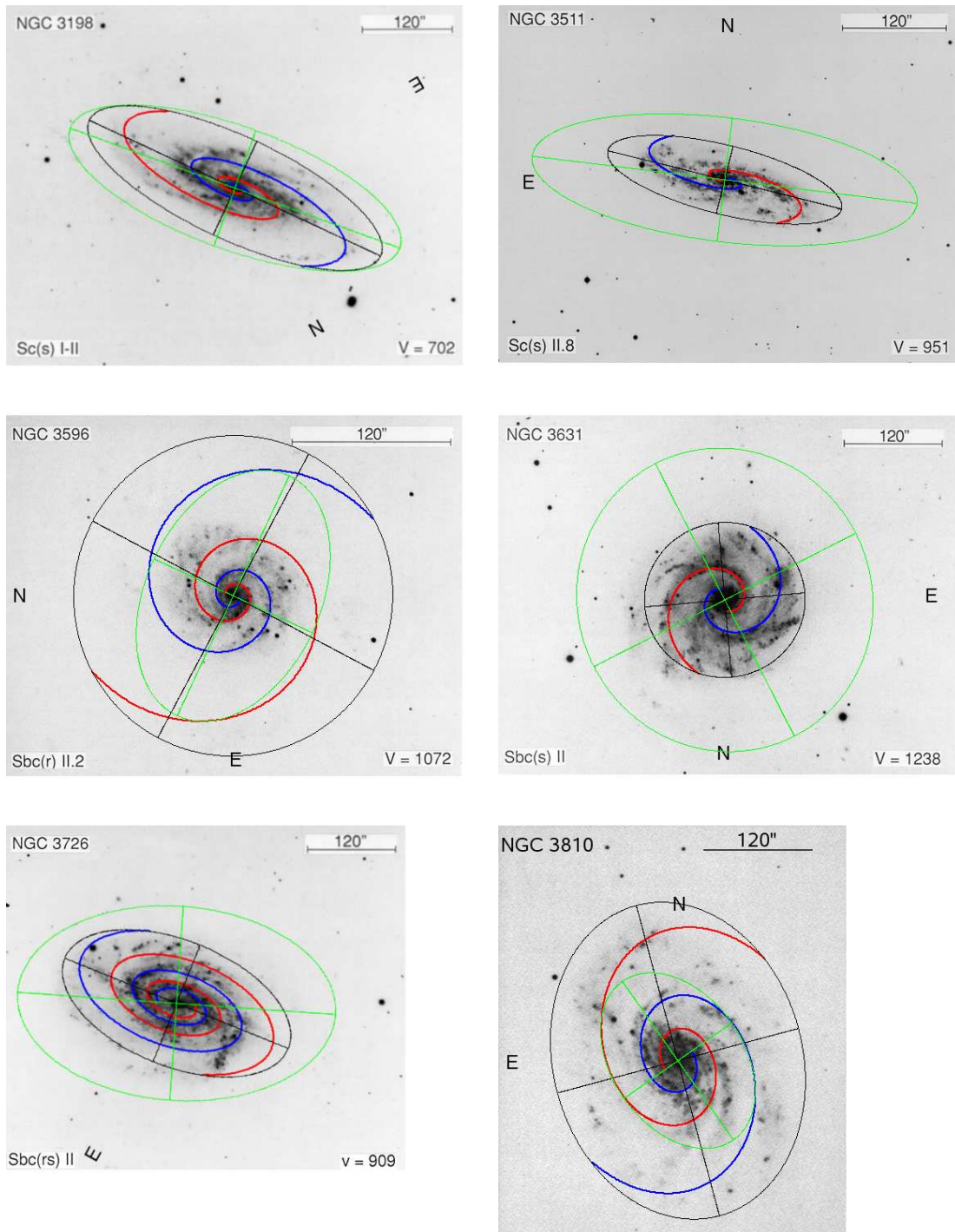


Figura 2.10: Exemplos de ajustes dos braços espirais logarítmicos, semelhante à figura 2.9. As cores correspondem às mesmas estruturas apresentadas na figura 2.9.

classificação. Podemos ver que esta apresenta muitos braços espúrios que podem introduzir erros no ajuste. Essas figuras podem ser consideradas como templates para a escolha de um índice de qualidade para cada objeto de nossa amostra.

Distorção dos Braços Espirais

Existem dois efeitos importantes referentes à existência de uma elipticidade não nula no disco. No capítulo anterior, examinamos o efeito da não circularidade sobre as estimativas dos parâmetros de orientação de um disco, utilizando as espirais logarítmicas como descrição do padrão espiral. Como vimos no capítulo 1, esse efeito está relacionado com o fato das órbitas estelares estarem, agora, associadas a órbitas fechadas elípticas, o que introduz uma orientação preferencial para o padrão espiral. Essa orientação seria acoplada à orientação intrínseca do disco e, portanto, deveria causar diferenças entre as orientações do disco, no plano do céu, medidas usando as isofótas mais externas e usando o padrão espiral.

Um segundo efeito da não circularidade dos discos galácticos refere-se a uma possível distorção da onda espiral ao se propagar em um disco elíptico. Como vimos no capítulo 1, seção 1.3.4, as órbitas fechadas estáveis em potenciais planares não axissimétricos não são circulares. Mais ainda, Binney (1978) mostrou que em primeira aproximação estas órbitas devem ser elípticas. Assim, as órbitas abertas devem estar confinadas no interior de anéis elípticos. O padrão espiral, no cenário de onda de densidade (Lin e Shu, 1964), é formado por um arranjo em rotação dessas rosetas em torno do centro galáctico. O padrão se propaga com uma velocidade angular constante (Ω_p) e as órbitas em rotação devem possuir um leve desvio angular entre elas para que a forma do padrão espiral seja permanente. Sabendo que essas órbitas estão confinadas à anéis elípticos, podemos suspeitar sobre a possível existência de uma variação progressiva na razão axial das elipses que compõem o padrão espiral. Essa variação progressiva na forma das rosetas pode causar uma redução na dimensão do padrão espiral próximo ao semi-eixo menor intrínseco do disco e um aumento

nas direções próximas ao semi-eixo maior, o que caracteriza a distorção de sua forma durante sua propagação no disco elíptico.

Portanto mesmo que pudéssemos mostrar que as ondas espirais em discos circulares fossem descritas por espirais logarítmicas, o que não é evidente, é concebível que este padrão seja distorcido em galáxias com discos elípticos. Neste capítulo, nos dedicamos a verificar se este efeito poderia ser medido a partir da forma empírica do padrão espiral observado em algumas galáxias.

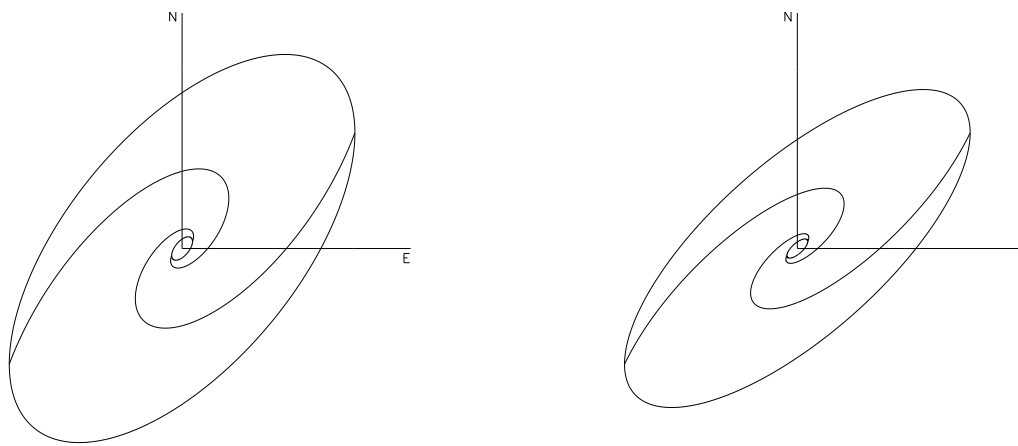


Figura 3.1: Diagrama representativo de uma galáxia projetada no plano do céu para um disco circular (**esquerda**) e para um disco elíptico, com razão axial intrínseca $b/a = 0.7$ (**direita**). Nas figuras o $PA_1 = 40.9^\circ$ e $\theta_1 = 60.0^\circ$. A espiral da figura esquerda foi construída usando a equação 2.1 do capítulo 2, sendo, portanto, uma espiral logarítmica. Já a espiral da figura da direita foi construída usando a mesma equação, com a introdução posterior de um achatamento, cujo valor é 0.7, na direção vertical, antes de sua projeção no plano do céu.

3.1 Considerações iniciais

Em princípio a orientação do padrão espiral de uma galáxia pode ser especificada se soubermos os valores dos dois ângulos de Euler θ e ϕ que determinam a projeção do disco deste objeto no espaço. Para uma determinada galáxia estes dois ângulos de Euler determinam os valores das quantidades observáveis referentes ao ângulo de posição (PA) e a razão axial (b/a). Como exemplo podemos considerar a galáxia esquematizada no

painel esquerdo da figura 3.1 que corresponde a um disco circular cujos ângulos de Euler foram especificados arbitrariamente. Supondo que os braços sejam descritos pelas espirais logarítmicas, para o observador este objeto teria a forma de uma elipse, cuja orientação e forma seria dada pelo ângulo e pela sua razão axial conforme ilustrado.

Para simular o efeito de um disco elíptico adotamos a mesma descrição adotada no disco circular correspondente mas adicionamos ao objeto visto de face uma distorção correspondente à razão axial intrínseca do mesmo. Posteriormente este disco foi projetado no espaço usando os mesmos ângulos de Euler adotado no objeto com disco circular. Evidentemente a adoção deste processo é arbitrária e serve unicamente como uma ilustração do que poderia ocorrer na realidade. O resultado final está ilustrado no painel direito desta mesma figura. Podemos observar que esta segunda imagem tem uma forma dos braços espirais ligeiramente distinta daquela que seria observada em uma galáxia com o disco circular.

Vamos agora imaginar uma simulação do resultado esperado se utilizarmos os braços espirais de uma determinada galáxia como padrão de referência para estimar a orientação dos braços espirais de uma outra galáxia. Este processo envolve 3 fases: (A) desprojeção da galáxia padrão de acordo com a estimativa dos seus ângulos de orientação de Euler; (B) construção da imagem projetada segundo a orientação da segunda galáxia; (C) comparação entre a imagem observada e a imagem simulada da galáxia padrão.

Na figura 3.2 ilustramos os dois primeiros passos deste processo utilizando novamente as espirais logarítmicas como descrição arbitrária da forma dos braços espirais reais. No painel superior esquerdo temos a galáxia original vista de face. Evidentemente que em uma observação real não teríamos de fato acesso a esta imagem. No painel superior direito vemos esta mesma imagem conforme seria vista pelo observador. No painel inferior esquerdo ilustramos o efeito da desprojeção da galáxia padrão para obter a imagem desta galáxia vista de face. Como estamos adotando uma forma conhecida a priori para os braços espirais obtemos como resultado a mesma representação da imagem original que está no painel superior esquerdo. Contudo é importante salientar que em uma observação real nós temos de fato acesso apenas à construção desta segunda imagem. Portanto esta seria uma visão simulada da fase A do processo. Finalmente no painel inferior direito apresentamos uma simulação de uma segunda galáxia cuja razão axial seria distinta daquela observada

na galáxia padrão.

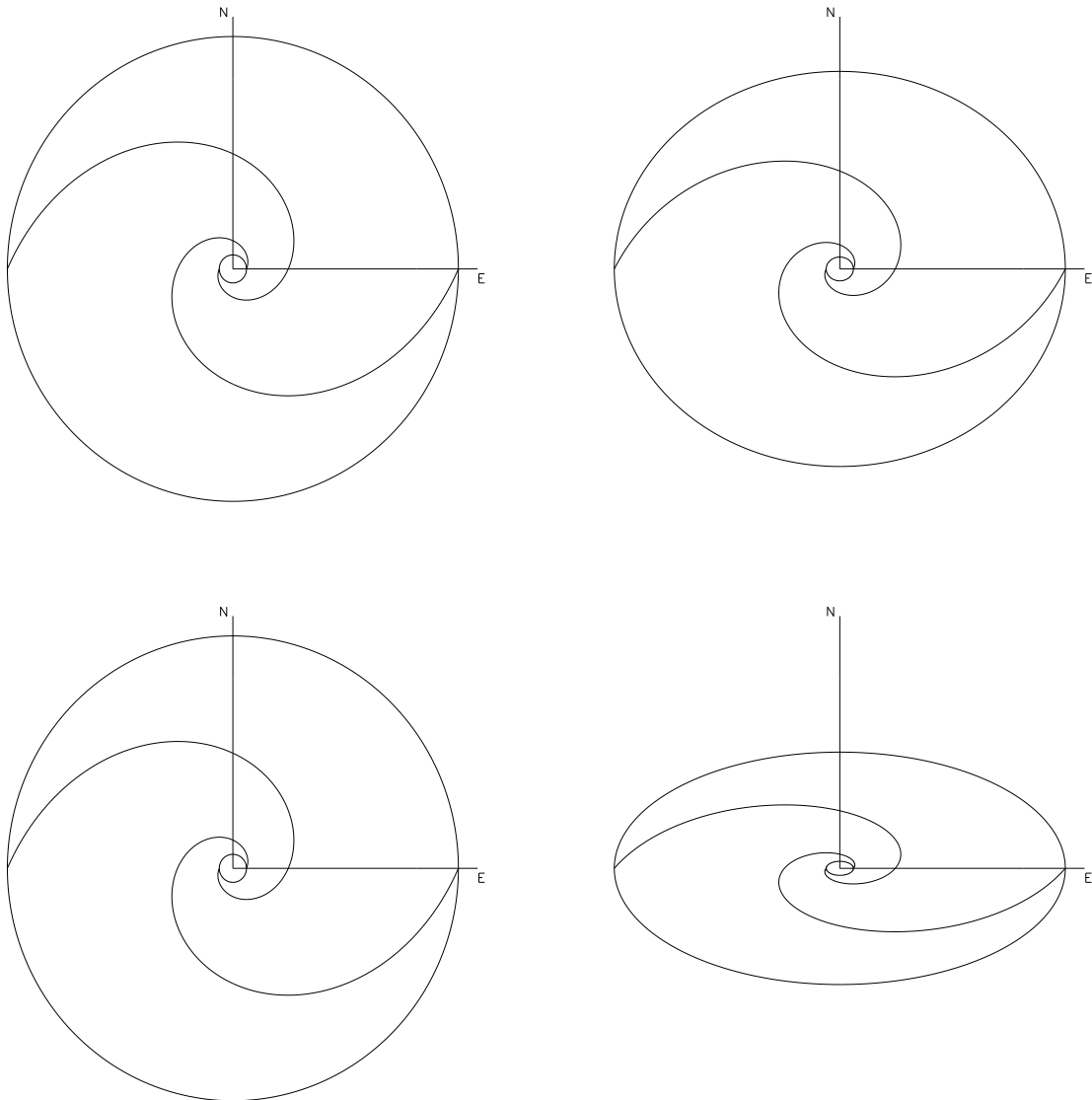


Figura 3.2: Diagrama da projeção do disco da galáxia 2. Nesta figura indicamos a forma do disco quando visto de face (**canto superior esquerdo**), projetado no céu, com $PA_2 = 90^\circ$ e $\theta_2 = 31.8^\circ$ (**canto superior direito**), desprojetado, assumindo que o disco seja circular, sendo, portanto idêntica à imagem do disco visto de face (**canto inferior esquerdo**) e reprojeta com $\theta_2 = \theta_1$ (**canto inferior direito**).

Para compararmos a imagem da galáxia padrão com a imagem da segunda galáxia bastaria agora aplicar uma rotação do ângulo de posição (PA) e finalmente sobrepor as duas imagens. Na situação idealizada em que as duas galáxias tivessem braços espirais idênticos, a menos dos efeitos de projeção discutidos acima, estas duas imagens seriam

virtualmente idênticas e teríamos o resultado ilustrado na figura 3.3.

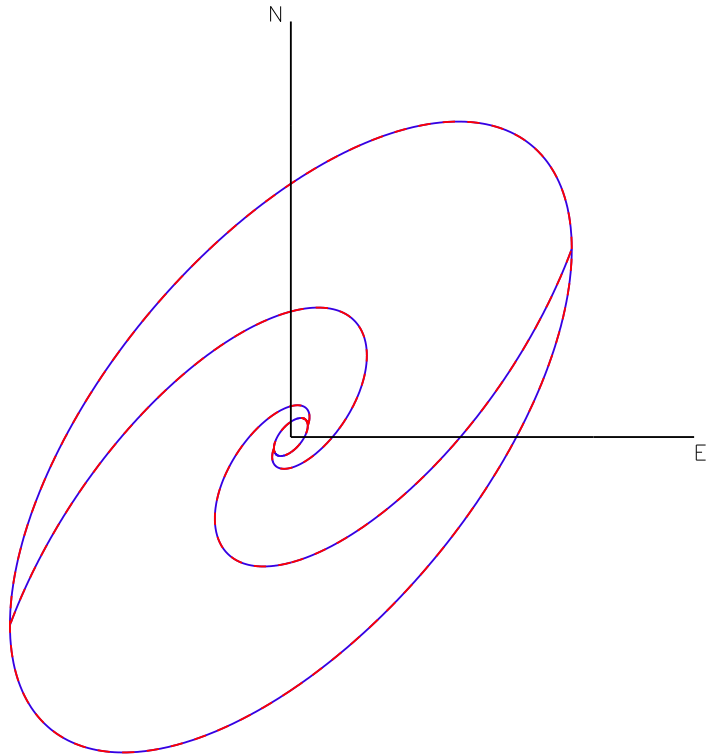


Figura 3.3: Imagem das galáxias 1 e 2 sobrepostas. A linha contínua azul corresponde à galáxia 2 e a linha tracejada vermelha corresponde à galáxia 1. Ambas estão projetadas no plano do céu com $PA = 40.9^\circ$ e $\theta = 60.0^\circ$.

No entanto esta mesma situação pode ser diferente no cenário em que a segunda galáxia tenha um disco elíptico. Nesta circunstância, mesmo que os parâmetros de orientação das duas galáxias sejam conhecidos, não seria possível obter uma justaposição perfeita das duas imagens. Como vimos acima o padrão espiral em um disco elíptico se orienta de acordo com as órbitas fechadas adequadas à sua estrutura tendo uma aparência deformada quando comparado com a de um disco circular. Evidentemente esta situação pode ocorrer caso qualquer dos dois discos, ou ambos, forem elípticos. O resultado final é que neste caso os parâmetros de orientação dos dois discos podem ser comparados a menos de um erro gerado por esta diferença estrutural e sobre o qual não temos controle.

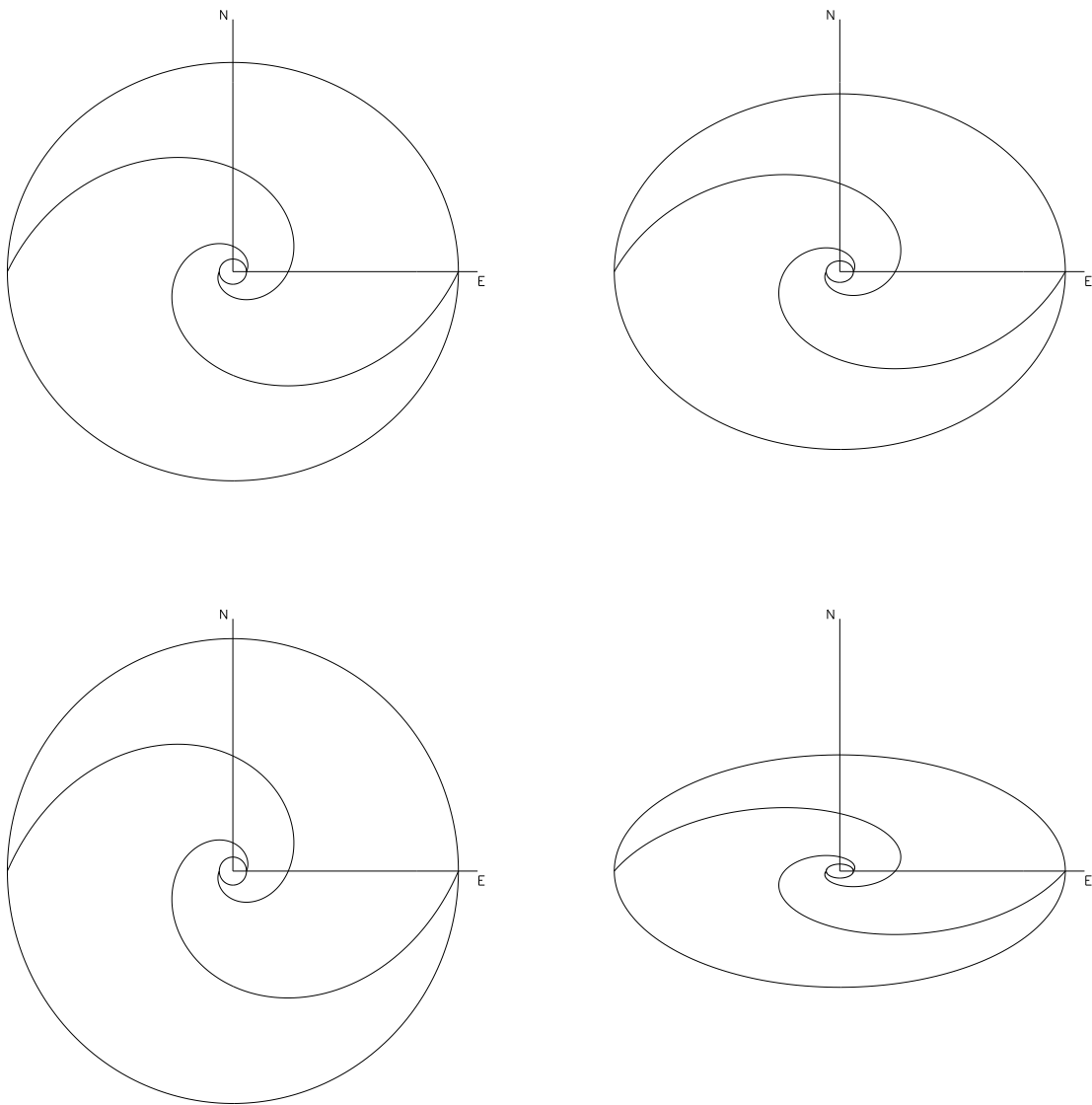


Figura 3.4: Diagrama da projeção do disco da galáxia 2, quando o disco possui uma pequena elipticidade intrínseca ($b/a = 0.9$). Nesta figura indicamos a forma do disco quando visto de face (**canto superior esquerdo**), projetado no céu, com $PA_2 = 90^\circ$ e $\theta_2 = 31.8^\circ$ (**canto superior direito**), desprojetado, assumindo que o disco seja circular, sendo, portanto diferente da imagem do disco quando visto de face (**canto inferior esquerdo**) e reprojeta com $\theta_2 = \theta_1$ (**canto inferior direito**). A espiral nessas figuras foi construída da mesma forma que as espirais nas figuras 3.1 esquerda (cantos inferiores esquerdo e direito) e direita (cantos superiores esquerdo e direito).

Na figura 3.4 ilustramos o resultado deste processo para o caso de um disco levemente elíptico com razão axial intrínseca $b/a = 0.9$. No painel superior esquerdo temos

o disco visto de face e que agora deixa de ser perfeitamente circular. No painel superior direito apresentamos este disco conforme seria visto pelo observador. No painel inferior esquerdo temos agora o disco desprojetado, conforme estimado pela galáxia padrão adotada. Observe-se que mesmo que as espirais logarítmicas sejam idênticas este disco projetado é distinto do disco da galáxia vista em projeção. Isto ocorre simplesmente porque esta imagem desprojetada não contempla a razão axial intrínseca que está presente na imagem da galáxia vista no painel superior esquerdo. O resultado é ao projetarmos este modelo, segundo a orientação desta segunda galáxia, obtemos uma imagem que é naturalmente distinta da galáxia observada.

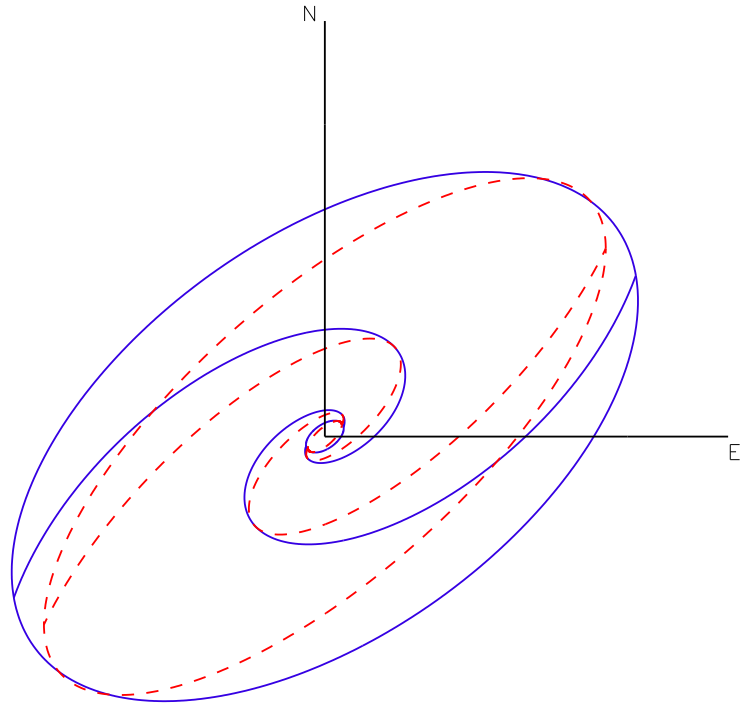


Figura 3.5: Imagem das galáxias 1 e 2 sobrepostas, agora com discos intrínsecamente elípticos ($b/a = 0.7$). A linha contínua azul corresponde à galáxia 2 e a linha tracejada vermelha corresponde à galáxia 1. Ambas estão projetadas no plano do céu com $PA = 40.9^\circ$ e $\theta = 60.0^\circ$.

O resultado final é que a sobreposição das duas imagens vai apresentar um desvio

conforme ilustra a figura 3.4. É claro que a amplitude deste efeito deve depender ainda do grau de achatamento intrínseco dos discos. A suspeita é que o grau de elipticidade dos discos das galáxias espirais seja leve $(b/a)_{intr} \geq 0.85$ o que provavelmente vai provocar um efeito difícil de ser detectado individualmente (Binney e de Vaucouleurs, 1981; Lambas et al., 1992; Rix e Zaritsky, 1995; Ryden, 2004). Obviamente existem ainda outros efeitos a considerar já que não podemos garantir que a forma dos braços espirais de uma galáxia seja idêntico ao de uma outra a menos de efeitos de projeção geométrica. Se por exemplo o ângulo de passo for distinto não teremos como descobrir isso a priori. Portanto, no final, tudo a que temos acesso é a uma diferença de orientação entre os braços do modelo e aquele observado na galáxia de teste

$$\psi_{Obs} = \psi_{Mod} + \delta\psi \quad (3.1)$$

Esta quantidade nos dá uma idéia da amplitude do erro envolvido nas comparações entre as orientações dos braços espirais entre dois objetos. Nesta equação ψ_{Obs} é a medida da orientação do padrão espiral de uma dada galáxia e $\delta\psi$ seria a correção a ser adotada para que as imagens dos dois braços sejam coincidentes.

Nas próximas seções iremos descrever uma possível metodologia para estimar esse erro observacional que afeta as comparações entre as orientações dos braços espirais das galáxias.

3.2 *Objetos de Referência*

A escolha de objetos que sejam adequados para servir como referências para a análise da forma dos braços espirais apresenta alguns desafios impossíveis de serem evitados. O primeiro aspecto consiste em escolher objetos que tenham uma razão axial aparente próxima da unidade. Desta forma podemos ter uma certa garantia que o processo de desprojeção não introduza erros muito elevados. A escolha de objetos muito inclinados prejudica a visualização dos braços e certamente afetaria este processo. Para evitar ao máximo este efeito escolhemos alguns objetos com razão axial aparente $b/a > 0.9$. Desta forma acreditamos que os erros envolvidos nesta análise devidos a este efeito sejam reduzidos.

Outra questão importante consiste em manter uma certa homogeneidade morfológica

para evitar que a forma dos braços seja intrinsecamente distinta entre os objetos selecionados. Paralelamente é necessário evitar objetos com barras fortes que possam afetar a forma dos braços dos objetos. Assim, esperamos que sendo cuidadosos o suficiente possamos conviver com um valor pequeno para a correção apresentada na equação 3.1 e esperamos que dentro de uma amostra maior de objetos seja possível detectar estatisticamente a presença do efeito de elipticidade dos discos.

Os objetos da nossa amostra de referência foram extraídos do RSA (Sandage e Tammann, 1981). Escolhemos este catálogo por ter sido o mesmo elaborado a partir de um conjunto bastante homogêneo de observações fotográficas realizadas em apenas dois telescópios de mesma abertura e resolução no plano focal. Isto garante que a medida do PA do padrão espiral seja determinado com base em dados de alta qualidade. Escolhemos deste catálogo os objetos de acordo com 3 critérios básicos. em primeiro lugar escolhemos apenas objetos brilhantes, com magnitudes no intervalo $m_B \leq 13.0$, o que permite a escolha de imagens com maior detalhamento espacial. Escolhemos, também, apenas objetos com razão axial $b/a \geq 0.85$. Com esta escolha garantimos que a classificação morfológica seja mais precisa, uma vez que o padrão espiral de objetos muito inclinados sofre distorções devido à projeção. Mais ainda, simulações numéricas recentes indicam que a razão axial típica do halo nas regiões mais internas é de cerca de 0.8 (Jing e Suto, 2002; Allgood et al., 2006; Athanassoula, 2007), indicando que o valor escolhido deve traçar bem a elipticidade intrínseca do disco, pois essa razão axial deverá ser a mesma do disco no plano do mesmo (Binney, 1978). Por fim selecionamos apenas objetos com classificação morfológica Sc. A escolha de um tipo morfológico específico se faz necessária, uma vez que as medidas são realizadas visualmente, é necessário que os braços espirais sejam visíveis desde o bojo até o final do padrão espiral, com boa resolução visual. As galáxias do tipo Sc são ideais para a utilização neste trabalho, um vez que a grande abertura de seus braços permitem uma maior resolução dos mesmos.

De acordo com os critérios descritos acima selecionamos 6 objetos para compor a presente amostra. Uma análise visual das imagens destes objetos demonstrou ser necessário adicionar um novo critério de seleção: a existência de apenas dois braços espirais para cada objeto, pois objetos com mais de 2 braços tornam difícil a determinação da simetria do padrão, já que nesse caso, a identificação os braços principais torna-se mais imprecisa,

dificultando a correlação entre os padrões espirais dos objetos. Com isso 5 objetos passam a compor nossa amostra já que o objeto NGC 6946 apresenta 3 braços espirais e foi eliminado. A figura 3.6 apresenta uma comparação entre os objetos NGC 4321 (parte da amostra de referência) e o objeto NGC 6946. Nessa figura podemos ver que NGC 6946 tem mais de 2 braços enquanto NGC 4321 possui apenas 2.

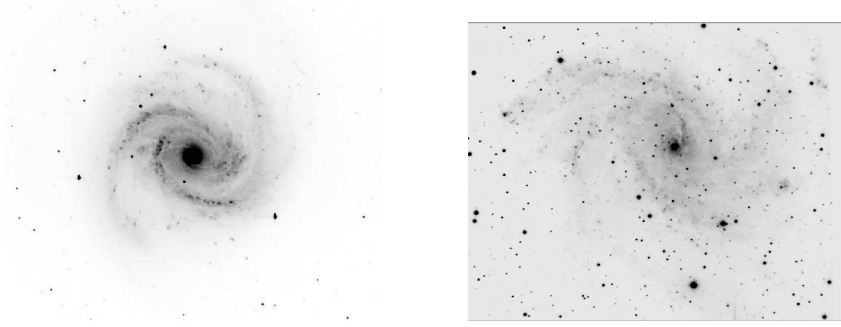


Figura 3.6: Imagens de NGC 4321 (esquerda) e NGC 6946 (direita). Note a presença de um terceiro braço compondo o padrão espiral de NGC 6946.

As principais propriedades dos objetos da amostra de referência estão dispostas na tabela 3.1. Nela também apresentamos o valor de R_{25} definido como $R_{25} = -\log b/a$.

Tabela 3.1 - Propriedades da amostra de referência. Nesta tabela dispomos, também, o valor das fases iniciais dos padrões espirais dos objetos da amostra, além do valor do R_{25} que é relacionado à razão axial através da relação $R_{25} = -\log b/a$.

Objeto	ψ_0 ($^\circ$)	R_{25}	b/a	m_B
NGC 4321	110.0	0.07	0.85	10.11
NGC 0628	56.0	0.04	0.91	9.77
NGC 3631	-57.5	0.02	0.96	11.03
NGC 4303	-47.0	0.05	0.89	10.17
NGC 5247	7.5	0.06	0.87	11.10

As imagens de cada um destes objetos foram examinadas no filtro R, pois além de ser menos ruidoso, revela a presença de poeira que serve de traçador para os braços espirais. A figura 3.7 mostra os objetos presentes na amostra de referência.

O primeiro passo para preparar as imagens dos objetos modelos consiste em determinar um ângulo de referência para seus padrões espirais. Esse ângulo corresponde a uma fase

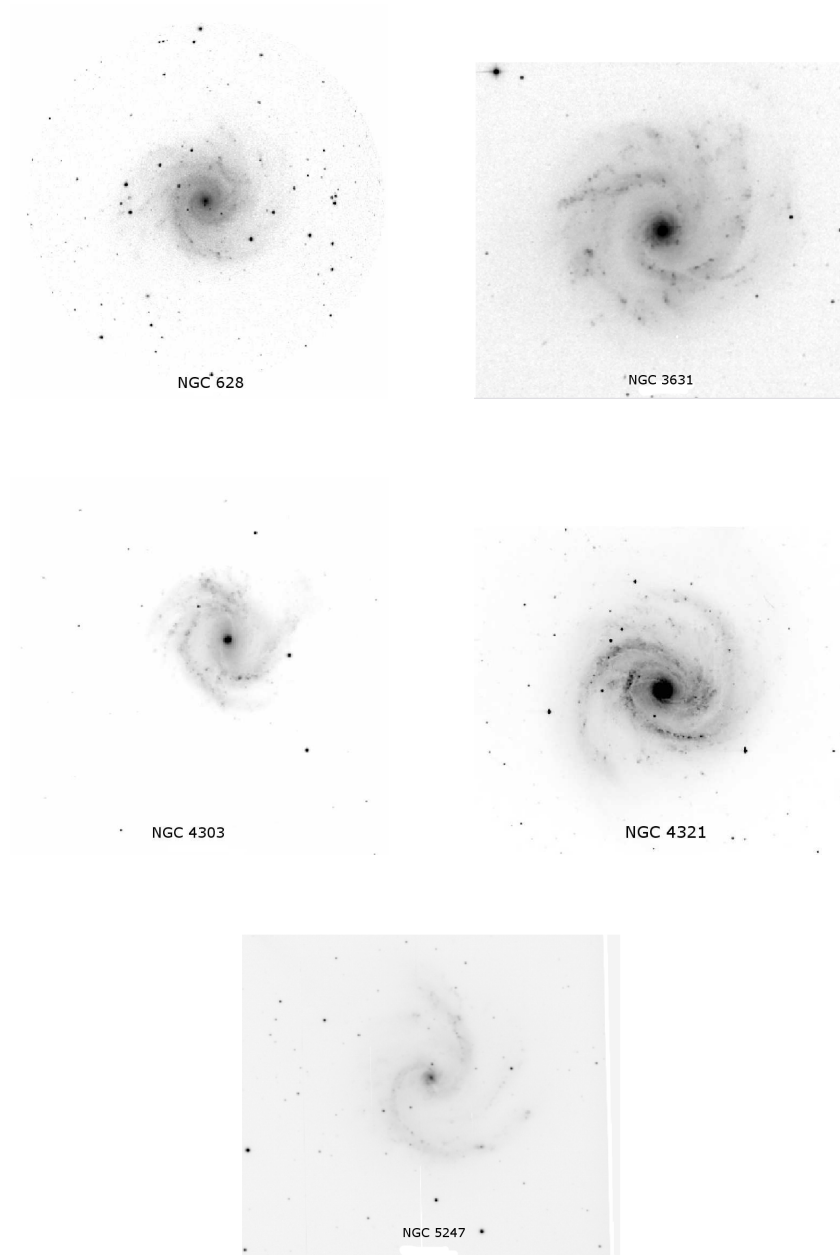


Figura 3.7: Imagens dos objetos da amostra de referência.

inicial $\psi_0 = 0^\circ$ em relação à qual todos os outros objetos são medidos de uma forma relativa. Para tanto utilizamos o objeto NGC 4321 (ou Messier 100, figura 3.8). Este objeto foi estudado por Sempere e Garcia-Burillo (1997) e nesse trabalho os autores constroem mapas de CO de alta resolução usando as linhas rotacionais J=1-0 e J=2-1 do ^{12}CO . Um dos objetivos principais deste trabalho consistiu no estudo da estrutura espiral e das taxas de formação estelar de forma a fazer um mapeamento completo dos braços espirais.

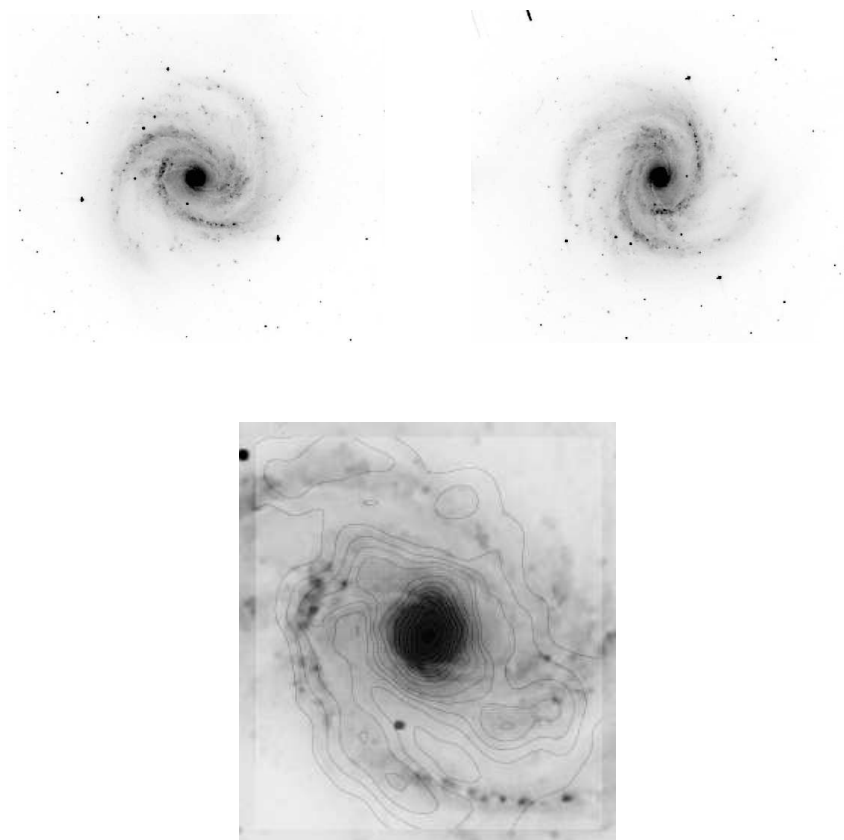


Figura 3.8: Comparação entre as imagens de NGC 4321, não rotacionada (direita) e rotacionada (esquerda). Na figura também se encontra uma sobreposição da região mais próxima do centro na imagem não rotacionada desta galáxia e o mapa de CO ($J = 1-0$), obtido por Sempere e Garcia-Burillo (1997)

Apesar do cuidado em escolher apenas objetos não barrados, Sempere e Garcia-Burillo (1997) mostram que NGC 4321 tem uma pequena barra central e através da análise dos contornos de intensidade das linhas utilizadas determinam a existência de uma estrutura nas bandas de CO e H_2 , alinhadas com a suposta barra estelar. Para os autores o objeto apresenta um padrão de barra dupla também visível nas imagens ópticas. Para esta suposta barra, eles determinam um valor de $PA=110^\circ$. A figura 3.8 mostra a imagem objeto NGC 4321. Nela vemos a imagem de NGC 4321 rotacionada de 110° e o mapa de CO ($J = 1-0$) de Sempere e Garcia-Burillo (1997) que ajusta bem a região central desta galáxia.

Como visto na imagem superposta, a suposta barra nos permite obter o PA da estrutura espiral pois a mesma é uma estrutura ligada ao início dos braços. Elmegreen e Elmegreen (1982) também apresentam mapas de CO para uma amostra de galáxias barradas que in-

clui NGC 4321. Eles usam para o disco desse objeto o mesmo valor de $PA=110^\circ$ obtido por Sempere e Garcia-Burillo (1997). Já Block et al. (2004), utilizando o método de separação da barra e dos braços espirais de Buta e Block (2001, gravitational torque method, GTM) em uma amostra de 15 espirais barradas, determina que existe um acoplamento entre a orientação da barra e do ponto inicial do padrão espiral. Isso indica que podemos usar o valor de $\psi_0 = 110^\circ$ com segurança, uma vez que existe uma conexão entre ambas estruturas. Uma observação importante deve ser feita sobre a classificação deste objeto. Sempere e Garcia-Burillo (1997) não classificam o objeto, mas sim, utilizam a classificação dele presente no RC3, que é SABbc. Esta classificação é reservada a objetos considerados mistos, i.e., objetos que possuem tanto um bojo destacado como uma barra. No entanto, como escolhemos RSA como o catálogo de referência para os objetos, adotamos a classificação Sc, garantindo a consistência de nosso trabalho.

A comparação entre as estruturas espirais de duas galáxias deve feita adotando-se uma metodologia. O primeiro passo consiste em determinar o centro da imagem para garantir que os objetos estejam na posição central de suas respectivas imagens. Com as posições dos centros das imagens e objetos determinados centralizamos os objetos em suas respectivas imagens usando a tarefa `imshift` do pacote de redução de imagens IRAF (*Image Reduction & Analysis Facility*).

Com os objetos centralizados o próximo passo consiste em transformar as imagens dos objetos de forma que suas imagens tenham o mesmo tamanho. Para tanto usamos a tarefa `magnify`. Esta tarefa utiliza valores correspondentes aos fatores de magnificação, nas direções horizontal e vertical, e obtém, a partir do valor recíproco, o passo dos píxeis, ou seja, quantos píxeis da imagem original correspondem a um píxel da imagem final. O valor de contagens em cada píxel é, então, interpolado gerando uma imagem nova do objeto.

A comparação final entre as imagens adequadamente transformadas foi realizada superpondo-se as duas imagens com diferentes cores e modificando e rotacionando-as até conseguir uma sobreposição adequada de ambas. O resultado final está contido na tabela 3.2 onde mostramos as diferenças entre as medidas dos ângulos de posição comparando-se cada um dos objetos da amostras com todos os outros. Um resultado importante que usamos no decorrer deste trabalho é que o erro médio deste processo de comparação entre

as estruturas espirais é da ordem de 10.3° com um desvio médio relativamente reduzido ($\simeq 2.8^\circ$). Esta é a precisão com que acreditamos que a orientação relativa das estruturas espirais de duas galáxias podem ser comparadas entre si.

Tabela 3.2 - Valores das diferenças entre as medidas das orientações dos objetos da amostra de referência.

	NGC 0628	NGC 3631	NGC 4303
NGC 0628	—	—	—
NGC 3631	8.0	—	—
NGC 4303	-9.5	13.0	—
NGC 5247	8.5	8.0	14.5

Análise e resultados

No presente capítulo discutimos os resultados obtidos nos capítulos 2 e 3. Mostramos que existem evidências de que uma fração apreciável dos objetos na nossa amostra, correspondendo a cerca de 18%, apresentam uma distorção oval em seus discos. Com base apenas na forma dos discos não nos é possível caracterizar plenamente tais distorções. Contudo, acreditamos ser de grande interesse propor novas observações espectroscópicas e fotométricas capazes de detalhar quantitativamente o efeito destas distorções nos objetos da nossa amostra.

4.1 Comparação PA_{LogSp} x PA_{RC3}

Nesta seção discutimos inicialmente a relação entre o ângulo de posição do disco, obtido diretamente a partir das imagens, listado no RC3 (PA_{RC3}), com aquele obtido com o uso das espirais logarítmicas (PA_{LogSp}) conforme exposto no capítulo 2. Em princípio, conforme mencionando anteriormente, estes dois resultados utilizam imagens no óptico e deveriam ser estatisticamente idênticos caso os discos das galáxias espirais fossem rigorosamente circulares. Na figura 4.1 representamos estes dados na forma de um histograma das diferenças entre os dois processos de medidas ($|PA_{LogSp} - PA_{RC3}|$). Todas as galáxias desta amostra apresentam dois sistemas simétricos de braços espirais e portanto indistinguíveis a uma rotação de 180° . Ademais as diferenças entre as duas estimativas de PA devem estar contidas em um intervalo de valor absoluto inferior a 90° já que qualquer diferença superior a este limite pode ser reduzida a este intervalo através de uma rotação adicional de 180° que não modifica a aparência do sistema de braços simétricos visto pelo observador. Esta suposição de simetria rotacional dos braços espirais é bastante razoável

considerando-se ainda no contexto da teoria de ondas espirais quase-estacionárias (Lin e Shu, 1964) e realmente se sustenta empiricamente através das observações das galáxias espirais.

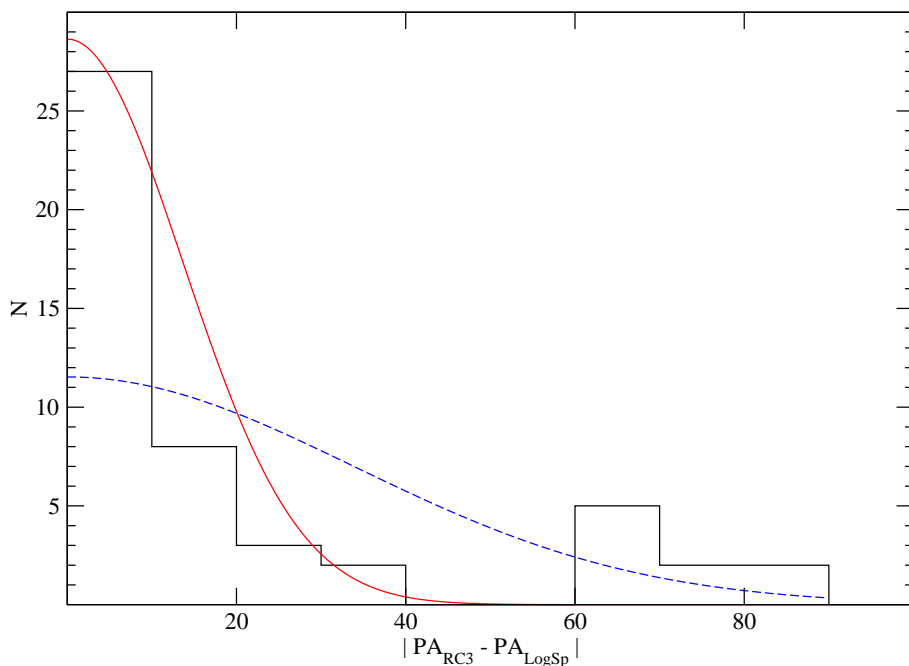


Figura 4.1: Distribuição das diferenças entre o ângulo de posição listado no RC3 e as medidas baseadas no ajuste das espirais logarítmicas. A linha tracejada corresponde a uma distribuição normal com dispersão igual à variância amostral destas diferenças. A linha contínua corresponde a uma curva normal com variância igual àquela do pico central compatível com o erro experimental esperado.

Através da figura 4.1 podemos perceber que realmente uma fração considerável das galáxias da nossa amostra apresenta uma notável coincidência entre estas duas medidas do ângulo de posição. Do total de 49 objetos que fazem parte da amostra observamos que 27 destes, ou cerca de 55%, estão no primeiro intervalo do histograma indicando uma forte coincidência entre estas duas estimativas de PA, ou mais precisamente uma diferença entre as duas medidas inferior ou igual a 10° . Se incluirmos os objetos com diferenças de até 20° este nível de coincidência é ainda maior e atinge cerca de 71%. Uma vez que a estimativa baseada na forma do braço espiral utiliza explicitamente a hipótese de circularidade do disco concluímos com base neste argumento que a maior parte das

galáxias espirais apresentam de fato um disco galáctico que é perfeitamente consistente com a hipótese do mesmo ser circular.

No entanto também podemos observar nesta mesma figura a existência de uma cauda na distribuição contendo 9 objetos, cerca de 18% da amostra, em que estas duas estimativas são totalmente inconsistentes. Estes objetos discrepantes apresentam diferenças de PA em excesso de 60° que dificilmente poderiam ser atribuídas a uma imprecisão na avaliação do PA, seja no RC3 seja através do ajuste das espirais logarítmicas discutido no capítulo 2.

Se, por absurdo, insistirmos em ajustar uma única distribuição normal a estes dados esta deveria ter uma dispersão idêntica à variância amostral ($\sigma = 27.8^\circ$) e o ajuste correspondente está indicado na figura 4.1 pela curva tracejada (azul). Esta curva apresenta um valor $\chi^2_\nu = 6.85$ e na hipótese de normalidade a probabilidade de obtermos este valor de Chi-quadrado por grau de liberdade como resultado de uma amostra aleatória seria inferior a 0.001%. Portanto podemos imediatamente descartar a possibilidade de que estes dados possam ser adequadamente representados por uma única distribuição normal dominada por erros aleatórios de medidas.

Contudo o pico central da distribuição apresentada nesta figura, incluindo todos os pontos com $|PA_{LogSp} - PA_{RC3}| < 40^\circ$, tem uma variância $\sigma = 13.7^\circ$ que está bastante próxima da precisão com que avaliamos ser possível obter o ajuste da espiral logarítmica ($\simeq 10^\circ$). Considerando a propagação de erros possivelmente incluídos tanto no RC3 como nos nossos ajustes concluímos que esta variância é certamente mais adequada para representar os erros experimentais desta amostra. A linha contínua nesta figura (vermelho) representa a expectativa deste ajuste e podemos verificar que considerando apenas os pontos com desvios inferiores a 40° obtemos um $\chi^2_\nu = 0.62$ cujo valor não nos permite descartar a hipótese nula de uma distribuição normal. Portanto acreditamos com base neste argumento que os pontos na região central desta distribuição representam de fato a nossa expectativa dos erros experimentais esperados. Mas a cauda desta distribuição indica que os objetos ali contidos apresentam uma medida de PA_{LogSp} incompatível com as estimativas do RC3 e por consequência são candidatos naturais a apresentarem desvios de circularidade nos seus respectivos discos galácticos.

Uma forma alternativa de verificar estas estimativas desviantes do PA consiste em graficar diretamente estes dois conjuntos de medidas conforme ilustrado na figura 4.2.

A linha contínua neste gráfico corresponde a uma estimativa idêntica das duas medidas ($PA_{LogSp} = PA_{RC3}$). As duas linhas tracejadas correspondem a um deslocamento de $\pm 3\sigma$ onde adotamos a estimativa do erro experimental como sendo $\sigma = 13.7^\circ$. Mais uma vez podemos observar a óbvia presença dos nove objetos com medidas discordantes. Uma regressão linear considerando-se todos os pontos resulta em um coeficiente de correlação $R^2 = 0.789$ enquanto que a exclusão dos pontos desviantes resulta em um coeficiente de correlação $R^2 = 0.995$ e uma inclinação $b = 0.99 \pm 0.02$ indistinguível da linha contínua representada nesta figura.

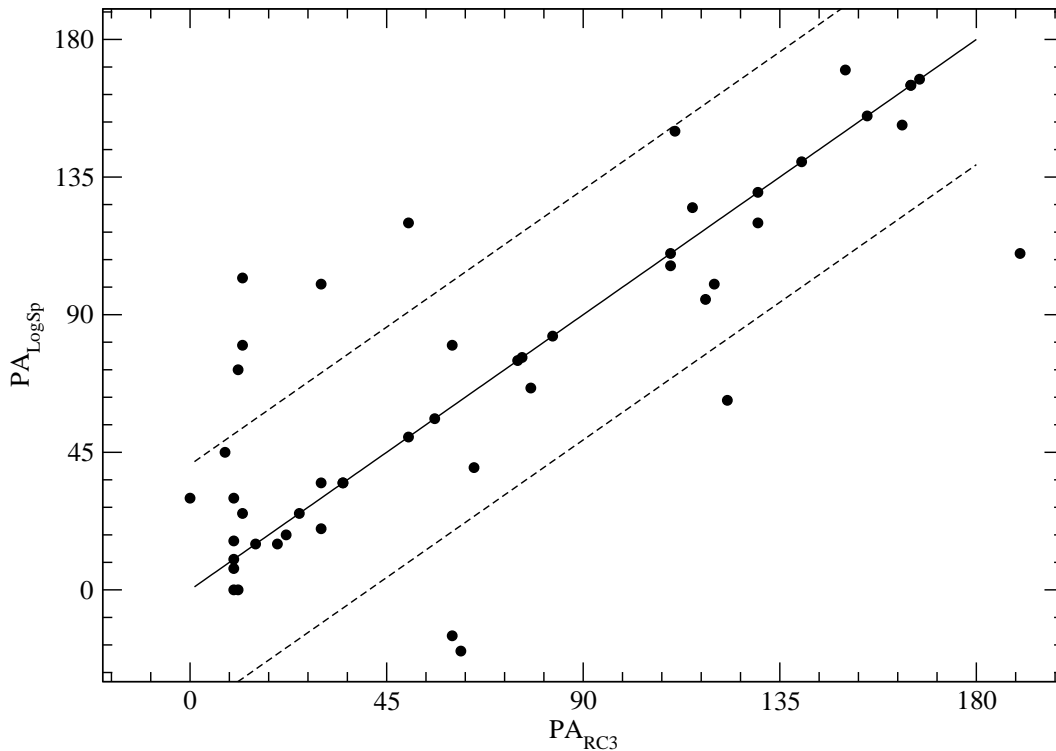


Figura 4.2: Comparação direta entre o ângulo de posição listado no RC3 e as medidas baseadas nas espirais logarítmicas. A reta contínua corresponde a $PA_{logSp} = PA_{RC3}$. As duas linhas tracejadas marcam o limite correspondente a três vezes o erro experimental.

Uma outra indagação que podemos fazer é se os pontos discrepantes apontados na figura 4.1 poderiam ser devidos a um maior erro ao medirmos o ângulo de posição de objetos vistos de face. Trata-se de uma questão pertinente já que no caso de objetos vistos de face a avaliação do ângulo de posição se torna progressivamente indeterminada à medida

que nos aproximamos de $b/a = 1$ quando a figura elíptica do disco se transforma em um círculo no plano do céu. Para investigar esta questão apresentamos na figura 4.3 um gráfico dos desvios do ângulo de posição $|PA_{LogSp} - PA_{RC3}|$ em função da razão axial medida no RC3. Realmente podemos observar que a medida em que nos aproximamos de $b/a = 1$ os desvios tendem a aumentar. Este aumento é um reflexo natural da maior dificuldade em precisar a direção do semi-eixo maior nos objetos vistos quase de face. No entanto mesmo considerando-se este efeito os objetos com medidas discordantes dos ângulos de posição não seriam explicados.

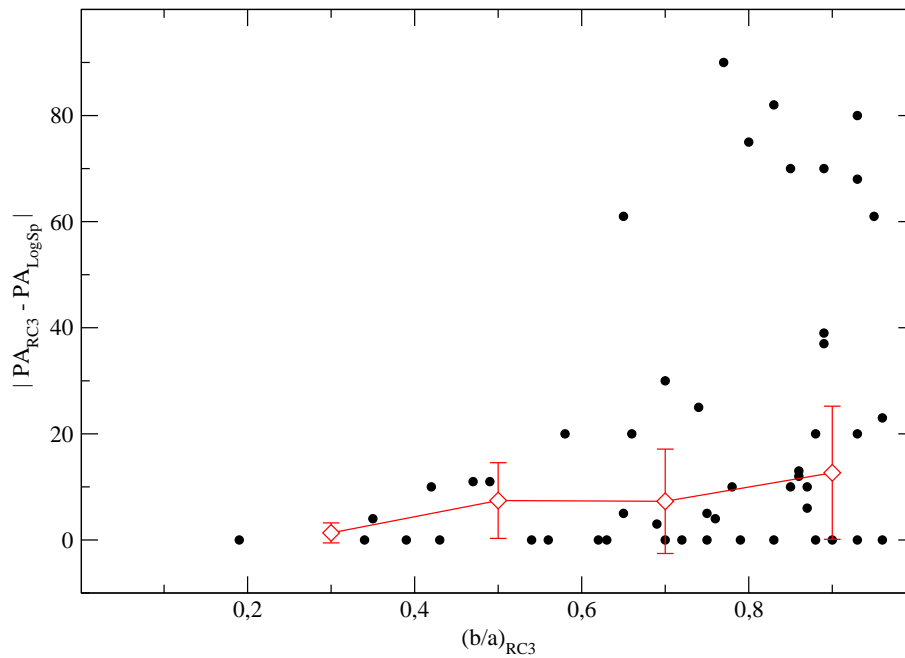


Figura 4.3: Relação entre os desvios $|PA_{LogSp} - PA_{RC3}|$ e a razão axial da galáxia listada no RC3. Podemos observar que os mesmos objetos desviantes na figura 4.2 continuam desviantes nesta figura e não podem ser explicados por um efeito sistemático em função da razão axial.

Nesta figura apresentamos uma estimativa da incerteza associada a este efeito medida pelas barras de erro em cada intervalo de razão axial. Considere-se por exemplo o intervalo $0.4 \leq b/a \leq 0.6$. Nesta faixa de achatamento aparente o desvio médio é da ordem de 7.2° com uma dispersão quadrática média também da ordem de 7.1° . No intervalo $0.6 \leq b/a \leq 0.8$ os desvios médios aumentam para 7.3° e 9.8° respectivamente. Na última faixa, contendo os objetos vistos mais de face, estes valores se elevam, conforme esperado, e se

tornam iguais a 12.7° para o desvio médio e 12.5° para a dispersão. Observe-se inicialmente que a dispersão máxima neste diagrama é da ordem do nosso erro médio estimado em 13.7° através da figura 4.1. Ademais, mesmo se considerarmos o maior erro de medidas nos objetos vistos mais de face a posição dos mesmos pontos discrepantes das figuras 4.1 e 4.2 implicam em diferenças de medidas bem superiores a 3σ do erro esperado. Note-se ainda que os objetos discrepantes estão distribuídos em vários intervalos de razão axial e não estão particularmente concentrados no intervalo correspondente aos objetos vistos de face. Portanto não nos parece existir dúvida de que estas discrepâncias são reais e muito provavelmente devem ser atribuídas a desvios de circularidade em uma fração apreciável dos discos das galáxias espirais.

4.2 Resultados para o 2MASS

A comparação das medidas do ângulo de posição envolvendo os dados do projeto 2MASS não é tão imediata quanto a discussão apresentada na seção anterior. Isto se deve ao fato da profundidade fotométrica deste levantamento no infravermelho ser diferente daquela possível de obter nas observações realizadas no óptico. No caso das medidas listadas no RC3 e aquelas por nós estimada este efeito não existe já que em ambas utilizam-se imagens próximas das bandas B e V do óptico que têm praticamente a mesma profundidade fotométrica. Este não é o caso do projeto 2MASS onde as medidas foram feitas nas bandas J(1.25μ), H(1.65μ), Ks(2.17μ) do infravermelho próximo. A diferença entre as bandas e sensibilidade dos detetores é um fator importante e como podemos verificar pela tabela 2.1 do capítulo 2. O resultado final é que as dimensões das imagens no 2MASS abrangem uma região que corresponde em média a aproximadamente 50% da dimensão observada na imagem óptica. Isto significa que ao usar os resultados do projeto 2MASS estamos na verdade examinando as características internas vistas na correspondente imagem óptica. Por um lado os dados dos 2MASS apresentam uma grande vantagem por nos permitir verificar o comportamento da estrutura fotométrica da população estelar mais velha em observações pouco afetadas pela absorção interestelar. Mas em compensação estes dados refletem a estrutura mais interna do objeto e isto limita a sua aplicabilidade no presente estudo. Se a estrutura das galáxias espirais fosse perfeitamente autosimilar e independente da distância ao centro esta característica não seria de fato um problema. Contudo este não

é necessariamente o caso já que na região interna a estrutura das galáxias espirais pode ser fortemente afetada pela presença de distorções provocadas por pequenas barras e pela forma peculiar do bojo central dos objetos. O resultado final é que mesmo na ausência de erros experimentais a razão axial e o ângulo de posição do semi-eixo maior podem ser bem distintos quando vistos no 2MASS e no RC3.

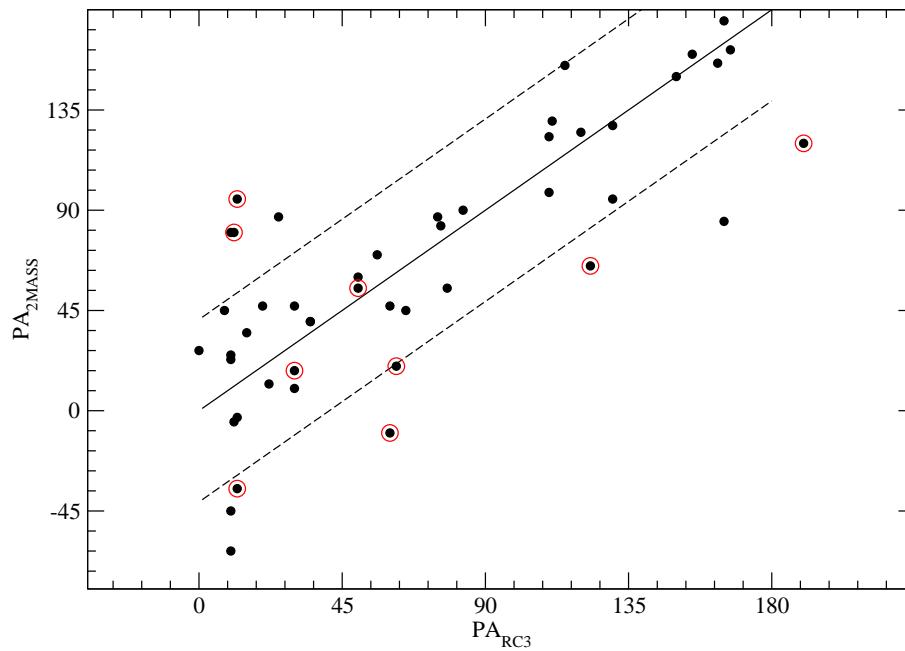


Figura 4.4: Comparação direta entre o ângulo de posição listado no 2MASS e as medidas baseadas nas espirais logarítmicas. A reta contínua corresponde a $PA_{logSp} = PA_{2MASS}$. As duas linhas tracejadas marcam o limite correspondente a três vezes o erro experimental.

Esta situação está ilustrada na figura 4.4 onde comparamos os ângulos de posição obtidos na base de dados 2MASS e RC3. De imediato podemos perceber que o espalhamento é mais elevado do que aquele observado na figura 4.2. Ao contrário daquela observamos aqui a presença de aproximadamente 13 pontos desviantes em relação à reta de concordância $PA_{2MASS} = PA_{RC3}$. Estes desvios, conforme mencionamos acima, não estão necessariamente associados a erros de medida mas sim às características observacionais das imagens do projeto 2MASS. Várias destas medidas discordantes podem de fato estar associadas à presença de barras ou elipticidade dos bojos na região central dos objetos.

Contudo, mesmo considerando-se estas limitações, existe um aspecto interessante que

pode ser observado na figura 4.4. Nesta figura ressaltamos a posição dos 9 objetos com ângulos de posição desviantes na figura 4.1 pela presença de círculo vermelho em torno da medida do ângulo de posição observado no 2MASS. Podemos verificar que 7 destes 9 objetos também estão na região exterior aos limites do erro experimental estimado para os ângulos de posição do RC3. Este fato indica que existe uma grande possibilidade de que o processo de torção do disco afete não somente a região externa como também a sua região interna. Certamente que esta é uma questão que necessita ser melhor esclarecida através de observações mais detalhadas. Os outros 2 objetos mostram uma concordância entre os dados do RC3 e 2MASS indicando que tanto a estrutura interna do disco quanto a estrutura externa não coincide com aquela prevista para a direção dos braços espirais.

4.3 Discussão individual dos objetos

Nos painéis contidos nas figuras 4.5, 4.6 apresentamos a imagem individual de todos os 9 objetos que consideramos como candidatos a galáxias com discos não circulares. Nesta seção apresentamos uma breve discussão individual destes objetos coletando informações na literatura que talvez possam ser relevantes para compreender as suas características.

1. NGC 0685

O comportamento do braço espiral que estende para o Norte (azul) é bem marcado e segue de perto a previsão de uma espiral logarítmica ao contrário do braço Sul (vermelho) que parece se subdividir ao sair da região central. Este fato nos levou a classificar o ajuste como do tipo Q3. No RC3 o objeto é classificado como uma galáxia barrada tardia (SB(rs)d) bastante consistente com a forma dos braços discutida acima. Podemos observar que as observações do 2MASS estão claramente alinhadas com a direção da pequena barra interna deste objeto.

NGC 0685 é uma galáxia próxima (redshift $z = 0.004546 \pm 0.000010$, Koribalski et al., 2004) com magnitude $B_T = 11.5$ mag. Sua classificação e classe de luminosidade, dada pelo RC3, são SB(rs)d e $L = 4.0$, típico de galáxias brilhantes. Apesar de não fazer parte da amostra original de Elmegreen e Elmegreen (1987), ela é classificada como $AC = 2$ (*braços fragmentados definidos pelas regiões HII*, Elmegreen e Elmegreen, 1987) por Buta et al. (2005), que também determinam uma leve cor-

relação entre a AC e a força da espiral, medida usando a técnica GTM (Buta e Block, 2001). NGC 0685, em sua análise, possui uma espiral fraca, justificando parcialmente sua escolha para a AC desse objeto. Essa galáxia faz parte da amostra *Ohio State University Bright Galaxy Survey* (Eskridge et al., 2002, OSUBGS). Ela foi estudada juntamente com outros 179 objetos dessa amostra por Laurikainen et al. (2004), que determinou os parâmetros de orientação dos objetos dessa amostra, usando imagens profundas na banda B, e estimou a força das barras dos objetos. Para NGC 0685 ele encontra que uma razão axial ligeiramente menor que aquela retirada do RC3 ($b/a = 0.787 \pm 0.019$) e PA mais próximo de nossa estimativa do que aquela feita no RC3 ($PA = 104.3 \pm 3.7$). Nesse estudo, os autores, usando, também, a técnica GTM, indicam que esse objeto possui uma barra razoavelmente forte, mesmo que confinada a um raio pequeno. García-Gómez et al. (2004) também determinaram os parâmetros de orientação de NGC 0685, a partir da transformada de Fourier em duas dimensões e encontra um valor razoavelmente próximos do nosso para o PA ($PA = 97^\circ$), valor próximo do encontrado por Grosbøl et al. (2004) ($PA = 85^\circ$) que utiliza uma técnica baseada, também, em análise de Fourier bidimensional.

2. NGC 1042

O ajuste dos dois braços espirais desta galáxia é bastante claro acompanhando as regiões HII tanto no braço vermelho quanto no azul. Ao sair da região interna do disco a direção dos braços se torna mais incerta e por este motivo o ajuste foi classificado como do tipo Q2. O objeto não mostra evidência de barra e a elipse ajustada no 2MASS tem $PA=12^\circ$ distinta tanto daquele listado no RC3 (145°) como o obtido neste estudo (102°).

NGC 1042 é um objeto bastante próximo, com redshift $z = 0.004573 \pm 0.000007$ (Koribalski et al., 2004), com $B_T = 11.5$. Ele é classificado como SAB(rs)cd (tipo numérico $T = 6$) e classe de luminosidade $L = 2.4$. Sua classe de braços é AC = 9 (Elmegreen e Elmegreen, 1987) (*braços extensos a partir de uma barra central*), condizente com nossa análise de sua estrutura espiral. Buta et al. (2005) classifica essa galáxia como SA, com base no fato de que a força da barra, determinada em seu trabalho é muito baixa para que esse objeto seja barrado. Pohlen e Trujillo (2006)

classificam essa galáxia, em termos de seu perfil radial de brilho superficial, como do tipo II-AB, utilizado para galáxias que apresentam uma quebra em seu perfil fotométrico. O sufixo AB corresponde a casos de objetos que apresentam discos assimétricos, indicando que o disco de NGC 1042 parece ser de fato não circular. Para os autores a origem deste desvio da circularidade seria devido a seu movimento em um meio muito denso. Outra interpretação para essa aparente assimetria no disco pode estar ligada ao fato desse objeto fazer parte de um tripleto juntamente com NGC 1052 e NGC 1035 Karachentseva e Karachentsev (2000). Esse tripleto, KTS 018, também foi identificado por Madore et al. (2004) ao buscar companheiras para galáxias elípticas. Estes autores citam ainda neste grupo dois outros objetos ([VC94] 023858 0820.4 e NGC 1047). Para Brough et al. (2006), o grupo em que se encontra o tripleto KTS 018 contém 29 membros, resultado obtido com o algoritmo FoF ou *Friends of Friends*. Uma possível evidência de interação é a presença de emissão H α na sua região central (Knapen et al., 2006), indicando a presença de regiões de formação estelar centrais. de Grijs et al. (2005) aponta para a presença de um aglomerado nuclear com idade $\approx 10^9$ anos, com possíveis eventos de formação estelar secundários e terciários. No entanto, a causa dessa emissão e da presença do aglomerado nuclear de NGC 1042 pode ser outra. Shields et al. (2008) reportam a presença de um AGN de baixa luminosidade e excitação no núcleo de NGC 1042, possivelmente explicando a presença de regiões de formação estelar.

3. NGC 1058

O ajuste do braço azul é bem mais evidente que aquele do braço vermelho justificando um ajuste do tipo Q3.

Essa galáxia apresenta redshift bastante reduzido (0.001728 ± 0.000003 , Tift e Cocke, 1988) estando portanto bastante próxima. Sua magnitude $B_T = 11.8$ e é classificada como SA(rs)c (tipo numérico T = 5) e classe de luminosidade L = 5.0. De acordo com Elmegreen e Elmegreen (1987), sua classe de braços é AC = 3.0 (*braços fragmentados*), sendo bastante floclenta e de difícil visualização. No estudo de Ho et al. (1997) essa galáxia apresenta emissão nuclear do tipo de Seyfert 2. Apesar de sua classificação como não barrada no RC3, Buta et al. (2005) encontram uma força

de barra acima de $Q_b = 0.05$, valor de corte para não barrada e barrada e eles a classificam como SAB. Buta e Zhang (2009) também reportam uma estrutura oval fraca em sua região central. Essa galáxia faz parte do grupo de NGC 1023 sendo classificado como ligado gravitacionalmente por Materne (1974). Esse fato poderia explicar a assimetria de seu disco relatada por Bournaud et al. (2005). Nesse trabalho, os autores estudaram a presença de modos A_1 no espectro de Fourier de 149 objetos da amostra OSUBRG. Para NGC 1058, eles encontram $A_1 = 0.09$, caracterizada como forte. Estes autores argumentam que esse tipo de assimetria poderia ser fruto da acreção assimétrica de gás cosmológico o que explicaria as correlações entre a força das perturbações do tipo A_1 e a presença de barras e/ou braços espirais ou a correlação com o seu tipo morfológico.

4. NGC 1566

Objeto com os braços massivos e bem marcados. O ajuste dos dois braços é bastante consistente na região interna. Na região externa os dois braços se desviam um pouco do comportamento previsto e por este motivo tem qualidade Q2.

Trata-se de uma galáxia próxima com $z = 0.005017 \pm 0.000007$ (Koribalski et al., 2004) e brilhante ($B_T = 10.3$). Sua classe de luminosidade é $L = 1.7$ e sua classificação morfológica é SAB(rs)cd, de acordo com o RC3 ($T = 4$). Sua classe de braços é $AC = 12$ (Elmegreen e Elmegreen, 1987), caracterizando-a como uma *grand design*. Segundo Ramos Almeida et al. (2009) trata-se de uma galáxia ativa Seyfert tipo 1 enquanto Maiolino e Rieke (1995) a classificam como uma Seyfert 1.5. Kilborn et al. (2005) estudaram o grupo do qual faz parte e estimam que o mesmo tem 26 membros. Estes autores determinaram o raio do Virial ($R_V = 580\text{kpc}$) mostrando que mais da metade dos objetos estão além desse raio, indicando tratar-se de um grupo jovem e não virializado. Este resultado foi corroborado por Osmond e Ponman (2004) baseando-se em medidas em raio-X. Isso indica que interações entre os objetos pode não ser um fator dominante. Entretanto outros autores argumentam que existem dois pares interagentes nesse grupo (Kilborn et al., 2005). Apesar de classificado como um objeto misto (i.e. levemente barrado), Hackwell e Schweizer (1983) reportam uma barra forte no infravermelho, que foi encontrada, também, por Buta et al. (2009), como

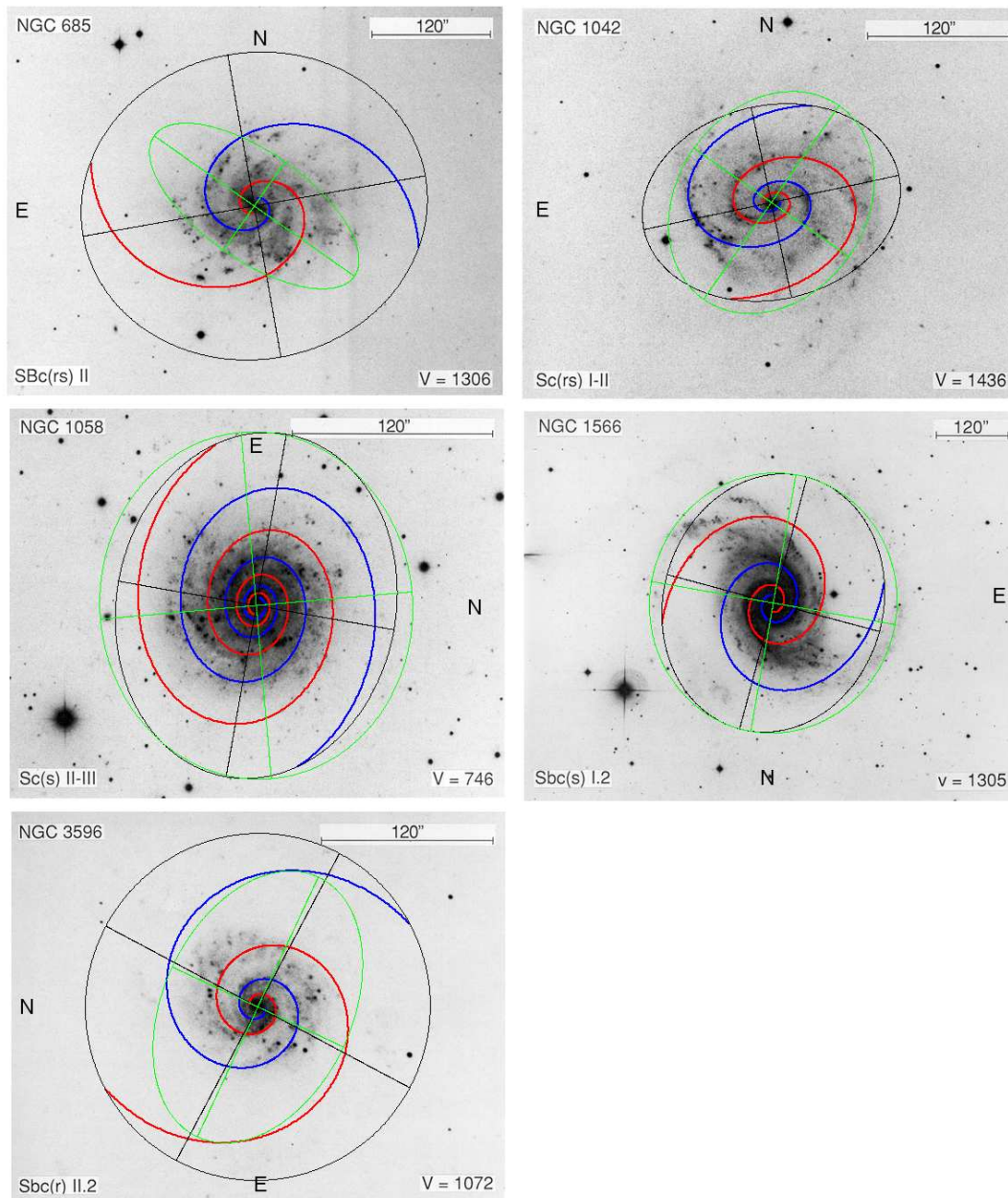


Figura 4.5: Painel dos objetos candidatos a ter discos não circulares.

indicado em sua figura 7. Por outro lado, Fisher e Drory (2008) determinam que NGC 1566 possui uma espiral nuclear e classificam seu bojo como um pseudobojo (dentro dos critérios dos autores, um pseudobojo deve possuir um anel, barra ou espiral). Em Patsis (2008) considera-se a possibilidade de que o movimento interno em galáxias

do tipo *grand design* possa ser caótico nas regiões mais externas do padrão espiral, enquanto na região mais interna deve ser semelhante à idéia das elipses em precessão apresentada na seção 1.3.3 do capítulo 1. Korchagin et al. (2000) também estudaram a estrutura espiral de NGC 1566 e determinam que seu disco somente seria instável a uma perturbação $m = 2$ caso a razão entre as dispersões de velocidade radial e vertical seja próxima da unidade. Estes autores argumentam ainda que como os braços encontrados em suas simulações são menores que os observados nas bandas I e B, a distribuição da densidade superficial de NGC 1566 seria diferente da atual na época em que os braços estavam na fase linear de crescimento.

5. NGC 3596

O ajuste dos dois braços é bem delimitado pela região interna. Na região externa o ajuste perde um pouco a aderência. Mesmo assim a forma de ambos os braços é bastante consistente e por este motivo a qualidade é Q1.

NGC 3596 é uma galáxia próxima ($z=0.003979 \pm 0.000003$ Haynes et al., 1998), isolada (Karachentseva et al., 1986), com magnitude $B_T = 12.0$ e classe de luminosidade $L = 3.5$. Sua classificação morfológica é SAB(rs)c (T = 5.0) e sua classe de braços AC = 5. De acordo com Ho et al. (1997) essa galáxia apresenta uma região HII nuclear ativada por um buraco negro com a massa de $M_{bh} = 10^7 M_\odot$ (Dong e De Robertis, 2006). Estudando o disco estendido de HI de uma amostra de 78 objetos, incluindo NGC 3596, Haynes et al. (1998) não identifica qualquer assimetria azimutal nesse objeto, indicativo de que não existem desvios de circularidade no perfil de HI. Hogg et al. (2007) também estuda o disco estendido de HI de NGC 3596 e reporta que ele é mais centralmente concentrado que modelos preveem. Usando um sistema de três parâmetros independentes (CAS, *concentration* C, *asymetry* A e *clumpiness* S) Conselice (2003) também reporta a inexistência de assimetrias nesse objeto. Usando fotometria BVRI, Hernández-Toledo et al. (2007) também levantam os parâmetros CAS e determinam, novamente, que NGC 3596 não apresenta assimetria forte, um resultado que os autores acreditam ser esperado, uma vez que o parâmetro A é sensível a interações e fusões e sua amostra é composta por objetos sabidamente isolados. Outro resultado interessante de Hernández-Toledo et al. (2007) é o fato de que para

eles a classificação morfológica de NGC 3596 é SA(rs)c, um objeto não barrado. Buta et al. (2005) contradizem esse resultado mas a força de barra $Q_b = 0.080$ é bastante próxima ao valor mínimo usado para determinar se existe uma barra ou não. Marinova e Jogee (2007) concordam com Hernández-Toledo et al. (2007) ao estudar as propriedades de barras desprojetadas (i.e. *face-on*) e classifica NGC 3596 como não barrada.

6. NGC 4321

O ajuste dos dois braços massivos é bem delimitado pela região interna. Na região externa o ajuste perde um pouco a aderência. Mesmo assim a forma de ambos os braços é bastante consistente e por este motivo a qualidade é Q1. A direção do semi-eixo maior tanto no RC3 como no 2MASS são bastante consistentes dentro de uma diferença de 12° . Mas esta direção é inteiramente incompatível com aquela derivada dos braços espirais que apontam para uma direção praticamente ortogonal!

NGC 4321 (Messier 100) é uma galáxia que faz parte do aglomerado de Virgo e possui redshift $z = 0.005240 \pm 0.000003$ (Rand, 1995). A magnitude aparente B_T é típica de galáxias brilhantes ($B_T = 10.0$) e sua classe de luminosidade é $L = 1.1$. Sua classificação morfológica é SAB(s)bc e sua classe de braços é $AC = 12$, típica de galáxias *grand design*. A classificação morfológica dessa galáxia indica que ela possui uma barra fraca, resultado corroborado por Buta e Block (2001), que classifica a presença de barras em 36 galáxias em classes de 0 a 6. Nesse trabalho, os autores classificam a barra de NGC 4321 como 1 indicando uma barra fraca. Rand (1995) também encontra uma barra fraca em mapas de CO. Também estudando mapas de CO, Sempere e Garcia-Burillo (1997) determinam a orientação da barra como sendo $PA = 110^\circ$, bastante próximo de nossa estimativa para a orientação do disco a partir da estrutura espiral. Castillo-Morales et al. (2007) estudam desvios de circularidade no campo de velocidades em regiões circumnucleares e determinam que as perturbações nessas regiões apresentam o grau de simetria necessário para a existência de uma barra, que eles detectam no óptico usando a distribuição das larguras equivalentes (EW) das linhas de absorção estelares, correspondentes à população velha. Os autores também determinam a velocidade do padrão da barra como

$\Omega_p = 160 \pm 70 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, valor bastante distinto mas dentro da barra de erro do obtido por Wada et al. (1998), $\Omega_p = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Satyapal et al. (2008) reportam, para NGC 4321, a classe T2, o que significa que, no óptico, a detecção de um AGN não é clara. O cenário é diferente no infravermelho em que eles detectam uma fonte compacta no centro da galáxia, indicando a existência de um AGN. A classificação óptica de NGC 4321, usada por esses autores é retirada de Ho et al. (1997). Haan et al. (2008), por outro lado, utiliza razões de linhas no óptico e classifica esse objeto como um LINER.

7. NGC 4651

O ajuste dos dois braços é bastante consistente mas o braço azul começa a ficar distorcido logo após sair da região interna. Os ângulos de posição do ajuste espiral e do 2MASS são bastante próximos, 72° e 80° respectivamente, e ambos diferem bastante da estimativa do RC3 (11°).

NGC 4651 possui redshift $z = 0.002685 \pm 0.000010$ (retirado do RC3), sendo uma galáxia próxima com magnitude $B_T = 11.4$ e classe de luminosidade $L = 2.5$. Sua classificação morfológica é SA(rs)c (T = 5) e classe de braços AC = 9. Laurikainen et al. (2004) contestam essa classificação morfológica com base na força de barra encontrada para essa galáxia, condizente com uma barra fraca. Buta et al. (2005) reportam uma força de barra ainda menor, indicando que NGC 4651 é barrada, mas com uma barra muito fraca, que pode ser de difícil detecção. Ho et al. (1997) classificam esse NGC 4651 como um LINER 2. Ela é uma galáxia isolada, de acordo com Karachentseva et al. (1986). Varela et al. (2004) corroboram esse resultado usando um critério mais robusto correspondente à razão entre a força de maré de uma possível companheira e a força interna nas regiões mais externas do disco. Esses autores, entretanto, não apresentam o valor dessa razão para NGC 4651, ou para qualquer galáxia considerada isolada no catálogo. Em contrapartida, Casasola et al. (2004) consideram não somente que esse objeto faz parte de sua amostra, selecionada a partir de Vorontsov-Velyaminov (1959, ARP 189) e Arp (1966, VV 56), mas como também apresentando forte interação. Esses autores não indicam quais seriam as galáxias companheiras de NGC 4651. Mesmo que esse objeto não seja interagente, é

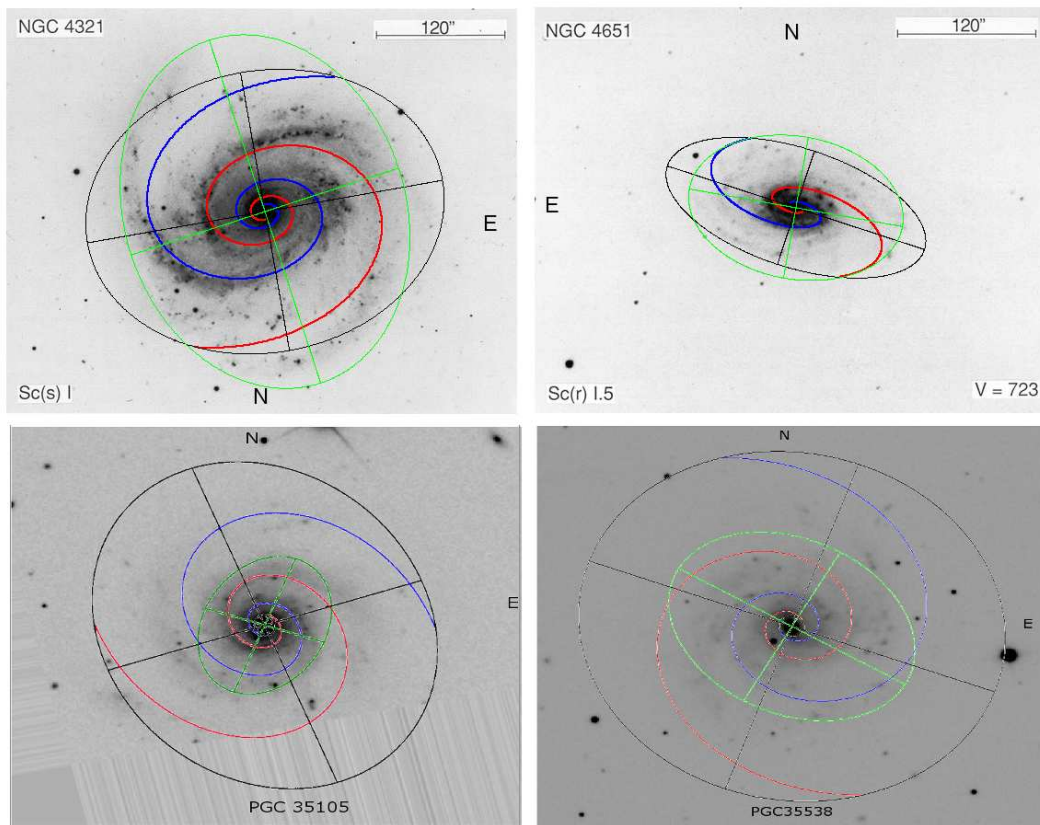


Figura 4.6: Painel dos candidatos a discos não circulares (continuação)

possível que o mesmo não seja de fato isolado. Koopmann e Kenney (2004) reporta que essa galáxia é parte do aglomerado de Virgo (em contradição com Karachentseva et al., 1986) e afirma que apresenta estruturas peculiares na região externa possível resultado de uma fusão recente. Coccato et al. (2004) reportam a existência

de gradientes de velocidade não nulos na direção do semi-eixo menor, nas regiões mais internas dessa galáxia, indicativo da existência de desvios de circularidade no movimento do gás em torno do centro da galáxia.

8. PGC 35105

Apesar dos braços serem mais tênues a sua forma interna está muito bem caracterizada.

PGC 35105 (ou UGC 6249) é a segunda galáxia mais distante dentre aquelas que apresentam os maiores desvios de PA ($z = 0.012429 \pm 0.000017$, de acordo com o RC3). Sua magnitude $B_T = 13.8$ e sua classe de luminosidade é $L = 1.8$, sendo uma das galáxias menos brilhantes da amostra. Sua classificação morfológica é SA(rs)c ($T = 5$) e sua classe de braços $AC = 5$. De acordo com Focardi e Kelm (2002), essa galáxia faz parte do tripleto CG 140, um grupo compacto pequeno com dimensões da ordem de 93 kpc e baixa dispersão de velocidade ($\sigma = 164 \text{ km s}^{-1}$). Kornreich et al. (2000) encontram evidência de desvios de simetria em PGC 35105 através da distribuição de HI.

9. PGC 35538

Braços espirais tênues mas seguindo de perto as regiões HII.

PGC 35538 (UGC 6510) é a mais distante das galáxias que apresentam os maiores desvios de PA, com um redshift $z = 0.015828 \pm 0.000017$ (da Costa et al., 1998). Sua magnitude $B_T = 13.0$ e sua classe de luminosidade $L = 5.0$. A classificação morfológica é SAB(rs)cd ($T = 5.5$). Prada et al. (2003) estudou o comportamento das dispersões de velocidade de galáxias satélites de objetos isolados e determina que PGC 35538 é uma galáxia primária com 4 satélites encontrados dentro de uma distância máxima de 360kpc estando a mais próxima a a 58kpc. Condon et al. (2002) reportam que PGC 35538 não é um AGN, baseado em observações no infravermelho distante.

Um aspecto interessante que podemos analisar com o auxílio dos nossos resultados é o comportamento do ângulo de passo dos braços espirais representado na figura 4.7. O histograma em preto representa o comportamento da totalidade da amostra e indica que

o ângulo de passo se restringe ao intervalo entre $5 - 41^\circ$. No entanto existe uma forte tendência de concentração do mesmo no intervalo $7 - 20^\circ$. Esta tendência faz com que o valor médio seja $\langle p \rangle = 17.3^\circ$ com uma variância amostral $\sigma_p = 6.1^\circ$. Estes valores são bastante representativos dos valores médios esperados para a população de galáxias espirais do tipo Sc que se situam em torno de 20° , que, de acordo com Kennicutt (1981).

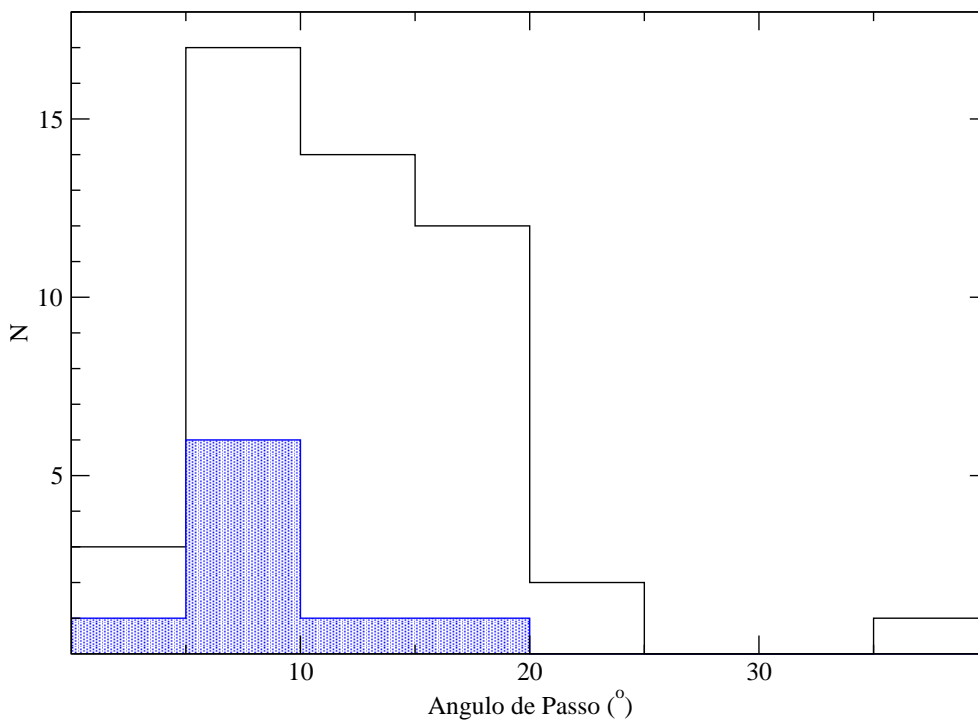


Figura 4.7: Distribuição do ângulo de passo das galáxias desta amostra. O histograma em azul representa os 9 objetos candidatos a ter um disco não circular.

Nesta mesma figura representamos na cor azul os valores do ângulo de passo para as 9 galáxias que acreditamos serem candidatas a possuírem discos não circulares. Como podemos verificar esta sub-amostra não difere muito da amostra total dos objetos. O valor médio do ângulo de passo destes objetos é $\langle p \rangle = 14.3^\circ$ com uma variância amostral $\sigma_p = 3.6^\circ$. Dado a dimensão desta amostra não podemos descartar a hipótese de que a distribuição do ângulo de passo seja idêntica ao da amostra total. Este resultado é uma indicação que apesar da orientação dos braços espirais ser afetada pela forma do disco o

ângulo de passo dos braços não sofre uma alteração apreciável.

4.4 Discussão

Como resultado desta análise acreditamos que a forma dos braços espirais destes objetos desviantes constituem um indicativo de que os seus discos não sejam circulares. Trata-se de uma evidência de caráter estatístico fundamentada na aplicação das espirais logarítmicas como descrição empírica dos braços espirais. Certamente que a confirmação de não circularidade destes discos depende de observações mais detalhadas que nos permitam testar esta hipótese individualmente para cada um destes objeto. Em princípio este material poderia ser obtido a partir de observações profundas no infravermelho próximo que nos permitam confirmar o achatamento e o ângulo de posição do semi-eixo maior. Ademais em um disco circular devemos esperar uma curva de rotação que dependa exclusivamente da projeção do disco em relação ao plano do céu. Em particular devemos esperar uma componente de velocidade de rotação nula ao longo do semi-eixo menor na direção do observador. Portanto a presença de uma curva de rotação não nula ao longo do semi-eixo menor pode ser vista como um forte indicador de não circularidade destes discos.

Nossa análise indica que grande parte dos objetos de nossa amostra são objetos que não apresentam desvios de circularidade. Se assumirmos que essa amostra é representativa de objetos Sc brilhantes e não interagentes, devemos concluir que galáxias espirais isoladas e brilhantes não apresentam, em geral, desvios de circularidade. Mais ainda, podemos ter certeza de que nossos resultados não são afetados pela seleção de objetos quase *face on* conforme discussão apresentada na figura 4.3.

No entanto os nossos resultados também indicam que existem evidências observacionais de que uma fração apreciável dos discos galácticos possuem elipticidade não nula em concordância com outros trabalhos da (Binney e de Vaucouleurs, 1981; Lambas et al., 1992; Rix e Zaritsky, 1995; Ryden, 2004). Na nossa avaliação a proporção de objetos que apresentam este tipo de distorção deve ser da ordem de 18%. Uma característica potencialmente importante deste efeito pode ser inferida a partir da figura 4.3 a qual indica que o desvio médio dos objetos candidatos a discos não circulares é da ordem de $70^\circ \pm 8^\circ$. Em particular não detectamos objetos com diferenças de PA na faixa entre $40 - 60^\circ$. Neste ponto não sabemos se este efeito é real ou se poderia ser um resultado fortuito devido à dimensão

relativamente reduzida da nossa amostra. Certamente esta é uma questão a ser melhor investigada.

Do ponto de vista teórico existem suspeitas de que a presença de distorções ovais em discos podem resultar com que o padrão espiral seja mais extenso do que previamente previsto para discos circulares. Sorensen e Matsuda (1982), por exemplo, examinam o efeito de uma distorção do tipo dipolo superposta a um disco de Toomre axissimétrico. Estes autores estudam um disco gasoso sem autogravidade e que portanto seria incapaz de formar um sistema de braços espirais caso o disco fosse circular. Nesta análise verificou-se que a introdução da distorção oval induz no gás um sistema de braços espirais estáveis que se estendem espacialmente mesmo após o ponto correspondente à OLR. Um possível exemplo desse tipo de comportamento pode ser visto em NGC 4736. Trujillo et al. (2009) examinam a estrutura da região externa dessa galáxia e concluem que possivelmente o disco interno desta galáxia atua como uma distorção oval que gera os braços espirais no seu disco externo. Evidências de formação estelar em regiões externas do disco óptico foram também estudadas por Zaritsky e Christlein (2007) que encontraram regiões de emissão ultravioleta entre $1.25R_{25} < R < 2R_{25}$, típicas de regiões de intensa formação estelar. Estes autores concluem que a formação de estrelas nesse ambiente poderia ser um processo comum e de longa duração. Estes trabalhos indicam que os objetos nos quais podemos observar braços espirais em regiões mais externas dos discos seriam candidatos naturais a apresentarem desvios de circularidade.

Existe ainda uma segunda possibilidade para existência dos discos não circulares associada à evolução cosmológica das galáxias. Simulações numéricas de formação de estruturas em cenários Λ CDM indicam que os halos de matéria escura de galáxias de disco podem adquirir naturalmente uma estrutura triaxial (Dubinski e Carlberg, 1991; Warren et al., 1992; Cole e Lacey, 1996; Jing e Suto, 2002; Bailin e Steinmetz, 2005; Allgood et al., 2006). Neste cenário espera-se que os discos formados em halos triaxiais devam apresentar discos elípticos (Binney, 1978). Um exemplo desse efeito é dado pelo trabalho de Heller et al. (2007). Nesse estudo os autores examinam o efeito destes halos triaxiais na formação das galáxias. A conclusão destes autores é que tais halos ($b/a \simeq 0.6-0.7$ e $c/a \simeq 0.75-0.85$) giram lentamente durante a idade de Hubble e perdem gradualmente parte de sua triaxialidade inicial. Parte desta perda se deve à formação de um disco não circular cujo semi-eixo

maior se encontra orientado perpendicularmente à direção do semi-eixo maior do halo.

Entretanto a elipticidade relatada na literatura parece ser bastante pequena, chegando apenas a $e = 0.1$ (Binney e de Vaucouleurs, 1981; Lambas et al., 1992; Rix e Zaritsky, 1995). Isso poderia ser um indicativo de porque a maioria dos discos galáctico não apresentaria efeitos de não circularidade. Neste cenário é possível que os 18% de discos ovais por nós encontrados representem os objetos que evoluíram dentro dos halos triaxiais mais alongados.

É possível ainda que em alguns casos as interações com galáxias próximas possam induzir a presença de distorções ovais. Por exemplo Elmegreen et al. (2000) examinam o sistema composto por NGC207 e IC 2163. Trata-se de um par em interação próxima o que possivelmente justificaria a distorção oval encontrada nestes objetos. Entretanto, de acordo com Bournaud et al. (2005), esse tipo de interação não parece capaz de causar assimetrias duradouras após o fim da interação gravitacional.

Conclusões e perspectivas

Neste trabalho investigamos a possibilidade de que uma fração das galáxias espirais possui discos não circulares. Nesta situação as órbitas estelares estáveis deixam de ser circulares causando um acoplamento entre a orientação intrínseca do disco e a orientação do seu padrão espiral. Com o intuito de estudar esse acoplamento, determinamos a orientação aparente dos discos de uma amostra de 49 galáxias Sc brilhantes, ajustando espirais com forma logarítmica aos seus respectivos padrões espirais. As estimativas baseadas nesta análise foram comparadas com as medidas do ângulo de posição (PA) obtidas a partir da forma externa dos discos tanto na região do óptico, utilizando dados extraídos do RC3, como no infravermelho próximo, a partir do catálogo 2MASS.

Um estudo da distribuição das diferenças entre nossas estimativas de PA e aquelas obtidas no RC3 usando as isofotas ópticas mais externas indica que essas diferenças não podem ser explicadas simplesmente por erros aleatórios de avaliação. Mostramos que tais erros de medida devem ser da ordem de 10° e esta amplitude de erro é insuficiente para explicar as diferenças de PA encontradas na nossa análise. Argumentamos que nos objetos com discos circulares presentes na nossa amostra a dispersão das diferenças de medidas de PA é da ordem de 13° e esta margem de erro aleatório é insuficiente para explicar a presença de objetos com grandes desvios de PA. A nossa conclusão é que existem na amostra cerca de 18% de galáxias (9 objetos) cujas estimativas de PA baseadas no padrão espiral são incompatíveis com a hipótese de circularidade de seus respectivos discos. Mostramos também que estes objetos desviantes não estão associados a galáxias vistas de face, o que poderia dificultar a avaliação do PA. Portanto é difícil explicar a presença destes objetos como resultado de um vício amostral. A conclusão mais natural é que, de

fato, estes objetos fazem parte de uma população de galáxias espirais cujos discos não são circulares. Estes desvios de circularidade são relativamente modestos em termos da razão axial intrínseca ($(b/a)_{intr} > 0.9$) mas deixam uma assinatura bastante clara na orientação do padrão espiral destes objetos.

O estudo individual destes objetos é um tema de grande interesse e deve ser continuado. Em princípio a assinatura de não circularidade, conforme demonstrado por outros autores, está presente no campo de velocidades do disco destas galáxias. Este é um tema que pretendemos investigar para os objetos desta amostra. Na verdade a metodologia que apresentamos pode ser facilmente aplicada a uma amostra de maiores proporções tornando possível o levantamento mais exaustivo de uma lista completa de galáxias candidatas a terem discos não circulares. Mostramos também que vários destes objetos foram analisados por outros autores e em alguns casos realmente existe a suspeita de não circularidade de seus discos.

As causas destes desvios de circularidade é motivo de debate na literatura. A atribuição deste efeito aos encontros fortuitos ou fusões não parece ser uma explicação convincente já que não seria duradoura (Bournaud et al., 2005). Pode ser que em alguns casos a presença de barras internas consigam gerar perturbações ovais na região externa do disco (Sorensen e Matsuda, 1982). E pode ocorrer ainda que tais desvios sejam remanescentes da evolução primordial dos halos de matéria escura das protogaláxias. Esta é uma possibilidade bastante interessante que tem sido aventada a partir das simulações numéricas cosmológicas (Dubinski e Carlberg, 1991; Warren et al., 1992; Cole e Lacey, 1996; Jing e Suto, 2002; Bailin e Steinmetz, 2005; Allgood et al., 2006). Como se vê este é um cenário bastante rico para as investigações teóricas.

Uma extensão natural desse trabalho para o futuro imediato consiste em estudar em detalhes, a estrutura dos 9 objetos que apresentam as maiores diferenças entre os PA's, uma vez que essas diferenças podem ser devidas à presença de estruturas não circulares em seus discos. Mais ainda, a organização estrutural desses objetos pode servir como base para estudos que visam o entendimento da estrutura dos halos de matéria escura triaxiais, comuns em simulações numéricas de N-corpos.

Outra possibilidade é o estudo detalhado da estrutura espiral formada em um halo triaxial. Como é descrito no capítulo 1, as órbitas fechadas nesses ambientes formam

elipses, o que introduz uma orientação preferencial no disco, a qual irá afetar a estrutura da onda espiral. Mais ainda, de acordo com Fuchs (2004), a existência de um halo de matéria escura vivo, que, em geral, é uma estrutura triaxial, deve estimular ondas de densidade. Assim, nos parece interessante explorar esse campo, de forma a gerar uma base teórica forte para suportar os resultados obtidos até o momento.

Referências Bibliográficas

- Adams F. C., Bloch A. M., Butler S. C., Druce J. M., Ketchum J. A., Orbital Instabilities in a Triaxial Cusp Potential, *ApJ*, 2007, vol. 670, p. 1027
- Aguilar L. A., Merritt D., The structure and dynamics of galaxies formed by cold dissipationless collapse, *ApJ*, 1990, vol. 354, p. 33
- Allgood B., Flores R. A., Primack J. R., Kravtsov A. V., Wechsler R. H., Faltenbacher A., Bullock J. S., The shape of dark matter haloes: dependence on mass, redshift, radius and formation, *MNRAS*, 2006, vol. 367, p. 1781
- Arp H., Atlas of Peculiar Galaxies, *ApJS*, 1966, vol. 14, p. 1
- Athanassoula E., A bar in the inner halo of barred galaxies - I. Structure and kinematics of a representative model, *MNRAS*, 2007, vol. 377, p. 1569
- Babcock H. W., The rotation of the Andromeda Nebula, *Lick Observatory Bulletin*, 1939, vol. 19, p. 41
- Bailin J., Kawata D., Gibson B. K., Steinmetz M., Navarro J. F., Brook C. B., Gill S. P. D., Ibata R. A., Knebe A., Lewis G. F., Okamoto T., Internal Alignment of the Halos of Disk Galaxies in Cosmological Hydrodynamic Simulations, *ApJ*, 2005, vol. 627, p. L17
- Bailin J., Steinmetz M., Internal and External Alignment of the Shapes and Angular Momenta of Λ CDM Halos, *ApJ*, 2005, vol. 627, p. 647
- Berentzen I., Shlosman I., Growing Live Disks within Cosmologically Assembling Asymmetric Halos: Washing Out the Halo Prolateness, *ApJ*, 2006, vol. 648, p. 807

- Binney J., Twisted and warped disks as consequences of heavy halos, *MNRAS*, 1978, vol. 183, p. 779
- Binney J., Resonant excitation of motion perpendicular to galactic planes, *MNRAS*, 1981, vol. 196, p. 455
- Binney J., de Vaucouleurs G., The apparent and true ellipticities of galaxies of different Hubble types in the Second Reference Catalogue, *MNRAS*, 1981, vol. 194, p. 679
- Binney J., Tremaine S., Galactic dynamics. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p., 1987
- Block D. L., Buta R., Knapen J. H., Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Puerari I., Gravitational Bar and Spiral Arm Torques from K_s -band Observations and Implications for the Pattern Speeds, *AJ*, 2004, vol. 128, p. 183
- Bournaud F., Combes F., Jog C. J., Puerari I., Lopsided spiral galaxies: evidence for gas accretion, *A&A*, 2005, vol. 438, p. 507
- Brough S., Forbes D. A., Kilborn V. A., Couch W., Southern GEMS groups - I. Dynamical properties, *MNRAS*, 2006, vol. 370, p. 1223
- Buta R., Block D. L., A Dust-penetrated Classification Scheme for Bars as Inferred from Their Gravitational Force Fields, *ApJ*, 2001, vol. 550, p. 243
- Buta R., Vasylyev S., Salo H., Laurikainen E., The Distribution of Bar and Spiral Arm Strengths in Disk Galaxies, *AJ*, 2005, vol. 130, p. 506
- Buta R. J., Knapen J. H., Elmegreen B. G., Salo H., Laurikainen E., Elmegreen D. M., Puerari I., Block D. L., Do Bars Drive Spiral Density Waves?, *AJ*, 2009, vol. 137, p. 4487
- Buta R. J., Zhang X., Pattern Corotation Radii from Potential-Density Phase-Shifts for 153 OSUBGS Sample Galaxies, *ApJS*, 2009, vol. 182, p. 559
- Casasola V., Bettoni D., Galletta G., The gas content of peculiar galaxies: Strongly interacting systems, *A&A*, 2004, vol. 422, p. 941

- Castillo-Morales A., Jiménez-Vicente J., Mediavilla E., Battaner E., Non-circular motion evidence in the circumnuclear region of M100 (NGC 4321), *MNRAS*, 2007, vol. 380, p. 489
- Coccatto L., Corsini E. M., Pizzella A., Morelli L., Funes J. G., Bertola F., Minor-axis velocity gradients in disk galaxies, *A&A*, 2004, vol. 416, p. 507
- Cole S., Lacey C., The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models, *MNRAS*, 1996, vol. 281, p. 716
- Condon J. J., Cotton W. D., Broderick J. J., Radio Sources and Star Formation in the Local Universe, *AJ*, 2002, vol. 124, p. 675
- Conselice C. J., The Relationship between Stellar Light Distributions of Galaxies and Their Formation Histories, *ApJS*, 2003, vol. 147, p. 1
- Curir A., Mazzei P., Bar instabilities in disk galaxies: the role of the triaxial halo, *A&A*, 1999, vol. 352, p. 103
- da Costa L. N., Willmer C. N. A., Pellegrini P. S., Chaves O. L., Rit e C., Maia M. A. G., Geller M. J., Latham D. W., Kurtz M. J., Huchra J. P., Ramella M., Fairall A. P., Smith C., L ipari S., The Southern Sky Redshift Survey, *AJ*, 1998, vol. 116, p. 1
- Danver C. G., A morphological investigation of some near galaxies, *Annals of the Observatory of Lund*, 1942, vol. 10, p. 7
- de Grijs R., Wilkinson M. I., Tadhunter C. N., From young massive star cluster to old globular: the L_V - σ_0 relationship as a diagnostic tool, *MNRAS*, 2005, vol. 361, p. 311
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Reference catalogue of bright galaxies, 1964
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin Jr. H. G., Buta R. J., Paturel G., Fouque P., Third Reference Catalogue of bright galaxies (RC3), *VizieR Online Data Catalog*, 1992, vol. 7137, p. 0
- Dong X. Y., De Robertis M. M., Low-Luminosity Active Galaxies and Their Central Black Holes, *AJ*, 2006, vol. 131, p. 1236

- Dubinski J., The effect of dissipation on the shapes of dark halos, *ApJ*, 1994, vol. 431, p. 617
- Dubinski J., Carlberg R. G., The structure of cold dark matter halos, *ApJ*, 1991, vol. 378, p. 496
- Elmegreen B. G., Kaufman M., Struck C., Elmegreen D. M., Brinks E., Thomasson M., Klarić M., Levay Z., English J., Frattare L. M., Bond H. E., Christian C. A., Hamilton F., Noll K., Hubble Space Telescope Observations of the Interacting Galaxies NGC 2207 and IC 2163, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 630
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., CO observations of the SAB galaxies NGC 157, 2903, 4321, and 5248, and the Seyfert galaxy NGC 1068, *AJ*, 1982, vol. 87, p. 626
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Arm classifications for spiral galaxies, *ApJ*, 1987, vol. 314, p. 3
- Eskridge P. B., Frogel J. A., Pogge R. W., Quillen A. C., Berlind A. A., Davies R. L., DePoy D. L., Gilbert K. M., Houdashelt M. L., Kuchinski L. E., Ramírez S. V., Sellgren K., Stutz A., Terndrup D. M., Tiede G. P., Near-Infrared and Optical Morphology of Spiral Galaxies, *ApJS*, 2002, vol. 143, p. 73
- Fasano G., Amico P., Bertola F., Vio R., Zeilinger W. W., The intrinsic shapes of galactic discs, *MNRAS*, 1993, vol. 262, p. 109
- Fisher D. B., Drory N., The Structure of Classical Bulges and Pseudobulges: the Link Between Pseudobulges and SÉRSIC Index, *AJ*, 2008, vol. 136, p. 773
- Focardi P., Kelm B., Compact groups in the UZC galaxy sample, *A&A*, 2002, vol. 391, p. 35
- Franx M., de Zeeuw T., Elongated disks and the scatter in the Tully-Fisher relation, *ApJ*, 1992, vol. 392, p. L47
- Fuchs B., Density waves in the shearing sheet. IV. Interaction with a live dark halo, *A&A*, 2004, vol. 419, p. 941

- Fukugita M., Nakamura O., Okamura S., Yasuda N., Barentine J. C., Brinkmann J., Gunn J. E., Harvanek M., Ichikawa T., Lupton R. H., Schneider D. P., Strauss M. A., York D. G., A Catalog of Morphologically Classified Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey: North Equatorial Region, *AJ*, 2007, vol. 134, p. 579
- García-Gómez C., Barberà C., Athanassoula E., Bosma A., Whyte L., Deprojecting spiral galaxies using Fourier analysis. Application to the Ohio sample, *A&A*, 2004, vol. 421, p. 595
- García-Ruiz I., Sancisi R., Kuijken K., Neutral hydrogen and optical observations of edge-on galaxies: Hunting for warps, *A&A*, 2002, vol. 394, p. 769
- Goldreich P., Lynden-Bell D., II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities, *MNRAS*, 1965, vol. 130, p. 125
- Grosbøl P., Patsis P. A., Pompei E., Spiral galaxies observed in the near-infrared K band. I. Data analysis and structural parameters, *A&A*, 2004, vol. 423, p. 849
- Grosbol P. J., Morphology of spiral galaxies. I - General properties, *A&AS*, 1985, vol. 60, p. 261
- Haan S., Schinnerer E., Mundell C. G., García-Burillo S., Combes F., Atomic Hydrogen Properties of Active Galactic Nuclei Host Galaxies: H I in 16 Nuclei of Galaxies (nuga) Sources, *AJ*, 2008, vol. 135, p. 232
- Hackwell J. A., Schweizer F., Infrared mapping and UBVRi photometry of the spiral galaxy NGC 1566, *ApJ*, 1983, vol. 265, p. 643
- Haynes M. P., van Zee L., Hogg D. E., Roberts M. S., Maddalena R. J., Asymmetry in high-precision global H I profiles of isolated spiral galaxies, *AJ*, 1998, vol. 115, p. 62
- Heisler J., Merritt D., Schwarzschild M., Retrograde closed orbits in a rotating triaxial potential, *ApJ*, 1982, vol. 258, p. 490
- Heller C. H., Shlosman I., Athanassoula E., Structure Formation inside Triaxial Dark Matter Halos: Galactic Disks, Bulges, and Bars, *ApJ*, 2007, vol. 671, p. 226

- Hernández-Toledo H. M., Zendejas-Domínguez J., Avila-Reese V., BVRI Surface Photometry of Isolated Spiral Galaxies, *AJ*, 2007, vol. 134, p. 2286
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., A Search for “Dwarf” Seyfert Nuclei. III. Spectroscopic Parameters and Properties of the Host Galaxies, *ApJS*, 1997, vol. 112, p. 315
- Hogg D. E., Roberts M. S., Haynes M. P., Maddalena R. J., Diffuse H I Disks in Isolated Galaxies, *AJ*, 2007, vol. 134, p. 1046
- Jarrett T. H., Chester T., Cutri R., Schneider S. E., Huchra J. P., The 2MASS Large Galaxy Atlas, *AJ*, 2003, vol. 125, p. 525
- Jing Y. P., Suto Y., Triaxial Modeling of Halo Density Profiles with High-Resolution N-Body Simulations, *ApJ*, 2002, vol. 574, p. 538
- Julian W. H., Toomre A., Non-Axisymmetric Responses of Differentially Rotating Disks of Stars, *ApJ*, 1966, vol. 146, p. 810
- Karachentseva V. E., Karachentsev I. D., Southern Isolated Galaxy Triplets, *Astronomy Reports*, 2000, vol. 44, p. 501
- Karachentseva V. E., Lebedev V. S., Shcherbanovskij A. L., Catalogue of Isolated Galaxies., *Bulletin d’Information du Centre de Données Stellaires*, 1986, vol. 30, p. 125
- Kazantzidis S., Kravtsov A. V., Zentner A. R., Allgood B., Nagai D., Moore B., The Effect of Gas Cooling on the Shapes of Dark Matter Halos, *ApJ*, 2004, vol. 611, p. L73
- Kennicutt Jr. R. C., The shapes of spiral arms along the Hubble sequence, *AJ*, 1981, vol. 86, p. 1847
- Kent S. M., Dark matter in spiral galaxies. I - Galaxies with optical rotation curves, *AJ*, 1986, vol. 91, p. 1301
- Kent S. M., Dark matter in spiral galaxies. II - Galaxies with H I rotation curves, *AJ*, 1987, vol. 93, p. 816

- Kilborn V. A., Koribalski B. S., Forbes D. A., Barnes D. G., Musgrave R. C., A wide-field HI study of the NGC 1566 group, *MNRAS*, 2005, vol. 356, p. 77
- Knapen J. H., Mazzuca L. M., Böker T., Shlosman I., Colina L., Combes F., Axon D. J., Massive star formation in the central regions of spiral galaxies, *A&A*, 2006, vol. 448, p. 489
- Koopmann R. A., Kenney J. D. P., H α Morphologies and Environmental Effects in Virgo Cluster Spiral Galaxies, *ApJ*, 2004, vol. 613, p. 866
- Korchagin V., Kikuchi N., Miyama S. M., Orlova N., Peterson B. A., Global Spiral Modes in NGC 1566: Observations and Theory, *ApJ*, 2000, vol. 541, p. 565
- Koribalski B. S., Staveley-Smith L., Kilborn V. A., Ryder S. D., Kraan-Korteweg R. C., Ryan-Weber E. V., Ekers R. D., Jerjen H., Henning P. A., Putman M. E., Zwaan M. A., de Blok W. J. G., Calabretta M. R., The 1000 Brightest HIPASS Galaxies: H I Properties, *AJ*, 2004, vol. 128, p. 16
- Kornreich D. A., Haynes M. P., Lovelace R. V. E., van Zee L., Departures From Axisymmetric Morphology and Dynamics in Spiral Galaxies, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 139
- Lambas D. G., Maddox S. J., Loveday J., On the true shapes of galaxies, *MNRAS*, 1992, vol. 258, p. 404
- Laurikainen E., Salo H., Buta R., Vasylyev S., Bar-induced perturbation strengths of the galaxies in the Ohio State University Bright Galaxy Survey - I, *MNRAS*, 2004, vol. 355, p. 1251
- Lin C. C., Shu F. H., On the Spiral Structure of Disk Galaxies., *ApJ*, 1964, vol. 140, p. 646
- Lindblad B., On the possibility of a quasi-stationary spiral structure in galaxies, *Stockholms Observatoriums Annaler*, 1963, vol. 22, p. 5
- Loveday J., , PhD thesis, University of Cambridge, (1989), 1989, Tese de Doutorado
- Lucy L. B., An iterative technique for the rectification of observed distributions, *AJ*, 1974, vol. 79, p. 745

- Ma J., Properties of disks and spiral arms along the Hubble sequence, *A&A*, 2002, vol. 388, p. 389
- Ma J., Peng Q.-H., Gu Q.-S., The thicknesses and inclinations of 71 northern spiral galaxies, *A&AS*, 1998, vol. 130, p. 449
- Ma J., Zhao J. L., Shu C. G., Peng Q. H., Some statistical properties of spiral galaxies, *A&A*, 1999, vol. 350, p. 31
- Madore B. F., Freedman W. L., Bothun G. D., Companions to Isolated Elliptical Galaxies: Revisiting the Bothun-Sullivan Sample, *ApJ*, 2004, vol. 607, p. 810
- Maiolino R., Rieke G. H., Low-Luminosity and Obscured Seyfert Nuclei in Nearby Galaxies, *ApJ*, 1995, vol. 454, p. 95
- Marinova I., Jogee S., Characterizing Bars at $z \sim 0$ in the Optical and NIR: Implications for the Evolution of Barred Disks with Redshift, *ApJ*, 2007, vol. 659, p. 1176
- Materne J., On the Dynamical Stability of the NGC 1023 Group, *A&A*, 1974, vol. 33, p. 451
- Milgrom M., A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis, *ApJ*, 1983, vol. 270, p. 365
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering, *ApJ*, 1997, vol. 490, p. 493
- Osmond J. P. F., Ponman T. J., The GEMS project: X-ray analysis and statistical properties of the group sample, *MNRAS*, 2004, vol. 350, p. 1511
- Ostriker J. P., Peebles P. J. E., A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies: or, can Cold Galaxies Survive?, *ApJ*, 1973, vol. 186, p. 467
- Patsis P. A., Ordered and chaotic spiral arms, *Astronomische Nachrichten*, 2008, vol. 329, p. 930
- Peng Q.-H., A method of determining the thickness of spiral galaxies by solution of the three-dimensional Poisson equation, *A&A*, 1988, vol. 206, p. 18

- Pohlen M., Trujillo I., The structure of galactic disks. Studying late-type spiral galaxies using SDSS, *A&A*, 2006, vol. 454, p. 759
- Prada F., Vitvitska M., Klypin A., Holtzman J. A., Schlegel D. J., Grebel E. K., Rix H., Brinkmann J., McKay T. A., Csabai I., Observing the Dark Matter Density Profile of Isolated Galaxies, *ApJ*, 2003, vol. 598, p. 260
- Ramos Almeida C., Levenson N. A., Rodríguez Espinosa J. M., Alonso-Herrero A., Asensio Ramos A., Radomski J. T., Packham C., Fisher R. S., Telesco C. M., The Infrared Nuclear Emission of Seyfert Galaxies on Parsec Scales: Testing the Clumpy Torus Models, *ApJ*, 2009, vol. 702, p. 1127
- Rand R. J., Berkeley-Illinois-Maryland Array Observations of Molecular Spiral Structure in M100 (NGC 4321), *AJ*, 1995, vol. 109, p. 2444
- Reshetnikov V., Combes F., Statistics of optical WARPS in spiral disks, *A&A*, 1998, vol. 337, p. 9
- Rix H.-W., Zaritsky D., Nonaxisymmetric Structures in the Stellar Disks of Galaxies, *ApJ*, 1995, vol. 447, p. 82
- Rubin V. C., Thonnard N., Ford Jr. W. K., Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC, *ApJ*, 1978, vol. 225, p. L107
- Ryden B. S., The Ellipticity of the Disks of Spiral Galaxies, *ApJ*, 2004, vol. 601, p. 214
- Sachs R. K., Wolfe A. M., Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background, *ApJ*, 1967, vol. 147, p. 73
- Sanchez-Saavedra M. L., Battaner E., Florido E., Frequency of Warped Spiral Galaxies at Visible Wavelengths, *MNRAS*, 1990, vol. 246, p. 458
- Sandage A., Freeman K. C., Stokes N. R., The Intrinsic Flattening of E, S0, and Spiral Galaxies as Related to Galaxy Formation and Evolution, *ApJ*, 1970, vol. 160, p. 831
- Sandage A., Tammann G. A., Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies. In Carnegie Inst. of Washington, Publ. 635; Vol. 0; Page 0 , 1981, p. 0

- Satyapal S., Vega D., Dudik R. P., Abel N. P., Heckman T., Spitzer Uncovers Active Galactic Nuclei Missed by Optical Surveys in Seven Late-Type Galaxies, *ApJ*, 2008, vol. 677, p. 926
- Sellwood J. A., Carlberg R. G., Spiral instabilities provoked by accretion and star formation, *ApJ*, 1984, vol. 282, p. 61
- Sempere M. J., Garcia-Burillo S., Molecular gas in the barred spiral M 100. I. The IRAM 30m map., *A&A*, 1997, vol. 325, p. 769
- Shields J. C., Walcher C. J., Böker T., Ho L. C., Rix H., van der Marel R. P., An Accreting Black Hole in the Nuclear Star Cluster of the Bulgeless Galaxy NGC 1042, *ApJ*, 2008, vol. 682, p. 104
- Simha V., Steigman G., Constraining the early-Universe baryon density and expansion rate, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 2008, vol. 6, p. 16
- Sorensen S.-A., Matsuda T., Gaseous spiral arms produced by oval distortions in disc galaxies, *MNRAS*, 1982, vol. 198, p. 865
- Statler T. S., Self-consistent models of perfect triaxial galaxies, AA(Princeton Univ., NJ.), 1986, Tese de Doutorado
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis: Successes and Challenges, *International Journal of Modern Physics E*, 2006, vol. 15, p. 1
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2007, vol. 57, p. 463
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis After WMAP, *ArXiv e-prints*, 2009
- Tegmark M., Blanton M. R., Strauss M. A., Hoyle F., et. al. The Three-Dimensional Power Spectrum of Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey, *ApJ*, 2004, vol. 606, p. 702
- Tift W. G., Cocke W. J., Uncertainties in 21 centimeter redshifts. I - Data, *ApJS*, 1988, vol. 67, p. 1

-
- Trujillo I., Martínez-Valpuesta I., Martínez-Delgado D., Peñarrubia J., Gabany R. J., Pohlen M., Unveiling the Nature of M94's (NGC4736) Outer Region: A Panchromatic Perspective, *ApJ*, 2009, vol. 704, p. 618
- Varela J., Moles M., Márquez I., Galletta G., Masegosa J., Bettoni D., Properties of isolated disk galaxies, *A&A*, 2004, vol. 420, p. 873
- Vorontsov-Velyaminov B. A., Atlas and catalog of interacting galaxies. 1959, Sternberg Institute, Moscow State University.. In Atlas and catalog of interacting galaxies (1959) , 1959, p. 0
- Wada K., Sakamoto K., Minezaki T., Numerical Modeling for the Gaseous and Stellar Structure of the Central Region of NGC 4321, *ApJ*, 1998, vol. 494, p. 236
- Warren M. S., Quinn P. J., Salmon J. K., Zurek W. H., Dark halos formed via dissipationless collapse. I - Shapes and alignment of angular momentum, *ApJ*, 1992, vol. 399, p. 405
- Wilczynski E. J., Outlines of a Theory of Spiral and Planetary Nebulae., *ApJ*, 1896, vol. 4, p. 97
- Zaritsky D., Christlein D., On the Extended Knotted Disks of Galaxies, *AJ*, 2007, vol. 134, p. 135
- Zwicky F., On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae, *ApJ*, 1937, vol. 86, p. 217

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

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

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

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