

PUBLICAÇÃO ESPECIAL

Nº 19
1993

DETERMINAÇÕES DO CAMPO DE DENSIDADE E
DE NÍVEIS DE SEGREGAÇÃO DE GALÁXIAS

Basílio Xavier Santiago

Tese de Doutorado
Rio de Janeiro, Dezembro/93

CONSELHO NACIONAL DE DESENVOLVIMENTO CIENTÍFICO
E TECNOLÓGICO

OBSERVATÓRIO NACIONAL
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

DETERMINAÇÕES DO CAMPO DE DENSIDADE
E DE NÍVEIS DE SEGREGAÇÃO DE GALÁXIAS

BASÍLIO XAVIER SANTIAGO

TESE DE DOUTORADO

Defendida em 2 de dezembro de 1993
perante banca composta por:

Dr. Paulo Sérgio Souza Pellegrini
Dr. Hugo Vicente Capelato
Dr. Laerte Sodré
Dr. Márcio Antonio Geimba Maia
Dr. Reinaldo Ramos de Carvalho

AGRADECIMENTOS

Foram várias as pessoas que nos ajudaram e incentivaram durante este trabalho. Reinaldo Ramos de Carvalho nos encorajou decisivamente a fazer o doutorado sanduiche no Instituto de Tecnologia da Califórnia (Caltech). Sua atuação como elemento de contato inicial com os pesquisadores no exterior, bem como de apoio aqui no Brasil, foi fundamental para o sucesso desta iniciativa.

Luiz Nicolaci da Costa, mesmo distante durante grande parte do tempo, foi sempre uma pessoa amiga, uma referência segura e um bom exemplo.

Nossa chegada a Caltech foi carregada de insegurança, ansiedade e curiosidade. Insegurança por não sabermos se estávamos realmente à altura da responsabilidade que nos fora depositada. Ansiedade pela mudança tão brusca de vida; foram apenas algumas horas para que todo o nosso mundo pessoal ficasse para trás. E, obviamente, curiosidade pelo mundo novo e desconhecido que, também tão rapidamente, surgiu à nossa frente.

Apesar das incertezas iniciais, devemos dizer que trabalhar em Caltech foi sempre motivo de alegria e orgulho. Sair de lá após dois anos, foi motivo de tristeza. Ali nós aprendemos que é perfeitamente possível conciliar trabalho duro e responsabilidades com uma vida tranqüila, feliz e extremamente rica em experiências. Esta foi a maior lição que tivemos durante nossa estada no exterior. Este aprendizado não se deu com alguém em especial, mas através de todo um ambiente, dominado por pessoas de mentalidade extremamente profissional, cabeça fria e espírito construtivo. Muito obrigado aos meus colegas de Caltech, pela convivência agradável, pelas lições ensinadas e pelas oportunidades que nos foram dadas. Mas nós seríamos injustos se não citássemos dois nomes que nos foram particularmente marcantes:

George Djorgovski, como orientador e elemento de apoio e incentivo. George não apenas viabilizou nossa estada em Caltech, mas também ajudou a torná-la mais agradável e produtiva.

Este trabalho não teria acontecido não fosse por Michael A. Strauss. Michael foi o idealizador deste projeto de tese. Mas muito mais que isso, ele foi um orientador participativo, solidário e estimulante. Foi, sem dúvida, a maior contribuição individual para que esta tese chegasse ao fim e para que nós hoje possamos ter a consciência tranqüila do dever cumprido. Michael, if this was your first experience as an adviser, I must tell you: you had an excellent start!

De volta ao Brasil, nada como encontrar uma estrutura já convenientemente montada, temos certeza de que com muita dificuldade, como esta do Departamento de Astronomia do ON (DAN). Foi motivo de muita satisfação descobrir que, apesar de todas as dificuldades associadas à atividade de pesquisa em nosso país, é possível dar continuidade aqui a um trabalho iniciado em uma instituição de primeira linha do exterior. Estaremos sempre torcendo, e mais do que

isso, trabalhando muito, para que este processo de avanço da Astronomia no Brasil continue e prospere.

Agradecemos em especial a Paulo Sérgio Souza Pellegrini, pela sua atenção e tranqüilidade, tão úteis nos momentos difíceis. Aos nossos demais colegas e compatriotas do DAN, da PG e do ON, especificamente àqueles companheiros das dificuldades, da assiduidade, da dedicação, do sacrifício e, sobretudo, do amor ao trabalho, nosso muito obrigado e um grande abraço.

Esta tese foi apoiada financeiramente pelo CNPq, através de bolsas de estudo, no país e no exterior, bem como de um auxílio individual para viagem.

ÍNDICE

I. Introdução	1
I.A Os primeiros “redshift surveys”	8
I.B Movimentos peculiares	11
I.C Levantamentos mais recentes	13
I.D Segregação de galáxias	17
II. Métodos de determinação de densidades e de análise de segregação	21
II.A Funções de seleção e de luminosidade	22
II.B Estimadores de densidade	26
II.B.1 Densidade em conchas radiais	28
II.B.2 Densidade em uma rede de pontos	29
II.C Análise de segregação	30
II.D Simulações de Monte-Carlo	34
Descrição das figuras	37
Figuras	38
III. <i>Large Scale Morphological Segregation in the Center for Astrophysics</i> <i>Redshift Survey</i> (Santiago, B., & Strauss, M.A., 1992. ApJ, 387, 9)	40
IV. Uma amostra de galáxias óticas sobre quase todo o céu	53
IV.A Seleção da amostra	54
IV.B Métodos de observação e redução	58
IV.B.1 Procedimento de coleta dos dados	60
IV.B.2 Procedimento de redução dos dados	62
IV.B.3 Controle dos arquivos de dados	68
IV.C Mapeamento das estruturas no Universo próximo	69
Descrição das figuras	73
Figuras	74
V. Análise de erros sistemáticos e aleatórios na função de seleção e no campo de densidade	88
V.A Efeitos de extinção galáctica	88

V.A.1	Descrição do problema	88
V.A.2	Métodos de correção para extinção galáctica	92
V.B.	Influência dos erros nas magnitudes e nos diâmetros	96
V.B.1	Erros sistemáticos	97
V.B.2	Erros aleatórios	101
V.C	Efeitos e correções complementares	104
V.C.1	Correção para efeitos de arredondamento de magnitudes e diâmetros	104
V.C.2	Diâmetros	105
	Descrição das figuras	108
	Figuras	111
VI.	Análise do campo de densidade de ORS	127
VI.A	Preparação da amostra	127
VI.A.1	Áreas excluídas da análise	128
VI.A.2	Regiões de alta densidade	130
VI.A.3	Amostra ESO limitada em magnitude	131
VI.A.4	Dificuldades na derivação das funções de seleção	132
VI.B	Análise de segregação morfológica	137
VI.B.1	Funções de seleção	138
VI.B.2	Estimativas de densidades	143
VI.B.2.a	Segregação morfológica em ORS-m	143
VI.B.2.b	Segregação morfológica em ORS- θ	156
VI.C	Comparação entre amostras óticas e IRAS	160
	Descrição das figuras	170
	Figuras	173
VII.	Conclusões	189
	Bibliografia	196

RESUMO

O campo de densidade delineado por galáxias selecionadas a partir de suas propriedades na região ótica do espectro é estudado. Ênfase é dada na investigação de possíveis variações no campo de densidade em função de diferentes parâmetros. Técnicas de simulação e métodos estatísticos de análise são desenvolvidos para este fim. Estas técnicas visam a quantificar o grau de segregação em grandes escalas, utilizando todo o volume amostrado. A existência de segregação de galáxias é inicialmente investigada em função do tipo morfológico. Níveis significativos de segregação morfológica são detetados em uma análise preliminar. Estes resultados não se restringem apenas a pequenas escalas, sendo também observados em ambientes gerais de densidade de galáxias.

Medidas de velocidade radial são obtidas para aproximadamente 800 objetos, com o intuito de completar um levantamento de galáxias que cubra quase todo o céu em ambos os hemisférios. Este esforço, envolvendo uma colaboração de vários pesquisadores, está essencialmente terminado. Duas amostras completas de galáxias, uma limitada em magnitude e a outra em diâmetro, são extraídas a partir da composição dos novos dados com outros pré-existentes. Pelo fato de estas novas amostras cobrirem regiões sujeitas a significativa absorção pelo meio interestelar, um cuidado especial é tomado no sentido de levar em conta este efeito. Métodos de derivação de funções de luminosidade (ou de diâmetro) e campos de densidade isentos de efeitos sistemáticos são desenvolvidos. O efeito de extinção galáctica, tanto sobre diâmetros quanto magnitudes, é estudado. A influência de outros erros sistemáticos e aleatórios, associados às medidas de magnitudes e diâmetros, sobre a derivação de funções de seleção e de medidas de densidade é também analisada. Técnicas de simulação são novamente desenvolvidas para esta finalidade. A aplicação dos métodos de segregação às novas amostras óticas confirma a existência de variações no campo de densidade em função da morfologia. Medidas de fatores de segregação relativos entre as diferentes classes morfológicas são obtidas pela comparação de seus respectivos campos de densidade. Os resultados são, uma vez mais, relativamente insensíveis à presença de aglomerados e outras regiões de alta densidade.

Variações no campo de densidade de galáxias são também estudadas em função do critério de seleção usado na definição de uma amostra. Para este fim, são utilizadas galáxias selecionadas no infra-vermelho, pertencentes à base de dados do satélite IRAS. A distribuição destas últimas é comparada com a de galáxias óticas. São também feitas comparações entre amostras selecionadas por magnitude e por diâmetro. Diferenças significativas são observadas nesta última comparação. Este resultado é interpretado como uma indicação da existência de segregação em função do brilho superficial, sendo este um efeito independente da segregação

morfológica. Já a comparação entre galáxias IRAS e óticas revela que a distribuição espacial das primeiras é consistente com a das últimas. São obtidas novas medidas de fatores de segregação relativos entre as diferentes amostras estudadas.

A existência de segregação em função de mais um parâmetro, confirmando resultados anteriores, pode indicar a presença de mais de um mecanismo responsável pela segregação de galáxias. Os resultados são comparados com os de diversos outros trabalhos. Suas conseqüências sobre os diferentes cenários de formação e evolução de estruturas no Universo são discutidas. As limitações da presente análise são também debatidas, bem como as perspectivas para o futuro.

ABSTRACT

The density field as traced by optically selected galaxies is investigated. Special attention is devoted to the variations in the galaxy density field as a function of several different parameters. New statistical and simulation techniques are applied for this purpose. These methods of analysis are suited as probes to the amount of segregation on large scales. Density field variations are first studied as a function of morphological types. Significant confidence levels of segregation are obtained in a preliminary analysis. These results are found not to be restricted to clusters or small scales, but are rather seen in more typical density environments.

Radial velocity measurements are made for about 800 galaxies. This survey, aimed towards completing a nearly all-sky optical sample, is essentially finished. Such an effort, which was the result of a collaboration involving several investigators, when combined with already available data, has led to the completion of two samples: one magnitude-limited and the other, diameter-limited. Given the significant amount of Galactic extinction in many of the surveyed areas of the sky, care is taken in order to correct for this effect when deriving luminosity (or diameter) functions and density fields. A maximum-likelihood technique is developed for this purpose and is tested by means of Monte-Carlo simulations. The influence of systematic and random magnitude or diameter errors over the samples selection functions and density estimates is also investigated, again with the help of simulations. By applying the segregation techniques to the new optical samples, we confirm the earlier results. Relative bias factors between the different morphological classes are also estimated by directly comparing their respective density measurements. The new results are once more relatively insensitive to the presence of clusters and other high-density regions.

Density field variations are studied as a function of the different sample selection criteria. A recently completed IRAS redshift sample is also used in this latter analysis. Comparisons are made between the magnitude-limited and the diameter-limited samples as well. Significant differences are derived in the latter comparison. The result is interpreted as an effect of surface brightness segregation, independent from the one due to morphology. As for the comparison between IRAS and optical samples, the results indicate that they are consistent with being drawn from the same galaxy distribution. Relative bias factors are again obtained for these new density field comparisons.

The existence of more than one parameter associated to large scale segregation may reflect the presence of several mechanisms responsible for driving this segregation. The results are compared to those of other authors and their consequences on different scenarios of structure formation are briefly discussed. The limitations of the present analysis are also assessed, as well as the future perspectives.

I. INTRODUÇÃO

As duas últimas décadas trouxeram um enorme aumento na quantidade e qualidade de dados observacionais na área de astronomia. Contribuíram para isso o desenvolvimento instrumental, em especial pela ampla utilização dos *Charge Coupled Devices* (CCDs), e o grande progresso experimentado pela indústria de informática. A maior eficiência quântica e o maior domínio dinâmico do CCD com relação às placas fotográficas garantem a obtenção de dados de melhor qualidade para um tempo de exposição fixo ou, alternativamente, de um maior número de observações se fixada a sua qualidade. Estas características, associadas à possibilidade de armazenarmos e manipularmos bases de dados cada vez mais amplas e de maneira cada vez mais ágil, vêm permitindo a realização de extensos levantamentos, tanto espectroscópicos quanto fotométricos (Soifer 1993).

Entre as possibilidades abertas pelos recentes avanços tecnológicos, encontra-se a de mapear com detalhe e profundidade crescentes as estruturas delineadas pela distribuição de galáxias. A motivação para este mapeamento não se explica apenas pela curiosidade natural de sabermos qual a “aparência do Universo”. Mais relevante do que essa abordagem botânica, pela qual identificamos e batizamos as estruturas observadas, medindo seu tamanho e sua forma, é a possibilidade de utilizarmos dados observacionais para compreendermos a origem e evolução dessas estruturas e, a partir daí, inferir informações sobre o Universo como um todo. Entretanto, a nossa ignorância sobre as características gerais deste último, como sua massa e composição, bem como sobre o domínio de aplicabilidade das leis da física por nós conhecidas, dificultam enormemente a perspectiva de que possamos ter respostas definitivas sobre a origem do Universo ou das estruturas que o compõem. Somando-se a isso a quantidade relativamente limitada de informações ainda disponíveis e passíveis de serem obtidas sobre objetos distantes, faz-se necessária a adoção de hipóteses iniciais de trabalho.

Em nosso atual estágio de conhecimento, pressupomos que o Universo seja homogêneo e isotrópico em escalas suficientemente amplas. Esta hipótese é comumente denominada de Princípio Cosmológico. A homogeneidade implica que observadores situados em diferentes regiões são capazes de obter as mesmas informações a respeito das propriedades do Universo em que vivem. Já a isotropia implica que estas propriedades são as mesmas em todas as direções. Como consequência destas premissas, as leis naturais que hoje conhecemos são de validade geral. Além disso, o estudo das regiões vizinhas a nós, desde que estas regiões sejam suficientemente amplas de forma a permitir uma amostragem confiável das características gerais do Universo, traz em si embutida a possibilidade de analisá-lo como um todo.

Historicamente, as hipóteses enunciadas pelo Princípio Cosmológico foram adotadas como forma de simplificar as equações de Einstein, permitindo assim, a obtenção dos primeiros modelos de Universo baseados no formalismo da Relatividade Geral. A métrica mais geral de um

espaço que satisfaz as propriedades de homogeneidade e isotropia é a de Friedman-Robertson-Walker (FRW). As equações de Einstein aplicadas a um fluido perfeito e a esta métrica levam à equação de Friedman. Diferentes modelos de Universo podem ser então obtidos, dependendo da forma específica assumida para a equação de estado, para o parâmetro de curvatura e para a constante cosmológica. Um elemento comum às soluções baseadas na métrica FRW é o fato de que estas só admitem movimentos de expansão ou de contração. Pontos afastados por uma dada distância, se afastam ou se aproximam com uma velocidade proporcional a esta distância. Essas soluções prevêm ainda um aumento (diminuição) no comprimento de onda da radiação eletromagnética em função da expansão (contração) do Universo. A variação entre o comprimento de onda da radiação emitida por uma fonte e aquele detetado por um observador distante será uma função da variação das dimensões físicas do Universo entre o instante da emissão pela fonte e o da recepção pelo observador.

Pouco depois da divulgação destas primeiras previsões, a idéia de um Universo homogêneo e isotrópico encontrou forte respaldo observacional. Hubble (1929) constatou que as galáxias apresentavam desvio para o vermelho em suas linhas espectrais e que a amplitude de tal desvio era proporcional à distância à qual elas se encontravam. A interpretação dada para essas observações, e aceita até hoje, é a de que o Universo se encontra em expansão. Matematicamente, temos então a relação

$$V_r = H_0 r = cz, \quad (1.1)$$

onde V_r é a velocidade de recessão de uma galáxia, r é a sua distância a nós, z é o seu “redshift” observado, c é a velocidade da luz no vácuo e $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ($0.5 \leq h \leq 1$) é a constante de Hubble. A primeira igualdade acima, conforme mencionado anteriormente, resulta da hipótese de um Universo homogêneo e isotrópico, sendo a constante de Hubble uma medida da taxa com que o Universo se expande no presente momento. Além de H_0 , um outro parâmetro importante associado às soluções da equação de Friedman é o parâmetro de desaceleração, q_0 . Este último estabelece um limite de validade para a segunda igualdade dada acima. A rigor, a relação distância vs “redshift” contém termos de ordem superior em z , que são dependentes de q_0 . O desconhecimento do valor de q_0 , portanto, limita a possibilidade de determinarmos distâncias a partir de medidas de “redshift”. A aproximação representada pela expressão (1.1), contudo, é válida para $0 < z \lesssim 0.1 - 0.2$. Definimos então o Universo próximo como sendo o volume incluído dentro destes limites. Dentro deste volume, a distribuição espacial de galáxias pode ser determinada usando-se apenas medidas do “redshift” das raiais espectrais desses objetos e aplicando-se a Lei de Hubble. Apesar de H_0 também não ser conhecido com precisão, isso não nos impossibilita de mapear as estruturas existentes no Universo próximo, uma vez que as distâncias relativas entre os objetos não dependem de H_0 . O não conhecimento de H_0 implica apenas a impossibilidade de expressar essas distâncias em unidades físicas. Para evitar a necessidade de ter que especificar um valor de H_0 , seguiremos neste trabalho uma convenção já largamente aceita: distâncias serão sempre expressas em unidades de velocidade.

Uma consequência importante de vivermos em um Universo em expansão é a existência de um passado em que este estivesse sujeito a altas temperaturas e densidades, condições que se constituem em um cenário propício para a síntese primordial dos elementos. Previsões sobre a abundância inicial dos isótopos de elementos leves como H, He, Be e Li, baseadas nas condições esperadas para o Universo no início de sua formação, apresentam ótima concordância com os resultados observacionais. Finalmente, a descoberta da radiação de fundo, altamente homogênea e isotrópica, associada a uma temperatura atual de 2.7K, veio a somar-se como evidência em favor tanto do Princípio Cosmológico quanto da existência de um estágio inicial quente para o Universo (Penzias & Wilson 1965). Este cenário, baseado em um Universo homogêneo e isotrópico, expandindo-se a partir de uma configuração inicial sujeita a temperaturas e densidades extremas, é usualmente denominado de Modelo Cosmológico Padrão ou Teoria Geral do Big Bang.

Apesar do relativo sucesso da Teoria do Big Bang até o presente, ainda somos incapazes de formar um quadro evolutivo para as grandes estruturas que explique as características observadas a partir da distribuição de galáxias. Esta é uma das tarefas principais da Cosmologia Observacional. A maioria dos modelos que visam a explicar a formação de não-homogeneidades no Universo assume que elas teriam evoluído a partir de perturbações primordiais no campo de densidade de matéria e radiação. Representando este último por $\rho(\mathbf{r})$, suas perturbações associadas podem ser expressas pelo contraste de densidade relativo à média

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)(\mathbf{r}) = \frac{\rho(\mathbf{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}. \quad (1.2)$$

Para o caso de um campo de densidade sujeito a perturbações Gaussianas e de fase aleatória, a amplitude típica dessas perturbações é uma função somente da sua escala de tamanho (Bardeen *et al.* 1986). Podemos então definir o espectro primordial de perturbações como sendo

$$P(k) = |\delta_k|^2 \propto k^n. \quad (1.3)$$

δ_k acima é a transformada inversa de Fourier de $\delta\rho/\rho(\mathbf{r})$, e está associada à amplitude típica de uma perturbação de escala $\lambda = 2\pi/k$, esta última dada por

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_k \propto k^{3/2}|\delta_k|. \quad (1.4)$$

O valor mais comumente aceito para n na expressão (1.3) acima é a unidade. Esta forma particular para $P(k)$ faz com que perturbações de diferentes escalas entrem no horizonte com a mesma amplitude. Valores menores de n levam à formação excessiva de estruturas em grande escala, enquanto que $n > 1$ induz a um excesso de pequenas perturbações (Harrison 1970; Zeldovich 1972).

A origem das perturbações primordiais é uma questão cercada de incertezas. A razão principal para isso reside no fato de que as condições físicas extremas existentes nos estágios iniciais de evolução do Universo põem em cheque a aplicabilidade das leis naturais tais como as conhecemos. Uma das possibilidades levantadas é a de que estas perturbações teriam resultado a partir de uma transição de fase, na qual o Universo teria se expandido exponencialmente. Esta hipótese, denominada de teoria da inflação, além de facilitar a solução de diversos problemas conceituais em Cosmologia, tem a vantagem de prever um espectro de perturbações do tipo Harrison-Zeldovich (Guth 1981). Entre as alternativas para a teoria da inflação, podemos destacar a formação de perturbações induzidas por cordões cósmicos ou por defeitos topológicos diversos (Vilenkin 1985). Quanto à sua amplitude inicial, as perturbações primordiais estão limitadas pelo alto grau de homogeneidade da radiação de fundo. As flutuações na temperatura da radiação de fundo são da ordem de $\Delta T/T \simeq 10^{-5}$ (Smoot *et al.* 1992). A hipótese mais plausível para estas flutuações é a de que elas reflitam a presença de não-homogeneidades no campo de matéria e energia na era da recombinação (Sachs & Wolfe 1967). Como discutiremos mais adiante, esta última é a época em que a matéria bariônica e a radiação se desacoplam termicamente, permitindo assim a aceleração do processo de evolução das perturbações. A restrição imposta pela pequena amplitude das flutuações da radiação de fundo leva a um valor estimado de $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ no momento da entrada de cada perturbação no horizonte.

A evolução das perturbações primordiais teria se dado em função de sua própria instabilidade gravitacional, fazendo com que elas aumentassem em amplitude simultaneamente ao processo geral de expansão do Universo. As diferentes etapas desse processo evolutivo dependem das particularidades de cada modelo, em especial da forma do espectro primordial de perturbações e das características assumidas para os constituintes da matéria. Como vimos, a forma assumida para o primeiro é razoavelmente bem definida. Quanto à composição da matéria no Universo, diversos resultados observacionais, que serão mencionados mais adiante, sugerem a existência de um componente escuro (que não interage com a radiação eletromagnética), e que possivelmente seja dominante gravitacionalmente (Faber & Gallagher 1979). Do ponto de vista do efeito causado sobre a evolução das perturbações, a matéria escura pode ser subdividida em dois grupos básicos: quente ou fria. A característica básica que distingue estes dois grupos é a massa de suas partículas componentes. A matéria escura quente (fria) seria composta por partículas leves (pesadas), que (não) se mantêm relativísticas quando perturbações de escala semelhante às estruturas atualmente observadas (galáxias e aglomerados de galáxias) entram em contato causal. Em um Universo gravitacionalmente dominado por matéria escura quente (modelos HDM), as perturbações de escala galáctica ou de aglomerados de galáxias tenderiam a se dissipar em um intervalo de tempo comparável à de sua entrada no horizonte, em um processo conhecido como “free-streaming”. Em um cenário deste tipo, usualmente denominado de “top-down”, as primeiras estruturas a se formar seriam de tamanho correspondente ao dos superaglomerados de galáxias hoje observados. Estes se

fragmentariam posteriormente em estruturas menores (Zeldovich, Einasto & Shandarin 1982). No caso de a matéria escura ser fria (modelos CDM), as perturbações menores não se dissipariam, levando à formação de estruturas de maneira hierárquica (cenário “bottom-up”). Além disso, o componente bariônico da matéria, por estar acoplado à radiação eletromagnética até a era da recombinação, também estaria sujeito a processos dissipativos, que novamente levariam à seleção de escalas características de perturbação (Silk 1968).

Outro elemento complicador é a possibilidade de que as perturbações primordiais não tenham envolvido todos os componentes do campo de densidade e energia. O caso mais simples é o de perturbações adiabáticas, que teriam envolvido tanto a matéria quanto a radiação. Uma alternativa seria a de perturbações isotérmicas, das quais somente o componente material teria participado. Há também a possibilidade de perturbações de isocurvatura, para as quais o contraste de densidade do componente de radiação inicialmente compensaria a perturbação da matéria, mantendo assim não-perturbado o campo acoplado de matéria e radiação.

Vemos, portanto, que mesmo dentro do Modelo Padrão, há um grande número de possíveis cenários de formação de estruturas, cujas previsões podem ser testadas através da comparação com a distribuição observada de galáxias. No caso de modelos baseados na gravidade como força motriz da evolução das perturbações primordiais, os dados observacionais estão diretamente ligados à forma do espectro de perturbações logo após a era da recombinação. Nesta época, correspondente a $z \sim 1000$, a temperatura do Universo se torna suficientemente baixa para permitir a recombinação dos átomos de hidrogênio. Como a interação com os elétrons livres, via espalhamento Thomson, é o mecanismo mais eficiente de manutenção do equilíbrio térmico entre os fótons e o componente material do Universo, a recombinação do hidrogênio leva ao desacoplamento entre a matéria bariônica e a radiação eletromagnética. A partir daí, portanto, o componente bariônico das perturbações no campo de densidade pode evoluir livremente pela ação da gravidade, de maneira isenta da pressão da radiação e, portanto, sem sofrer os efeitos de dissipação atuantes nas etapas evolutivas anteriores. Pelo fato de não interagir com a radiação, o componente de matéria escura por esta época já teria assumido contrastes de amplitude maior do que a dos bárions. Após a recombinação, estes últimos então cairiam no poço de potencial já formado pela matéria escura. A partir daí, as perturbações remanescentes evoluiriam de acordo com dois modos distintos. Inicialmente o contraste de densidade seria ainda pequeno, $\delta\rho/\rho \lesssim 1$, de forma que a contração dessas estruturas se daria lentamente. Nesta fase, dita linear, o crescimento da amplitude da perturbação é um problema analítico ou semi-analiticamente tratável. Quando $\delta\rho/\rho \gtrsim 1$, a perturbação entra em colapso gravitacional. Simultaneamente a este colapso, a matéria bariônica dissipa energia pela emissão de radiação eletromagnética. Esta dissipação teria como resultado a fragmentação da matéria bariônica com a posterior formação de objetos galáticos, como estrelas e aglomerados estelares. Nesta segunda fase, a evolução da perturbação passa a ser descrita por processos não-lineares, que só podem ser acompanhados através de simulações de N corpos.

Vários trabalhos visaram a descrever estas diferentes etapas de formação de estruturas, a partir de condições iniciais variáveis na era da recombinação. Foram estudadas tanto perturbações adiabáticas quanto isotérmicas ou de isocurvatura (Zeldovich 1970; Aarseth, Gott & Turner 1979; Efstathiou & Eastwood 1981; Zeldovich, Einasto & Shandarin 1982; Peebles 1987). A formação de estruturas a partir de um cenário “top-down” foi estudada por diversos autores, entre eles Zeldovich (1970) e Bond, Efstathiou & Silk (1980). Já a evolução linear de perturbações em modelos CDM foi analisada, por exemplo, por Bond & Efstathiou (1984). Simulações de N-corpos para os diferentes cenários foram efetuadas por Frenk, White & Davis (1983), White, Frenk & Davis (1983), Dekel & Aarseth (1984), Davis *et al.* (1985), White *et al.* (1987) e referências nestas incluídas.

Do lado das observações, diversas ferramentas vêm sendo desenvolvidas e aplicadas ao longo dos anos no sentido de facilitar as comparações com as previsões dos modelos. Estas ferramentas permitem quantificar, de maneira estatística, as diversas propriedades da distribuição de galáxias no Universo próximo. Entre as estatísticas mais largamente utilizadas, pode-se destacar as funções de correlação de N-pontos (Peebles 1980). A função de dois pontos, por exemplo, representa o excesso de probabilidade, medido com relação a uma distribuição de Poisson, de encontrarmos pares de galáxias, situados a distâncias r um do outro. Outras estatísticas importantes são as diversas funções de probabilidade (White 1979, Schaefer 1984, Balian & Schaefer 1989a,b), medidas de características topológicas (Einasto *et al.* 1984, Gott *et al.* 1989) e métodos de obtenção direta do espectro de perturbações atual (Park, Gott & da Costa 1992, Vogeley *et al.* 1992, Fisher *et al.* 1993).

A determinação do valor para os parâmetros cosmológicos é uma outra aplicação interessante da Cosmologia observacional (Sandage 1988). Estimativas de H_0 , por exemplo, exigem determinações da distância a outras galáxias que sejam independentes de medidas de “redshifts”. Vários indicadores de distância vêm sendo utilizados na tentativa de calibrar a Lei de Hubble, entre eles a relação período-luminosidade de variáveis Cefeidas ou RR Lyrae, ou medidas do tamanho ou luminosidade de objetos galácticos, como nebulosas planetárias, regiões de HII ou aglomerados globulares. As incertezas nas distâncias inferidas a partir destes vários indicadores, contudo, têm sistematicamente levado a resultados relativamente inconclusivos. Discussões recentes sobre os diversos indicadores de distância e seus limites de aplicabilidade podem ser encontradas em van den Bergh & Pritchet (1988). O mesmo acontece com o parâmetro de desaceleração, cuja estimativa, em geral, se utiliza de diagramas de Hubble (“redshifts” vs magnitudes) ou da distribuição projetada de galáxias em função de diferentes limites em magnitude. (Broadhurst, Ellis & Glazebrook 1992, Mobasher, Sharples & Ellis 1993).

Outro parâmetro de suma importância é o parâmetro de densidade, $\Omega_0 = \bar{\rho}/\rho_c$, onde $\bar{\rho}$ é a densidade média de matéria presente no Universo atual e $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ é a densidade crítica necessária para conter a expansão. O conhecimento do valor do parâmetro de densidade

nos permite, portanto, determinar o desfecho do processo de evolução dinâmica do Universo: se $\Omega_0 \leq 1$, vivemos em um Universo aberto, que tenderá a se expandir indefinidamente; se $\Omega_0 > 1$, vivemos em Universo fechado. A determinação de Ω_0 pode servir também como teste para teorias de evolução do Universo primordial, como a teoria de inflação, que prevêem valores bem definidos para este parâmetro (Guth 1981). Além disso, uma vez que o limite máximo para a quantidade de matéria bariônica presente no Universo, inferido a partir da teoria de nucleossíntese primordial dos elementos, é de $\Omega_{\text{barions}} \lesssim 0.1$ (Yang *et al.* 1984), a determinação de Ω_0 pode vir a confirmar a existência de matéria escura, possivelmente dominante gravitacionalmente em escalas extra-galáticas (Dekel & Rees 1987).

Diversos métodos foram desenvolvidos e vêm sendo aplicados com o intuito de determinar Ω_0 . Por exemplo, a determinação da densidade de luminosidade média de uma amostra de galáxias, juntamente com uma estimativa da razão massa-luminosidade desses objetos, pode resultar em um valor para o parâmetro de densidade Ω_0 . Formas alternativas e mais modernas de se obter Ω_0 provêm de estudos da dinâmica interna de galáxias ou de aglomerados, bem como pela determinação da amplitude típica das velocidades peculiares de galáxias. Estes outros métodos serão discutidos mais adiante. Vale notar que dentro do contexto do Modelo Cosmológico Padrão, o valor de Ω_0 está vinculado ao de q_0 .

Finalmente, a comparação da distribuição de galáxias com as flutuações na radiação do fundo de micro-ondas servem como um terceiro canal pelo qual podemos extrair informações úteis sobre os estágios iniciais de evolução do Universo. Por exemplo, medidas de anisotropia na radiação de fundo podem impor limites superiores no tamanho e contraste das maiores estruturas observadas hoje no Universo. (Watson *et al.* 1988; Blumenthal *et al.* 1992). A detecção de flutuações na radiação de fundo pode também ajudar a restringir a forma do espectro de perturbações e limitar os diferentes cenários de formação e evolução de estruturas (Partridge 1988; Readhead *et al.* 1989; Kashlinsky 1992).

Fica evidenciada assim, a possibilidade de se comparar os resultados dos modelos com as características observadas da distribuição de galáxias. Cumpre enfatizar que a discussão apresentada acima priorizou os tipos de investigação mais diretamente ligados às observações dentro dos limites do Universo próximo. Não foram incluídos, portanto, estudos de fontes geralmente mais distantes, como quasares, AGNs, nuvens de absorção do meio intergalático, lentes gravitacionais, etc. Também foram omitidos trabalhos baseados na distribuição de aglomerados ou grupos de galáxias.

Diante dessa potencial riqueza de informações sobre a estrutura, origem e evolução do Universo em grandes escalas, não causa estranheza o enorme acúmulo de velocidades radiais de galáxias experimentado ao longo dos últimos anos. Na próxima seção, apresentamos um breve resumo das iniciativas pioneiras de se estudar a distribuição espacial de galáxias.

I.A Os primeiros “redshift surveys”

Vários levantamentos de velocidades radiais de galáxias já foram completados e permitiram uma análise quantitativa da distribuição desses objetos. As amostras utilizadas nestes trabalhos, invariavelmente, são selecionadas a partir de grandes catálogos de galáxias, de acordo com critérios objetivos. A adoção desses critérios se faz necessária, uma vez que só selecionando galáxias de maneira objetiva é possível corrigir os inevitáveis efeitos sistemáticos inerentes a qualquer processo de seleção de uma amostra (ver Capítulo II para mais discussões sobre esse assunto).

Como exemplo dos primeiros levantamentos de velocidades radiais realizados destacam-se:

- 1- O estudo da distribuição das galáxias do *Revised Shapley-Ames Catalogue* (RSA), cobrindo ambos os hemisférios celestes e contendo 1246 objetos com magnitude $m_{pg} \leq 13.2$ (Sandage & Tammann 1981). Esta foi a primeira amostragem de velocidades radiais cobrindo uma vasta região do céu. Através dela foi possível visualizar a distribuição de galáxias até aproximadamente $30 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ (Sandage, Tammann & Yahil 1979, Tammann, Yahil & Sandage 1979 e Yahil, Sandage & Tammann 1980).
- 2- A amostra do Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA1), contendo aproximadamente 2400 galáxias, de magnitude $m_B \leq 14.5$, e situadas em uma região de 2.66 steradianos e profundidade característica de $80 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ aproximadamente (Huchra *et al.* 1983). Esta amostra cobriu duas regiões distintas do céu: uma no Hemisfério Norte galáctico ($b \geq 40^\circ$ e $\delta \geq 0$) e outra no Sul ($b \leq -30^\circ$ e $\delta \geq -2.5^\circ$). Este “survey” amostrou pela primeira vez, sobre uma vasta área no céu, regiões situadas bem além do superaglomerado local. O volume total coberto pelas duas partes foi aproximadamente 4 vezes maior do que o do RSA. Isso permitiu a identificação de várias outras não-homogeneidades na distribuição de galáxias, tais como paredes, filamentos e regiões completamente vazias (usualmente denominadas “voids”).

Os trabalhos mencionados acima foram os primeiros a fazer uso de amostras verdadeiramente tri-dimensionais, ou seja, que abrangeram um ângulo sólido suficientemente grande de forma a permitir uma extensão da amostra em cada direção que fosse comparável à sua profundidade. Outros trabalhos pioneiros, mas cobrindo regiões menores foram efetuados por Kirshner, Oemler & Schechter (1979), Kirshner *et al.* (1983) e Peterson *et al.* (1986), entre outros.

Esses primeiros levantamentos tiveram o mérito de nos revelar a complexidade da distribuição de galáxias em grandes escalas. As amostras supra-citadas permitiram também as primeiras tentativas de quantificar, utilizando grandes amostras, diversas propriedades importantes da distribuição de galáxias tais como a função de luminosidade (Sandage, Tammann &

Yahil 1979, Kirshner, Oemler & Schechter (1979), funções de correlação (Davis & Peebles 1983), parâmetros como a luminosidade e densidade médias, razão massa-luminosidade, parâmetro de densidade e a aceleração induzida sobre o Grupo Local devida às outras galáxias (Davis, Geller & Huchra 1978, Tammann, Yahil & Sandage 1979, Yahil, Sandage & Tammann 1980, Davis & Huchra 1982, Davis & Peebles 1983). Foi possível por exemplo, pela primeira vez, quantificar diretamente o nível de aglomeração espacial de galáxias, através da função de correlação de dois pontos. Esta pode ser aproximada, pelo menos para $r \leq 10 h^{-1} \text{ Mpc}$, por

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma},$$

onde $r_0 \simeq 5 h^{-1} \text{ Mpc}$ e $\gamma \simeq 1.8$.

Outro importante levantamento da distribuição tridimensional de galáxias foi o Levantamento de Velocidades Radiais do Hemisfério Sul, o SSRS. Esse trabalho visou complementar os resultados obtidos pela análise do CfA1 no Hemisfério Norte. São ao todo cerca de 2000 galáxias espalhadas por 1.75 steradianos ($\delta \leq -17.5^\circ$ e $b \leq -30$) e por um volume comparável ao do levantamento do norte (da Costa *et al.* 1988). Por estar direcionada para uma área oposta àquela dominada pela anomalia local e coberta pelo CfA1, esta amostra revelou a presença de novas estruturas, possivelmente mais representativas da distribuição de galáxias em regiões de baixa densidade. Entretanto, cumpre ressaltar aqui que, enquanto a amostra do CfA1 é limitada por magnitude aparente, a do SSRS foi selecionada a partir de diâmetros aparentes ($\theta \geq 1.26'$). A consequência mais evidente da adoção de diâmetros aparentes ao invés de magnitudes está na composição morfológica de cada amostra: a amostra do SSRS inclui uma fração maior de galáxias espirais e irregulares do que o CfA1. A relevância que esta diferença de composição tem sobre os estudos da distribuição de galáxias ainda é objeto de debate (Pellegrini *et al.* 1989, Zucca *et al.* 1991).

Apesar dos progressos causados pelos primeiros levantamentos, não foi possível obter uma descrição suficientemente objetiva e quantitativa da distribuição espacial de galáxias, de forma a permitir comparações seguras com modelos ou estimativas precisas dos parâmetros cosmológicos. Isso se deve, essencialmente, a dois problemas básicos:

- 1- Contrariamente às expectativas iniciais, amostras como o CfA1 e o SSRS não cobriram um volume suficientemente grande de forma a englobar até mesmo as maiores estruturas esperadas no Universo. Em outras palavras, em ambas as amostras, foram encontradas não-homogeneidades na distribuição de galáxias que se estendiam por dimensões comparáveis às da própria amostra. Isso significa que estimativas de densidade e luminosidade média de galáxias, bem como de grandezas que delas dependem, como $\xi(r)$ e Ω_0 , podem não ser necessariamente representativas do Universo como um todo; estruturas cobrindo

volumes comparáveis ao da amostra podem dominar estas estimativas, que seriam, portanto, um reflexo de condições locais e não globais do Universo. A busca por uma amostra representativa do Universo exigia, assim a ampliação das bases de dados existentes. Para discussões mais aprofundadas a respeito da necessidade de uma amostra representativa do Universo veja, por exemplo, de Lapparent, Geller & Huchra (1988).

- 2- Estudos da dinâmica de galáxias em aglomerados ricos ou dos seus movimentos peculiares relativos apontam para a existência de mais matéria no Universo do que aquela associada às partes luminosas das galáxias (Davis & Peebles 1983, Blumenthal *et al.* 1984). Estimativas de Ω_0 baseadas apenas na componente visível da matéria são da ordem de $\Omega_0 \lesssim 0.02$. Pela aplicação do teorema do virial cósmico, Davis & Peebles (1983) obtêm $\Omega_0 \sim 0.3$. Outras estimativas baseadas no mesmo método resultam em $\Omega_0 \sim 0.1 - 0.2$ (Bean *et al.* 1983; Halle-Sutton *et al.* 1989). Aplicação do teorema do virial à dinâmica interna de galáxias em aglomerados ricos leva a resultados semelhantes. A discrepância por uma ordem de grandeza ou mais, somada ao fato de que a massa do Universo inferida por esses trabalhos suplanta os limites previstos para a massa bariônica, sugere a existência de um componente material escuro (que não seja detetável pela interação com a radiação eletromagnética), provavelmente de natureza não bariônica e que, possivelmente, domine o campo gravitacional em escalas de 1 a $10 h^{-1}$ Mpc. Há indícios ainda, de que a presença dessa matéria escura se estenda a escalas comparáveis aos superaglomerados, eventualmente preenchendo as regiões vazias da distribuição de galáxias. A possibilidade de que a maior parte da massa do Universo exista sob a forma de matéria escura e não bariônica exige que exerçamos cautela quando utilizamos galáxias como delineadores da distribuição de matéria em grande escala. As diferenças nas propriedades dos componentes escuro e bariônico podem ter desencadeado um processo de segregação espacial entre ambos e, portanto, entre galáxias e o restante de matéria. Este assunto será discutido com mais profundidade no final deste Capítulo.

Como resposta ao problema mencionado no item 1 acima, foram realizados esforços subsequentes no sentido de ampliar o número de galáxias com distância conhecida. Esses esforços serão descritos mais adiante neste capítulo. Na próxima seção discutiremos um outro tema central para a comparação das propriedades do Universo observado com os modelos, que é a existência de velocidades peculiares.

I.B Movimentos Peculiares

De acordo com a expressão (1.1), medidas de “redshift” de galáxias no Universo próximo são proporcionais à velocidade de recessão desses objetos. Entretanto, “redshifts” também são causados pelo efeito Dopler associado à componente radial do movimento peculiar de cada galáxia com relação à nossa. Movimentos peculiares são todos aqueles que não se devem à expansão do Universo como um todo, ou seja, que são anotados por observadores solidários a esta expansão. Nossa galáxia também possui um movimento peculiar e este também se reflete nas medidas de velocidade radial obtidas para outras galáxias. Velocidades peculiares radiais contrárias à expansão induzem a um desvio para o azul (“blueshift”) superposto ao “redshift” causado pela recessão de cada objeto. Analogamente, movimentos peculiares direcionados para fora, levam a um “redshift” adicional. O movimento peculiar de nossa Galáxia faz com que fontes situadas na direção deste movimento tenham “redshifts”, em média, menores do que aqueles medidos para fontes situadas na direção diametralmente oposta. Portanto, medidas de “redshift” permitem, na verdade, apenas um mapeamento distorcido da distribuição espacial de galáxias. A determinação da amplitude e direção do movimento peculiar da Galáxia, bem como da amplitude da componente radial das velocidades peculiares das outras galáxias é fundamental para a estimativa correta de distâncias extragaláticas.

Entretanto, muito mais importante do que permitir a obtenção de “redshifts” que reflitam apenas a expansão do Universo, é a possibilidade de se utilizar estimativas de velocidades peculiares como uma ferramenta adicional de comparação com as previsões dos diferentes cenários de formação de estruturas. A hipótese mais plausível para a origem dos movimentos peculiares é a de que eles sejam induzidos pela ação gravitacional das não-homogeneidades na distribuição de matéria. Assumindo um cenário deste tipo, a determinação de velocidades peculiares de galáxias abre uma nova possibilidade de se obter informações úteis sobre a distribuição de matéria no Universo.

Estimativas de velocidades peculiares relativas entre pares de galáxias são da ordem de 300 km s^{-1} (Davis & Peebles 1983; Bean *et al.* 1983). Estes resultados mostram que a amplitude dos movimentos peculiares só representa uma fração significativa do “redshift” para objetos próximos a nós. Quanto à Galáxia, a estimativa mais confiável do seu movimento peculiar se baseia na anisotropia de dipolo observada da radiação de fundo: a temperatura ajustada à radiação de fundo é maior na direção do nosso movimento e menor no sentido contrário. A amplitude da diferença observada entre as duas direções leva a uma estimativa de 600 km s^{-1} para a velocidade peculiar do Grupo Local, na direção de $l = 270^\circ, b = 30^\circ$ (Lubin & Vilella 1986).

Medidas de velocidades peculiares de outras galáxias exigem determinações de distância independentemente do “redshift”. Uma vez conhecida a distância, pode-se então inferir a

velocidade de recessão a ela correspondente e subtrair esta última da velocidade estimada pelo “redshift”. Matematicamente,

$$V_{pec} = cz - H_0 r, \quad (1.5)$$

onde V_{pec} é a velocidade peculiar medida para um dado objeto, cuja distância, determinada de maneira independente do “redshift”, é r . Os indicadores de distância atualmente adotados com vistas à determinação de movimentos peculiares representam relações envolvendo diferentes parâmetros estruturais de galáxias. Medidas de distância, neste caso, decorrem da possibilidade de se correlacionar parâmetros dependentes da distância com outros que dela independem. Um exemplo de indicador de distância, aplicável a galáxias espirais, é a chamada relação Tully-Fisher (Tully & Fisher 1977), dada por

$$M \propto \log \Delta V, \quad (1.6)$$

onde M é a magnitude absoluta de cada galáxia e ΔV é uma medida de sua velocidade de rotação. Como ΔV é uma grandeza que independe da distância, a sua determinação pode permitir a obtenção de M , que por seu turno, uma vez conhecida a magnitude aparente do mesmo objeto, leva a uma estimativa do seu módulo de distância.

Para galáxias elíticas, estimativas de distância são, em geral, obtidas pela relação

$$D_n \propto \log \sigma, \quad (1.7)$$

onde D_n é uma medida de diâmetro e σ representa a dispersão de velocidades nas regiões centrais de cada objeto (Dressler *et al.* 1987).

A calibração das relações acima é em geral feita em aglomerados de galáxias, para posterior aplicação sobre todas as galáxias de uma amostra. Cumpre mencionar que, para efeito de determinação de movimentos peculiares, esta calibração não precisa ser absoluta. Ou seja, a determinação desses últimos novamente não exige o conhecimento do valor de H_0 . Além de sua importância como indicadores de distância, as relações (1.5) e (1.6) podem ser extremamente úteis no estudo das propriedades internas de galáxias, permitindo uma melhor compreensão dos processos de formação e evolução desses objetos (Djorgovski 1988). Críticas à universalidade dessas relação e de sua aplicabilidade como indicadores de distância foram feitas por Kaiser (1988), Djorgovski, de Carvalho & Han (1988), Silk (1989). Entretanto, a possibilidade de se determinar o campo de velocidades peculiares, utilizando-se galáxias apenas como partículas de teste, motivou a realização de diversos levantamentos fotométricos e espectroscópicos, visando a aplicação das relações acima a um número significativo de objetos (Faber *et al.* 1989, Mould *et al.* 1991, Willick 1991, Courteau *et al.* 1993, Alonso *et al.* 1993). Os primeiros resultados do mapeamento do campo de velocidades peculiares revelaram a presença de uma região de convergência situada na direção $l = 307^\circ$, $b = 9^\circ$ e a uma distância de 4350 km s^{-1} . Assumindo-se que estes movimentos sejam gravitacionalmente induzidos, propôs-se então a

existência de um “Grande Atrator” nesta região (Lynden-Bell *et al.* 1988). Posteriormente, a existência do Grande Atrator foi questionada por Mathewson, Ford & Buchhorn (1992), que observaram a existência de um fluxo coerente de galáxias em escalas da ordem de $130 h^{-1} Mpc$ e com amplitude $\simeq 600 \text{ km s}^{-1}$. A existência de extensos “bulk flows” já havia sido proposta anteriormente por Rubin *et al.* (1976) e Collins, Joseph & Robertson (1986). Quanto à possível dependência da relação $D_n - \sigma$ com o ambiente de densidade, esta foi investigada diretamente por Lucey *et al.* (1991), tendo-se observado apenas pequenas variações. Medidas da amplitude de coerência dos movimentos peculiares foram feitas por Górski *et al.* (1989). Finalmente, a possibilidade de se reconstruir o campo de densidade a partir de medidas de velocidade peculiares foi explorada por Bertschinger & Dekel (1989), Bertschinger *et al.* (1990) e Dekel *et al.* (1993). Com o acúmulo de dados observacionais e o apuramento das relações utilizadas como indicadores de distância, será eventualmente possível, através da determinação do campo de velocidades peculiares, impor restrições a determinados cenários de formação de estruturas ou mesmo descartá-los.

I.C Levantamentos mais recentes

Conforme mencionado no final da seção I.A, os primeiros levantamentos de velocidades radiais apontaram para a necessidade de sua ampliação, como forma de permitir a determinação dos parâmetros cosmológicos e impor restrições aos modelos teóricos. Os esforços que se seguiram utilizaram duas abordagens distintas. Na primeira, enfatizou-se a possibilidade de amostrar em profundidade e na segunda, em volume. Levantamentos que priorizam a profundidade, em geral se restringem a ângulos sólidos relativamente pequenos. Esse é o caso das amostragens bi-dimensionais, que cobrem fatias do Universo até distâncias tipicamente de $120 h^{-1} Mpc$ (de Lapparent, Geller & Huchra 1986,1988). Levantamentos deste tipo vêm sendo levados a cabo em ambos os hemisférios equatoriais. Através da análise das primeiras dessas fatias no Hemisfério Norte, limitada em $m \leq 15.5$, de Lapparent, Geller & Huchra (1986) observaram a presença de uma grande estrutura de galáxias, se estendendo por uma faixa de aproximadamente $100 h^{-1} Mpc$. Tal estrutura foi batizada de Grande Parede. O tamanho desta estrutura ainda é comparável à dimensão linear característica amostrada. A análise dessas amostras ainda se encontra em andamento e a superposição de várias delas em um futuro próximo resultará em uma amostra tri-dimensional bastante numerosa. Levantamento semelhante para as regiões do Hemisfério Sul está também em andamento. Cumpre ainda ressaltar a existência de levantamentos uni-dimensionais, atingindo profundidades ainda maiores do que as fatias bidimensionais. Tais profundidades muitas vezes ultrapassam os limites para os quais nossa aproximação de Universo próximo, dada anteriormente, seria seguramente

válida (Kirshner *et al.* 1987, Broadhurst *et al.* 1990, Shectman *et al.* 1992). Embora úteis para várias aplicações, como a determinação da função de luminosidade e da densidade média de galáxias, amostras de grande profundidade e pequeno volume não serão objeto de discussão posterior neste trabalho.

Já os levantamentos que priorizaram o volume, procuraram cobrir as regiões da esfera celeste não amostradas previamente. Um obstáculo importante para a consecução deste objetivo é a existência do plano do disco da Galáxia (Plano Galático). Nesta faixa do céu, a concentração de poeira e gás interestelar, muitas vezes sob a forma de cirros e nebulosas, dificulta a identificação segura de objetos extragaláticos, além de reduzir substancialmente o fluxo emitido por essas fontes na região ótica do espectro eletromagnético. Dessa forma, não causa estranheza o fato de que as primeiras amostras de galáxias a cobrir todo o céu tenham sido extraídas da base de dados coletada pelo Satélite Astronômico Infra-Vermelho, o IRAS. Como os efeitos de extinção galática são desprezíveis no infra-vermelho, foi possível extrair desta base de dados uma amostra limitada em $|b| \geq 5^\circ$, onde b é a latitude no sistema de coordenadas galáticas (Strauss *et al.* 1990). Esta amostra, cobrindo portanto praticamente todo o céu, contém aproximadamente 2500 galáxias com fluxo no infra-vermelho (em uma banda centrada em $60\mu m$) $f \geq 1.936 Jy$. Outras amostras de galáxias IRAS foram obtidas por Rowan-Robinson *et al.* (1990; QDOT), Lawrence *et al.* (1986) e Soifer *et al.* (1987).

Entre as vantagens de se ter uma amostra que cubra todas as direções do céu, está a de podermos utilizar a distribuição de galáxias para inferir o campo gravitacional resultante em cada ponto do espaço. Nesse caso, torna-se possível estimar o campo de velocidades peculiares de galáxias. A consecução desses objetivos, contudo, se baseia na validade das seguintes hipóteses:

- a- Os movimentos peculiares de galáxias são induzidos somente pela gravidade, não havendo, portanto quaisquer outros campos de interação relevantes agindo no Universo em grande escala. Conforme mencionado em I.B, esta é a hipótese mais comumente aceita.
- b- As perturbações no campo de densidade de galáxias, representadas pelas não-homogeneidades observadas são, pelo menos as de grande escala, de pequena amplitude. Somente dessa forma, sua evolução pode ser descrita pela teoria de perturbações lineares, que por seu turno, prevê uma relação direta entre o campo de densidade e o campo de velocidades peculiares. Neste caso, a velocidade peculiar em \mathbf{r} é dada por

$$\vec{v}(\mathbf{r}) = \frac{H_0 \Omega_0^{0.6}}{4\pi} \int \frac{\delta(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}, \quad (1.8)$$

$\delta(\mathbf{r}) = \delta\rho(\mathbf{r})/\rho(\mathbf{r})$ representa o contraste no campo de densidade a cada ponto \mathbf{r} .

- c- É desprezível a contribuição devida às regiões do Universo não amostradas para o campo gravitacional em um ponto \mathbf{r} qualquer.

Uma vez que uma estimativa independente do movimento peculiar do Grupo Local, a partir da anisotropia de dipolo da radiação de fundo, se encontra disponível, a comparação de tal estimativa com o resultado obtido para $\vec{v}(0)$, pela expressão (1.8), pode ser usada para determinar o valor do parâmetro de densidade Ω_0 . A determinação de $v(\mathbf{r})$, além disso pode permitir a reconstrução do campo de densidade (de galáxias) imune às distorções causadas pelos movimentos peculiares. Os resultados da análise da amostra IRAS de 2 Jy foram apresentados em uma série de contribuições. Yahil *et al.* (1991) discutiram os métodos utilizados na determinação das funções de seleção e de luminosidade. Um método auto-consistente de determinação do campo de velocidades peculiares e de reconstrução do campo de densidade de galáxias foi também apresentado. Davis, Strauss & Yahil (1991) utilizaram-se de simulações de N-corpos para testar os limites de aplicabilidade da amostra na determinação da aceleração do Grupo Local e Ω_0 , bem como na reconstituição dos campos de densidade e velocidades peculiares. Strauss *et al.* (1992a) descreveram o campo de densidade inferido para as galáxias IRAS e compararam-no àquele obtido para amostras de galáxias óticas. Os resultados indicam que esses campos de densidade são consistentes entre si no domínio de grandes escalas. Galáxias IRAS, contudo, aparentemente apresentam uma deficiência de amostragem em aglomerados. Além disso, os autores observaram uma maior amplitude de correlação de galáxias óticas quando comparada à do IRAS. A existência de efeitos evolutivos na densidade de galáxias IRAS foi analisada por Fisher *et al.* (1992).

Infelizmente, o método de análise descrito acima é limitado pela série de premissas das quais ela depende. O fato de a expressão (1.8) não levar em conta a contribuição das perturbações não-lineares induz a erros na determinação da aceleração induzida sobre o Grupo Local e das velocidades peculiares das demais galáxias. Efeitos não-lineares podem ser significativos ou mesmo dominantes em áreas suficientemente próximas de aglomerados ricos como o de Virgo. Mais importante do que isso, contudo, é a premissa, propositadamente não listada nos itens acima, de que galáxias sejam indicadores da presença de matéria em grande escala. Esta hipótese é imprescindível para que se possa comparar os movimentos peculiares previstos pela amostra de céu todo com os observados. Isso porque a existência de segregação entre luz e matéria no Universo resulta em distorções sistemáticas na derivação do campo gravitacional baseado na distribuição de galáxias. Em consequência, distorções são também inevitáveis na derivação do campo de velocidades peculiares. Este problema pode ser contornado, pelo menos parcialmente, se incorporarmos à expressão (1.8) um fator de segregação

$$b = \frac{\delta_{gal.}}{\delta_{mat.}}, \quad (1.9)$$

onde $\delta_{gal.}$ e $\delta_{mat.}$ representam o contraste de densidade de galáxias e de matéria, respectivamente. Obviamente, b pode ser uma função de posição ou, pelo menos, de escala. Contudo, uma forma simples e aproximada de levar em conta a possibilidade de segregação é a de assumir

um valor constante. Neste caso, b pode ser colocado fora da integral em (1.8). No entanto, a introdução deste novo parâmetro, cujo valor não conhecemos, afasta a possibilidade de determinação do parâmetro de densidade usando a aceleração do Grupo Local, exceto no caso em que se disponha de uma estimativa independente de b .

Além das limitações inerentes ao método auto-consistente de determinação dos campos de densidade e velocidades peculiares, há ainda problemas ligados à amostra IRAS de 2 Jy propriamente dita. Em primeiro lugar, esta é bem mais esparsa do que as amostras óticas. O CfA1, por exemplo, tem quase o mesmo número de galáxias do que a amostra IRAS a 2 Jy, mas cobre um ângulo sólido quase uma ordem de grandeza menor. A pior amostragem do IRAS aumenta o nível das flutuações estatísticas na derivação do campo de densidade. Além disso, a amostra IRAS de 2 Jy possivelmente não atingiu o limite necessário de abrangência que lhe garanta representar as características globais do Universo. No que concerne à determinação do campo de velocidades peculiares e da aceleração sobre o Grupo Local, há ainda a possibilidade de que o ítem c listado acima não seja totalmente satisfeito e que, portanto, existam perturbações relevantes gravitacionalmente situadas além dos limites cobertos pela amostra. Essas limitações levaram à extensão da amostra original limitada a 2 Jy.

Recentemente, foi completado um novo levantamento de galáxias IRAS, limitado em 1.2 Jy. Estimativas da aceleração induzida sobre o Grupo Local por esta nova amostra são dadas por Strauss *et al.* (1992b). Contribuições de perturbações não-lineares, de flutuações causadas pela amostragem limitada de objetos e das limitações na profundidade da amostra foram mais cuidadosamente analisadas neste novo trabalho. Níveis de confiança para o fator $\beta = \Omega_0^{0.6}/b$ foram então determinados, assumindo-se diferentes espectros de perturbações. O valor obtido para β , levando-se em consideração todas as possíveis fontes de incerteza foi situado no intervalo (0.4, 0.85). Algumas restrições aos diferentes modelos de evolução de estruturas foram também obtidas. Este valor para β pode ser comparado com aquele inferido a partir da determinação do dipolo da distribuição projetada de galáxias. Estimativas de β baseadas na distribuição projetada de galáxias foram obtidas por Yahil, Walker & Rowan-Robinson (1986), Lahav, Rowan-Robinson & Lynden-Bell (1988) e Lynden-Bell, Lahav & Burstein (1989). O primeiro destes trabalhos utilizou-se da base de dados do IRAS e obteve $\beta \sim 1$. Resultado semelhante foi obtido por Rowan-Robinson *et al.* (1990), usando a distribuição espacial das galáxias da amostra QDOT. Já os dois últimos estudos listados acima, utilizando-se de catálogos de galáxias óticas, derivaram $\beta \sim 0.3 - 0.5$. A discrepância entre estas estimativas pode ser um reflexo de variações na distribuição de galáxias IRAS com relação às óticas, indicando um maior valor de b para estas últimas. Alternativamente, esta diferença pode ter sido causada por incertezas induzidas por não-uniformidades na amostragem dos objetos, problemas de incompletude dos catálogos utilizados, entre outros fatores. O comportamento, em função da distância, da amplitude e direção da aceleração do Grupo Local inferidos a partir da distribuição de galáxias, foi comparado com as previsões de diversos cenários de formação

de estruturas (Kaiser & Lahav 1989, Juszkiewicz, Vittorio & Wyse 1990 e Lahav, Kaiser & Hoffman 1990). Os resultados foram relativamente inconclusivos. A aplicação destas técnicas a bases de dados mais homogêneas e de maior profundidade, no entanto, pode futuramente ajudar a limitar alguns destes cenários.

Intimamente ligada à discussão sobre a representatividade das galáxias como delineadores da presença de matéria está a suspeita de que as galáxias amostradas pelo IRAS não sejam representativas da própria população geral de galáxias. Tal suspeita encontra algum respaldo na composição morfológica das amostras IRAS: em sua grande maioria, tratam-se de galáxias espirais, possivelmente em processo de formação estelar mais intensa do que o normal. Em amostras óticas, como o CfA1 e o SSRS, a fração de espirais não ultrapassa 65%. Como existem indícios de significativa segregação espacial de galáxias em função da morfologia, principalmente em pequenas escalas (ver seção I.D abaixo), essas diferenças de composição morfológica levariam a uma subrepresentação de certas regiões nas amostras baseadas no infra-vermelho com relação às óticas. De fato, Lahav, Nemiroff & Piran (1990), através de análise de correlação angular aplicada a catálogos óticos e IRAS, obtêm um fator de segregação relativo entre galáxias IRAS e óticas, $b_{OI} = b_O/b_I \simeq 1.7$. Por outro lado, conforme já mencionado, Strauss *et al.* (1992a), utilizando dados tridimensionais, concluem que os campos de densidade descritos por galáxias óticas e IRAS são consistentes entre si. Já Babul e Postman (1990) observam diferenças nas propriedades de aglomeração entre ambas, mas restritas apenas a regiões de alta densidade.

I.D Segregação de galáxias

Além do contexto da comparação entre galáxias IRAS e óticas, estudos de segregação entre galáxias desempenham, em geral, um papel importante para o nosso conhecimento acerca da distribuição geral de matéria no Universo. O exemplo mais evidente da existência de segregação entre galáxias é a relação morfologia-densidade, observada em aglomerados e grupos (Dressler 1980, Bhavsar 1981, de Souza *et al.* 1982, Postman & Geller 1984, Maia & da Costa 1990, Ferguson & Sandage 1991). Estes trabalhos indicam que a fração de galáxias de um dado tipo morfológico é uma função da densidade local de galáxias; elíticas e S0s tendem a ocupar regiões mais povoadas, sendo a fração desses objetos uma função decrescente da densidade.

Em escalas maiores do que grupos e aglomerados, a possível existência de segregação entre luz e matéria ou entre diferentes tipos de galáxias têm implicações extremamente importantes na comparação entre as observações e as previsões de modelos cosmológicos (Oort 1983). De maneira geral, a possível segregação entre galáxias e matéria em grandes escalas pode ajudar a conciliar as previsões de vários modelos de formação de estrutura, obtidas analiticamente ou via simulações de N-corpos, com as observações. Davis *et al.* (1985), por exemplo, demonstram

através de simulações que um fator de segregação da ordem de 2-2.5 aumenta substancialmente a compatibilidade do modelo baseado em matéria escura fria (CDM) com os resultados observacionais. A existência de segregação entre galáxias e matéria pode ainda compatibilizar as estimativas obtidas para Ω_0 , a partir da dinâmica de galáxias em pequenas escalas, com um universo fechado ($\Omega_0 = 1$), preferido por muitos teóricos e previsto pela teoria da inflação.

Em especial, estudos de segregação podem servir como testes de mecanismos de formação segregada de galáxias. De maneira geral, tais mecanismos sugerem que galáxias ter-se-iam formado em regiões onde as condições ambientais fossem de alguma forma peculiares, o que, em última instância, resultaria no surgimento de segregação entre galáxias e o restante de matéria do Universo. Entre os mecanismos sugeridos, figura aquele pelo qual galáxias ou outras estruturas teriam se formado apenas a partir das perturbações de mais alto contraste de densidade relativo à média. Isso levaria naturalmente à formação de galáxias preferencialmente em regiões de alta densidade de matéria (Kaiser 1984; Blumenthal *et al.* 1984). As propriedades da distribuição espacial de picos com diferentes contrastes de densidade com relação à média foi estudada mais formalmente por Bardeen *et al.* (1986) para um campo de perturbações Gaussianas; o nível de aglomeração de perturbações apresentando um dado contraste de densidade é uma função crescente da amplitude deste contraste. Se as propriedades estruturais de galáxias são determinadas pela amplitude das perturbações das quais elas se formaram, haverá segregação de galáxias em função dessas propriedades estruturais. Outros mecanismos de formação segregada de galáxias são discutidos por Silk (1985), Dekel & Silk (1986), Dekel & Rees (1987).

Alternativamente, a existência de segregação espacial de galáxias pode ter sido o resultado de processos evolutivos, em contraposição a mecanismos atuantes no momento da formação. A relação morfologia-densidade, observada em aglomerados e grupos de galáxias, por exemplo, pode ser, pelo menos parcialmente, o reflexo de interações ou fusões de galáxias subseqüentes à formação dessas estruturas bem como dos próprios aglomerados. Galáxias espirais em aglomerados podem ter tido seus discos gasosos parcial ou totalmente removidos pela interação com o seu meio-ambiente, transformando-se assim em objetos do tipo S0 (Gunn & Gott 1972). Outro mecanismo de destruição de espirais seria pela fusão dissipativa de dois desses sistemas, com conseqüente destruição de seus discos, resultando provavelmente em uma galáxia elítica.

A existência de diversos possíveis mecanismos de segregação, tanto formativos quanto evolutivos, levando a previsões distintas sobre as diferenças entre os campos de densidade de galáxias e de matéria, demanda um maior esforço observacional, no sentido de impor restrições aos diferentes cenários. Como forma de quantificar o nível de segregação entre galáxias e testar os vários mecanismos sugeridos, diversos estudos já foram realizados, procurando estabelecer quais os parâmetros estruturais das galáxias mais diretamente vinculados com a segregação. Estudos de segregação morfológica não apenas restritos a aglomerados e grupos foram efetuados por Davis & Geller (1976), Giovanelli, Haynes & Chincarini (1986) e Börner, Mo & Zhou

(1989), Mo & Börner (1990), entre outros. Além da morfologia, estimativas de segregação foram também investigadas em função do brilho superficial (Davis & Djorgovski 1985, Bothun *et al.* 1986, Thuan, Gott & Schneider 1987, Santiago & da Costa 1990, Thuan *et al.* 1991), velocidade circular (White, Tully & Davis 1988), características espectrais (Salzer *et al.* 1988) e luminosidade (Maurogordato & Lachièze-Rey 1987, Davis *et al.* 1988, Alimi, Valls-Gabaud & Blanchard 1988, Hamilton 1988, Eder *et al.* 1989, Valls-Gabaud, Alimi & Blanchard 1989). Esses trabalhos, contudo, usaram métodos mais sensíveis à segregação em pequenas escalas e, por conseguinte, ainda sujeitos à influência da relação morfologia-densidade, já anteriormente observada em aglomerados e grupos. A existência de segregação em ambientes mais gerais de densidade e sua dependência com diversas propriedades de galáxias ainda exige, portanto, novas investigações, utilizando estatísticas mais sensíveis às grandes escalas. Em particular, a determinação de níveis estatisticamente significativos de segregação em escalas de superaglomerados de galáxias pode ajudar a limitar o papel desempenhado por mecanismos evolutivos, uma vez que estes tendem a ser mais eficientes em ambientes de alta densidade como nos aglomerados ricos. Passos neste sentido foram dados por Mo *et al.* (1992) e Lahav & Saslaw (1992).

Diante da permanente motivação para estudos sobre a distribuição e segregação de galáxias, bem como em função da necessidade de confirmar, de maneira independente, os resultados obtidos com as amostras IRAS, seria importante a obtenção de uma amostra de galáxias selecionadas óticamente e que cubra todo ou quase todo o céu. Uma amostra ótica que seja mais densa e representativa da população geral de galáxias do que as amostras do IRAS pode permitir a consecução dos seguintes objetivos:

- 1- A determinação do campo de densidade de galáxias no Universo próximo com maior precisão do que qualquer tentativa anterior. A comparação deste campo de densidade com aquele delineado pelas galáxias IRAS pode ainda resultar em uma estimativa do nível de segregação entre as duas distribuições de galáxias.
- 2- Como amostras óticas apresentam grande diversidade nas propriedades gerais de suas galáxias, como é o caso da composição morfológica, por exemplo, podemos utilizá-las para efetuar estudos de segregação. Particularmente, uma amostra ótica que permita mapear o campo de densidade a distâncias da ordem de $80 h^{-1}$ Mpc sobre todo o céu pode ser usada para investigar a existência de segregação espacial em escalas maiores do que aquelas usadas em estudos anteriores. A obtenção de fatores de segregação relativos entre as diversas distribuições de galáxias pode ajudar-nos a restringir os modelos de formação segregada de galáxias.
- 3- Seguindo as mesmas hipóteses citadas no início desta seção e dispondo de um limite para o fator de segregação, definido em (1.9), podemos obter novas estimativas de Ω_0 e do

campo de velocidades peculiares, que, por seu turno, podem ser comparadas às previsões de diferentes modelos.

O presente trabalho de tese faz parte de um esforço empreendido no sentido de completar e analisar uma amostra ótica que cubra todo o céu. Conforme mencionado anteriormente, a existência do plano galáctico torna este objetivo virtualmente impossível de ser plenamente alcançado. Entretanto, uma amostra suficientemente densa que evite apenas as regiões mais próximas do disco da Galáxia já é suficiente no sentido de determinarmos o campo de densidade, compará-lo com os resultados do IRAS e utilizá-lo em estudos de segregação morfológica. Esses são os assuntos básicos de que trata este trabalho. No Capítulo II apresentamos os métodos adotados neste trabalho para tratar os efeitos de seleção e determinar a função de luminosidade de galáxias. São também apresentados estimadores de densidade de galáxias e os procedimentos a serem utilizados na análise de segregação. Atenção especial é devotada à descrição das simulações de Monte-Carlo, amplamente utilizadas ao longo deste trabalho. No Capítulo III os métodos descritos no Capítulo II são aplicados em um estudo preliminar de segregação morfológica. Este estudo utilizou-se da amostra do CfA1. Foram obtidos níveis de confiança de segregação, bem como fatores de segregação relativos entre as diversas classes morfológicas. No Capítulo IV apresentamos a nova amostra de galáxias óticas. São descritos os catálogos de galáxias usados em sua seleção bem como os critérios de seleção adotados. Um panorama geral sobre a completeza da amostra em velocidades radiais é apresentado, juntamente com uma descrição dos métodos utilizados na observação e redução de dados. São também mostradas projeções da distribuição de galáxias em diferentes planos. No Capítulo V, descrevemos os métodos utilizados para corrigir a função de seleção e o campo de densidade para os efeitos de extinção galáctica. A influência de outros erros sistemáticos e também aleatórios é discutida. Métodos adicionais de tratamento dos dados da amostra descrita no Capítulo IV são também apresentados. O Capítulo VI contém o ponto alto do trabalho. Nele são apresentados os resultados do estudo de segregação morfológica para as galáxias desta nova amostra. Além disso, o campo de densidade descrito pelas galáxias óticas é comparado ao derivado para a amostra IRAS, utilizando para isso os métodos do Capítulo II e as correções apresentadas no Capítulo V. A dependência dos resultados em função do critério de seleção é estudada. Finalmente, no Capítulo VII apresentamos a discussão dos resultados e as conclusões.

A obtenção de uma amostra de velocidades radiais de galáxias óticas em todo o céu representa um esforço conjunto de pesquisadores de diversas instituições internacionais. São eles: Dr. Michael Strauss (Institute for Advanced Study, Princeton, EUA), Dr. Marc Davis (University of California, Berkeley, EUA), Dr. John Huchra (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, EUA), Dr. Ofer Lahav (Cambridge University, Cambridge, Reino Unido) e Dr. Alan Dressler (The Observatories of the Carnegie Institute of Washington, Pasadena, EUA).

II. MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO DE DENSIDADES E DE ANÁLISE DE SEGREGAÇÃO

Qualquer estimativa da densidade numérica de galáxias envolve uma razão entre o número de objetos contidos em um dado volume e este volume. A densidade média tomada dentro de um volume V , por exemplo, será expressa por

$$\bar{n} = \frac{N_T}{V}, \quad (2.1)$$

onde N_T é o número total de objetos situados dentro de V . Cabem aqui dois comentários importantes:

- 1- Devido à natureza discreta da distribuição de galáxias, é impossível determinarmos uma medida de densidade local que seja efetivamente uma função de ponto. Ou seja, a densidade de galáxias em um ponto será necessariamente uma média tomada dentro de um elemento de volume finito centrado neste ponto. O tamanho e a forma desse elemento de volume admitem uma certa flexibilidade. Contudo é necessário que ele seja tão maior quanto menor for o número de galáxias disponíveis. Somente dessa forma podemos garantir estimativas estatisticamente confiáveis de densidade local. Além disso, medidas de densidade em dois pontos muito próximos um do outro não serão estatisticamente independentes, pois utilizar-se-ão de galáxias em comum.
- 2- Em qualquer estimativa de densidade baseada em uma amostra de galáxias, seja ela local ou global (isto é, sobre um volume restrito ou sobre todo o volume estudado), não podemos simplesmente utilizar o número observado de galáxias, uma vez que tal número depende dos critérios de seleção da amostra. Em outras palavras, as galáxias incluídas em uma dada amostra representam uma fração do total de galáxias existentes. A esta fração, que de forma geral pode variar em função da região do espaço considerada, damos o nome de função de seleção. Faz-se necessário, portanto, recuperar o número total de objetos a partir do número de objetos observados e da função de seleção. Os métodos empregados para tal fim são o assunto abordado na próxima seção.

II.A Funções de seleção e de luminosidade

Considere-se um ponto no espaço representado pelo seu vetor posição, \mathbf{r} , relativo a uma dada origem. A função de seleção neste ponto, $\phi(\mathbf{r})$, será então expressa como

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{N_{obs}(\mathbf{r})}{N_{tot}(\mathbf{r})}, \quad (2.2)$$

onde N_{obs} e N_{tot} são, respectivamente, os números observado e total de galáxias nas vizinhanças de \mathbf{r} . Novamente, a expressão de $\phi(\mathbf{r})$ como uma função de ponto é apenas uma abstração, pois, na prática, a estimativa de $\phi(\mathbf{r})$ envolve necessariamente a adoção de um volume não infinitesimal que, como tal, inclua um número estatisticamente significativo de objetos (ou seja, $N_{obs}(\mathbf{r}) \gg 1$). Métodos de definição deste volume para cada região coberta por uma amostra serão discutidos na seção II.B. Por ora, deixaremos propositadamente vaga a definição de “vizinhanças de \mathbf{r} ”.

Seja agora a distribuição de luminosidades das galáxias localizadas nas vizinhanças de \mathbf{r} dada por $\Sigma(L, \mathbf{r})$. Assumindo por ora que dispomos de uma amostra limitada em fluxo aparente ($f_i \geq f_{min}$, $i=1, N$ onde N é o número de galáxias pertencentes à amostra), temos que

$$N_{obs}(\mathbf{r}) = \int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Sigma(L, \mathbf{r}) dL \quad (2.3)$$

$$N_{tot}(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma(L, \mathbf{r}) dL,$$

onde $L_{min}(r) = 4\pi r^2 f_{min}$ é a luminosidade mínima que uma galáxia localizada à distância $r = |\mathbf{r}|$ precisa ter para ser incluída na amostra. Assumindo agora que a *forma* da distribuição de luminosidades não depende da posição, ou seja

$$\Sigma(L, \mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r})\Phi(L), \quad (2.4)$$

teremos então que $\phi(\mathbf{r})$ também não dependerá da posição, mas apenas da distância r , uma vez que o fator $\chi(\mathbf{r})$ será cancelado na expressão (2.2). Matematicamente,

$$\phi(\mathbf{r}) = \phi(r) = \frac{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Phi(L) dL}{\int_0^{\infty} \Phi(L) dL}. \quad (2.5)$$

A hipótese expressa por (2.4) acima equivale a assumir a existência de uma função de luminosidade de galáxias, $\Phi(L)$, que seja universal, exceto por um fator de normalização, dado por $\chi(\mathbf{r})$. De maneira rigorosa, esta premissa não pode ser verdadeira. Isso porque $\Phi(L)$ varia de um tipo morfológico para outro e a morfologia, por seu turno, está correlacionada com a

densidade local, pelo menos em aglomerados e grupos (Dressler 1980, Postman & Geller 1984). Entretanto, em grandes escalas e ambientes de densidade mais gerais, a discussão sobre a universalidade de $\Phi(L)$ tem gerado resultados contraditórios e inconclusivos (Alimi, Valls-Gabaud & Blanchard 1988, Hamilton 1988). Uma discussão recente e mais detalhada sobre a função de luminosidade e suas possíveis variações pode ser encontrada em Binggeli, Sandage & Tammann (1988).

Cabem ainda alguns comentários adicionais sobre a definição de $\phi(r)$ dada pela expressão (2.5). São eles:

- 1- Como $L_{min}(r)$ cresce com r , a expressão (2.5) prevê um comportamento decrescente de $\phi(r)$ em função da distância. Tal comportamento pode ser entendido intuitivamente se lembrarmos que uma magnitude absoluta M , a uma distância r fixa, corresponde a uma magnitude aparente

$$m = M + 25 + 5 \log r(\text{Mpc}), \quad (2.6)$$

onde $r(\text{Mpc})$ é a distância do objeto em Mpc. Assim, a função de luminosidade $\Phi(L)$ (ou equivalentemente $\Phi(M)$) se transforma em uma função do fluxo (ou magnitude) aparente para um r fixo. Como para distâncias maiores essa função se translada no sentido de fluxos cada vez menores, a fração de objetos com $f \geq f_{min}$ decrescerá.

- 2- A derivação da expressão (2.5) baseou-se na hipótese de que dispomos de uma amostra limitada em fluxo aparente (ou magnitude). Porém, um raciocínio inteiramente análogo ao exposto acima poderia ser seguido para o caso de uma amostra limitada em diâmetros aparentes. Neste caso, ao invés de uma função de luminosidade $\Phi(L)$, seria necessário definir uma função de diâmetro absoluto, $\Phi(D)$. O importante aqui é ressaltar o fato de que a perda sistemática de objetos devida ao processo de seleção de uma amostra só pode ser quantificada no caso de esta seleção ter se dado de maneira objetiva, seja em fluxo (como as amostras do CfA e do IRAS), seja em diâmetro (como no caso do SSRS). Portanto, a existência de um critério objetivo de seleção é fundamental para podermos estimar $\phi(r)$.
- 3- Na prática, $\phi(r)$ é computada utilizando-se sempre amostras às quais é aplicado um limite inferior em magnitude (ou diâmetro) absoluta(o). Ou seja, no caso de uma amostra limitada em magnitude aparente $m_{lim} = 10^{-0.4f_{min}}$, são excluídas também todas as galáxias cuja luminosidade

$$L \leq L_s = 4\pi r_s^2 f_{min}, \quad (2.7)$$

onde $r_s = 500 \text{ km s}^{-1}$ ao longo deste trabalho e L_s é a luminosidade mínima necessária para a inclusão de um objeto a esta distância. Apesar de na verdade se tratar de um limite

inferior em luminosidade, amostras sujeitas a este procedimento são geralmente denominadas “semi-limitadas por volume” em r_s . Formalmente, isso implica uma redefinição de $\phi(r)$,

$$\phi(r) = \frac{\int_{L_{\min}(r)}^{\infty} \Phi(L)dL}{\int_{L_s}^{\infty} \Phi(L)dL}, \quad \text{se } r \geq r_s, \quad (2.8)$$

$$\phi(r) = 1, \quad \text{se } r \leq r_s.$$

Essa modificação da definição original, dada por (2.5), se faz necessária pela relativa escassez de objetos de baixa luminosidade (ou diâmetro absoluto) na amostra e pela maior incerteza que movimentos peculiares impõem à determinação de distância no domínio de baixos “redshifts”. Ambos estes fatores levam a determinações imprecisas do comportamento da função de seleção nas regiões vizinhas a nós. Ao redefinirmos $\phi(r)$ tal como feito acima, eliminamos este problema, pois estamos impondo $\phi(r) = 1$ no domínio $r \leq r_s$. Pagamos, contudo, o preço de ter que eliminar da amostra, previamente ao cálculo de $\phi(r)$ (que será descrito a seguir), as galáxias com $L \leq L_s$.

Dada a definição da função de seleção, faz-se necessário agora estimar valores de $\phi(r)$ até a distância máxima dentro da qual medidas de densidade serão calculadas. Cumpre notar que determinar $\phi(r)$ equivale a determinar $\Phi(L)$, uma vez que as duas funções estão correlacionadas pela expressão (2.5) (ou (2.8)) acima. Historicamente, as primeiras determinações de $\Phi(L)$ se baseavam na hipótese de que a distribuição de galáxias é uniforme nas escalas consideradas (Felten 1977). Tal premissa, conforme já discutido na Introdução, não se aplica às amostras tridimensionais de galáxias obtidas até o presente, o que resulta em erros sistemáticos na derivação de $\Phi(L)$ e $\phi(r)$. Diversos métodos de determinação dessas funções foram propostos mais recentemente. Esses métodos, todos insensíveis à presença de estruturas na distribuição de galáxias, se dividem em dois subgrupos: métodos paramétricos, que assumem *a priori* uma forma para $\Phi(L)$ e os não-paramétricos, que resultam na obtenção de valores para $\Phi(L)$ sem a adoção de qualquer forma específica para esta função. Exemplos de métodos paramétricos são os descritos em Turner (1979), Sandage, Tammann & Yahil (1979) e Yahil (1988). Métodos não-paramétricos foram desenvolvidos por Nicoll & Segal (1983), Choloniewski (1986) e Efstathiou, Ellis & Peterson (1988). Alguns trabalhos que utilizaram métodos paramétricos se basearam em ajustes dos parâmetros livres pelo método de mínimos quadrados, tal como feito por Kirshner, Oemler & Schechter (1979) ou Davis & Huchra (1982). Em outros casos, como em Sandage, Tammann & Yahil (1979), Yahil (1988) e Yahil *et al.* (1991), os parâmetros livres foram ajustados pelo método de máxima probabilidade. Este último foi também adotado nos trabalhos que utilizaram-se de métodos não-paramétricos de determinação de $\Phi(L)$.

Utilizamos neste trabalho o mesmo método utilizado por Yahil (1988) e Yahil *et al.* (1991). Escolhida uma parametrização para $\Phi(L)$ (e, por conseguinte, também para $\phi(r)$), este consiste

em determinar os valores dos parâmetros que maximizam a probabilidade de obtermos a distribuição observada de fluxos $f_i, i = 1, N$ condicionada à distribuição de distâncias $r_i, i = 1, N$. Considere-se, por exemplo, uma galáxia da amostra cuja distância é r . A probabilidade de que esse objeto tenha uma luminosidade no intervalo $[L, L+dL]$ é dada por

$$p(L | r)dL = \frac{\Phi(L)dL}{\int_{L_{\min}(r)}^{\infty} \Phi(L')dL'}, \quad \text{se } r \geq r_s, \quad \text{ou} \quad (2.9)$$

$$p(L | r) = \frac{\Phi(L)dL}{\int_{L_s}^{\infty} \Phi(L')dL'}, \quad \text{se } r < r_s.$$

Utilizando a expressão (2.8), e observando que

$$\Phi(L)dL = -\frac{d\phi(r)}{dr} \Big|_{r_{\max}(L)} \left(\int_{L_s}^{\infty} \Phi(L')dL' \right) dr_{\max}(L), \quad (2.10)$$

onde $r_{\max}(L) = (L/4\pi f_{\min})^{1/2}$, obtemos que

$$p(L | r)dL = -\frac{1}{\phi(r)} \frac{d\phi(r)}{dr} \Big|_{r_{\max}(L)} dr_{\max}(L). \quad (2.11)$$

O método adotado aqui consiste, portanto, em encontrar os parâmetros que maximizam a quantidade

$$\begin{aligned} P(\{L_i\} | \{r_i\}) &= \prod_i^N p(L_i | r_i) = \\ &= \prod_i^N \frac{1}{\phi(r_i)} \frac{d\phi(r)}{dr} \Big|_{r_{\max}(L_i)}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Os diferenciais das expressões (2.9)-(2.11) são arbitrários, podendo ser feitos tão pequenos quanto se queira. Portanto, eles não contribuem para a maximização de (2.12), exceto por um termo multiplicativo constante. Cumpre aqui uma outra observação: apesar de a expressão (2.11) acima ser também válida para objetos com $r \leq r_s$ e mesmo para aqueles com $L \leq L_s$ (neste último caso, $d\phi(r)/dr = 0$, logo $p(L | r) = 0$), o produtório dado por (2.12) inclui apenas objetos mais distantes do que r_s . Isso porque, conforme já mencionamos, estimativas de distância baseadas em “redshifts” para objetos muito próximos são sujeitas a erros substanciais.

A parametrização adotada para a função de luminosidade foi

$$\Phi(L) \propto \left(\frac{\alpha}{L} + \frac{\beta}{L_s + L} \right) \left(\frac{L}{L_s} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{L}{L_s} \right)^{-\beta}, \quad (2.13)$$

para $L \geq L_s$ e $\Phi(L) = 0$ do contrário. Na expressão acima α, β e L_s são os parâmetros livres para ajuste. Essa expressão representa um caso mais geral (com um parâmetro adicional para

ajuste) da função de Schechter (Schechter 1976). A normalização é feita pela densidade média da amostra, cujo método de derivação será descrito no início da seção II.B. Em outras palavras, $\Phi(L)$ representa aqui o valor esperado para a densidade de objetos com luminosidade L em um ponto escolhido aleatoriamente no volume coberto pela amostra. Esta escolha de normalização, no entanto, não chega a ser relevante, pois ela se cancela na definição de $\phi(r)$ (expressões (2.5) ou (2.8)), que é a grandeza efetivamente usada no ajuste.

A função de seleção correspondente à expressão (2.13) para $\Phi(L)$ é dada por

$$\phi(r) = \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-2\alpha} \left(\frac{r^2 + r_*^2}{r_s^2 + r_*^2}\right)^{-\beta}, \quad (2.14)$$

para $r \geq r_s$ e $\phi(r) = 1$ do contrário. Na expressão acima, o parâmetro $r_* = (L_*/4\pi f_{min})^{1/2}$ substitui o parâmetro L_* , usado em (2.13).

Como a expressão (2.12) depende apenas dos valores de $\{r_i\}, i = 1, N, \{r_{max}(L_i)\}, i = 1, N$, todos fixos para uma dada amostra, e dos parâmetros α, β e r_* , a maximização da função $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ depende apenas da escolha dos valores corretos para estes últimos. O procedimento de ajuste de $\phi(r)$, portanto, consiste essencialmente em procurar, de maneira orientada, o máximo da função $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ no espaço de parâmetros formado por α, β e r_* . Foram utilizadas para este fim as rotinas de procura pelo gradiente apresentadas em Bevington (1969) e Press et al. (1986) (Numerical Recipes). Dado um ponto inicial no espaço de parâmetros, estas rotinas orientam a procura de um máximo da função de probabilidade a partir da determinação das derivadas parciais de primeira e segunda ordem desta com relação aos parâmetros a serem ajustados. Uma vez definida a direção na qual $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ apresenta máxima variação, o valor desta função bem como de suas derivadas é calculado em um outro ponto do espaço de parâmetros ao longo dessa direção. A determinação de P e de suas derivadas neste novo ponto permite, por seu turno, a obtenção de um novo gradiente. O processo continua iterativamente até que seja atingido um máximo satisfatório da função P . O critério de convergência de ajuste adotado neste trabalho foi sempre dado por $\ln P_j - \ln P_{j-1} \simeq dP/P \leq \Delta$, onde P_j é o valor de $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ no ponto correspondente à j -ésima iteração e Δ varia de amostra para amostra, dependendo do número de objetos e da qualidade dos dados. O critério de convergência será discutido com mais detalhe no Capítulo VI onde efetuaremos a análise da amostra a ser apresentada no Capítulo IV.

II.B Estimadores de densidade

Uma vez computada a função de seleção pelo método descrito na seção anterior, esta pode ser utilizada para obter diferentes estimativas de densidade. Tomemos novamente como

exemplo a densidade média global de uma amostra dada pela expressão (2.1). O número total de galáxias esperado dentro do volume V será dado por

$$N_T = \sum_i^N \frac{1}{\phi(r_i)}, \quad (2.15)$$

onde N é novamente o número de objetos contidos na amostra e $\phi(r_i)$ é o valor da função de seleção à distância de cada galáxia. Ou seja, a expressão acima atribui, a cada galáxia amostrada, um peso inversamente proporcional à função de seleção, de forma a compensar pela perda de objetos devido ao critério de corte da amostra. A densidade média sobre todo o volume V será então

$$\bar{n} = \frac{1}{V} \sum_i^N \frac{1}{\phi(r_i)}. \quad (2.16)$$

Esta não é a única forma de estimar a densidade média (ver Davis & Huchra 1982 para outros estimadores). Seguindo a notação adotada por estes autores, passaremos a usar para este estimador a notação n_1 . Conforme mencionado anteriormente, a estimativa de n_1 pode ser utilizada para normalizar a expressão (2.13). Além disso, é importante que n_1 seja determinada em um volume o maior possível como forma de garantir uma amostragem representativa das estruturas que compõem o campo de densidade. Contudo, devido ao fato de a função de seleção decrescer com a distância, é necessário evitar a inclusão de regiões muito distantes na estimativa de n_1 ou de qualquer outra medida de densidade. De outra forma, a estimativa de n_1 por (2.16) será dominada pela contribuição de um número pequenos de galáxias situadas a distâncias extremas, sendo esta estimativa, portanto, sujeita a grandes flutuações estatísticas ("shot noise"). O mesmo se aplica para outras medidas de densidade. A definição do volume útil para estimativas do campo de densidade, portanto, deve representar um compromisso entre estes dois fatores.

Considere-se agora uma medida de densidade local em torno de um ponto qualquer cujo vetor posição é dado por \mathbf{r} . Seja a densidade em torno deste ponto estimada como a média dentro do volume ΔV ($\Delta V \ll V$) nele centrado,

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Delta V} \sum_i^{N(\Delta V)} \frac{1}{\phi(r_i)}, \quad (2.17)$$

onde $N(\Delta V)$ é o número de objetos observados no volume $\Delta V(\mathbf{r})$, a cada um deles estando associado um peso correspondente ao inverso do valor de $\phi(r)$. Seria interessante agora obter um critério objetivo para definir o tamanho do volume ΔV . Uma possibilidade é a de usar como ponto de partida a distância média entre galáxias da amostra para a distância $r = |\mathbf{r}|$.

Pela própria definição de $\phi(r)$ e de n_1 , a densidade média de galáxias incluídas na amostra, para cada distância r , é dada por $n_1 \phi(r)$. Dessa forma, a distância média esperada será

$$\bar{r} = (n_1 \phi(r))^{-1/3}, \quad (2.18)$$

Já o volume médio necessário para que se tenha pelo menos um objeto contribuindo para $n(r)$ será

$$\Delta V \approx \bar{r}^3 = (n_1 \phi(r))^{-1} \quad (2.19)$$

Naturalmente, uma medida de densidade que seja mais significativa do ponto de vista estatístico, exige a inclusão de um número maior de objetos na soma dada pela equação (2.17). Isso equivale a multiplicar o volume dado pela expressão (2.19) acima por um fator correspondente.

II.B.1 Densidade em conchas radiais

Um exemplo de estimador de densidade local e que será utilizado neste trabalho, é o de densidade em conchas radiais, $n(r)$. Em outras palavras, desejamos obter uma expressão para a densidade de galáxias contida dentro do volume compreendido entre as distâncias r e $r + \Delta r$ ao Grupo Local. Se o ângulo sólido coberto pela amostra é dado por ω , teremos que

$$\Delta V = \frac{\omega}{3}((r + \Delta r)^3 - r^3) \simeq \omega r^2 \Delta r, \quad (2.20)$$

de forma que

$$\begin{aligned} n(r) &= \frac{1}{\Delta V} \sum_i^{N(r)} \frac{1}{\phi(r_i)} \\ &\simeq \frac{1}{\omega r^2 \Delta r} \sum_i^{N(r)} \frac{1}{\phi(r_i)} \approx \frac{1}{\omega r^2 \Delta r} \frac{N(r)}{\phi(r)}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde $N(r)$ é o número do objetos da amostra contidos no intervalo de distância $[r, r + \Delta r]$. No caso particular de conchas radiais, portanto, o problema da determinação de ΔV se reduz a obter um valor para a espessura dessas conchas, Δr , o que pode ser feito de duas formas:

- 1- Se quisermos calcular $n(r)$ para todo o volume coberto pela amostra, mas mantendo o valor de $N(r)$ aproximadamente constante e em torno de um valor NG ($NG \gg 1$, de forma a permitir um estimativa confiável de densidade), teremos que variar Δr de acordo com a expressão:

$$\frac{\omega r^2 \Delta r}{\bar{r}^3} \simeq NG$$

$$\Delta r(r) \simeq \frac{NG}{\omega r^2 n_1 \phi(r)}. \quad (2.22)$$

2- Alternativamente, podemos manter Δr fixo e cortar o volume da amostra à distância para a qual $N(r) = NG$. Ou seja, a distância máxima considerada seria dada pela expressão

$$R_{max} \simeq \left(\frac{NG}{n_1 \phi(R_{max}) \omega \Delta r} \right)^{1/2}. \quad (2.23)$$

Usaremos neste trabalho a segunda alternativa dada acima.

II.B.2 Densidade em uma rede de pontos

Como alternativa à determinação de densidades radiais, podemos definir uma rede de N_p pontos distribuídos no espaço, representados pelos seus vetores posição $\mathbf{r}_i, i = 1, N_p$, e determinar a densidade local de objetos em torno desses pontos, $n(\mathbf{r}_i)$. Neste caso teremos

$$\Delta V_i = \frac{4\pi(\Delta r_i)^3}{3}, \quad (2.24)$$

onde Δr_i representa a distância radial máxima ao ponto \mathbf{r}_i que usaremos na determinação de $n(\mathbf{r}_i)$. Contrariamente ao caso das conchas radiais, adotaremos neste caso a distância média entre partículas (dada pela expressão (2.18)) na definição de Δr_i .

Por se tratar de uma medida de densidade pontual, $n(\mathbf{r})$ necessariamente envolverá um número relativamente pequeno de galáxias em comparação a $n(r)$. Medidas localizadas de densidade são, portanto, inevitavelmente sujeitas a flutuações estatísticas de maior amplitude. A presença de uma única galáxia pode pesar significativamente nessas medidas de densidade, especialmente em regiões distantes (onde a amostra é mais esparsa) e de baixa densidade. Como forma de reduzir a instabilidade da medida de $n(\mathbf{r}_i)$ devida à presença de objetos próximos ao limite Δr_i , aplicamos, portanto, uma curva de suavização parabólica no cálculo das densidades. Em outras palavras, cada objeto usado no cálculo de $n(\mathbf{r}_i)$ será pesado pela função

$$w(j) = \frac{1}{\phi(r_j)} \left(1 - \frac{\Delta r_{ij}^2}{\Delta r_i^2} \right), \quad (2.25)$$

onde $\Delta r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i| \leq \Delta r_i$ é a distância da j -ésima galáxia ao ponto \mathbf{r}_i . Como a expressão (2.25) não pesa todo o volume em torno de \mathbf{r}_i uniformemente, faz-se necessário então modificar a expressão (2.24) para ΔV_i , que será agora expresso por

$$\Delta V_i = 4\pi \int_0^{\Delta r_i} r'^2 \left(1 - \frac{r'^2}{\Delta r_i^2} \right) dr' = \frac{8\pi(\Delta r_i)^3}{15}.$$

A expressão final para a densidade no i -ésimo ponto da rede fica então (ver 2.17)

$$n(\mathbf{r}_i) = \frac{15}{8\pi\Delta r_i^3} \sum_j w(j), \quad (2.26)$$

onde $w(j)$ é dada por (2.25) e a soma acima se dá sobre todas as galáxias para as quais $\Delta r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i| \leq \Delta r_i$. Duas observações fazem-se necessárias para completar a descrição de estimadores de densidade numa rede:

- 1- A distância média entre partículas na região do ponto \mathbf{r}_i , Δr_i , como vimos, cresce com a distância do ponto a nós ($r_i = |\mathbf{r}_i|$). Devemos portanto aumentar a separação entre os pontos de nossa rede na mesma proporção. Caso contrário, as estimativas de densidade em dois pontos vizinhos não mais serão independentes, pois estarão sendo efetuadas aproximadamente dentro da mesma região e utilizando-se os mesmos objetos.
- 2- O cálculo de densidade só pode ser feito em pontos afastados dos limites da amostra por uma distância não inferior a Δr_i . Somente para esses pontos, o volume efetivamente amostrado é dado pela expressão para ΔV_i acima. Como alternativa, podemos estimar a fração do volume ΔV_i não incluída na amostra e incorporá-la à expressão (2.26).

A descrição do procedimento de escolha dos pontos do espaço nos quais serão calculadas densidades localizadas é feita nas subseções III.3.3 e VI.B.2. Métodos de lidar com pontos situados próximos das bordas de cada amostra são apresentados em VI.A.1.

II.C Análise de segregação

Dadas as ressalvas feitas no início deste capítulo, podemos definir agora o campo de densidade de galáxias como sendo o conjunto discreto de medidas de densidade, $\{n(\mathbf{r}_i)\}$, ($i = 1, N_p$), feitas em N_p regiões diferentes (a i -ésima das quais centrada no ponto \mathbf{r}_i) contidas no volume coberto por uma dada amostra. No caso particular de densidades em conchas radiais, por exemplo, o campo de densidade será dado pelo conjunto $\{n(r_i)\}$, onde $r_{i+1} = r_i + \Delta r$.

Sejam agora dois campos, $\{n_1(\mathbf{r}_i)\}$ e $\{n_2(\mathbf{r}_i)\}$. Esses conjuntos podem representar os campos de densidade de duas diferentes amostras de galáxias, possivelmente selecionadas de forma distinta (por exemplo, galáxias IRAS *vs* galáxias óticas; amostra cortada por diâmetro *vs* amostra cortada por magnitude) ou de duas subamostras pertencentes a uma mesma amostra (como um tipo morfológico A *vs* tipo morfológico B). Conforme mencionado no final do Capítulo I, o objetivo básico deste trabalho de tese é o de quantificar a possível existência de segregação entre dois campos de densidade distintos. Descreveremos, a seguir, o método pelo qual isso

será feito. Nesta descrição, nos fixaremos no caso de campos descritos por conchas radiais. O método, contudo, é válido e fácil de ser adaptado a outras representações do campo de densidade.

Uma primeira tentativa de se quantificar a segregação entre dois campos de densidade seria pelo estudo da distribuição das diferenças $n_1(r) - n_2(r)$ para todos os N_p pontos utilizados. Contudo, essas diferenças são, via de regra, dominadas pelas diferenças de abundância entre as galáxias da amostra 1 e da amostra 2. Considere-se, por exemplo, o caso em que a amostra 1 represente a subamostra de galáxias espirais de uma dada amostra e a amostra 2, as elípticas da mesma amostra. Galáxias espirais constituem aproximadamente 65% de todas as galáxias observadas. Desse forma, $n_1(r) - n_2(r) > 0$ para a grande maioria dos N_p pontos amostrados. Uma melhor estimativa de segregação é dada por $D_1(r) - D_2(r)$, onde

$$D(r) = \frac{n(r)}{n_1}. \quad (2.27)$$

Como $D(r)$ é uma grandeza normalizada pela densidade média global de cada amostra (ou subamostra), as diferenças de ordem zero (abundância) são canceladas na análise de segregação. A distribuição de $D_1(r) - D_2(r)$, portanto, reflete variações intrínsecas na distribuição dos objetos de uma amostra com relação à outra. Contudo, a eventual observação de tais variações não garante necessariamente a existência de segregação espacial de galáxias. Isso porque, dadas quaisquer duas distribuições não idênticas de pontos no espaço, sempre haverá diferenças entre os campos de densidade a elas associados. Faz-se necessário, portanto, determinar se as diferenças observadas são compatíveis ou não com a amplitude das flutuações estatísticas esperadas para as duas distribuições, levando-se em conta o número finito de pontos contidos em cada uma e as limitações do próprio método de determinação das densidades.

Uma técnica apropriada de se estimar diretamente o nível de relevância estatística de segregação observada entre duas amostras é através da realização de simulações de Monte-Carlo. Essas simulações devem ser geradas de forma a ter, em média, o mesmo campo de densidade de uma das amostras em questão e, além disso, possuir embutidas nesse campo as flutuações estatísticas associadas a ambas. Se realizarmos, por exemplo, N_{real} simulações de Monte-Carlo, todas contendo realizações do campo de densidade da amostra de dados 1, podemos comparar, para cada valor de r , a diferença $D_1(r) - D_2(r)$ com a distribuição de valores $D_1(r) - D_S^i(r)$, onde $i = 1, N_{real}$ e $D_S^i(r)$ é o valor da densidade normalizada no ponto r para a i -ésima simulação. A largura dessa distribuição refletirá a amplitude das flutuações associadas às medidas de $D_1(r) - D_2(r)$, permitindo assim a obtenção de um nível de confiança de segregação. A seguir, descrevemos o procedimento adotado para gerar estas simulações. Cumpre mencionar que simulações de Monte-Carlo são suficientemente importantes neste trabalho para merecerem uma seção à parte (seção II.D), na qual discutiremos um procedimento mais geral de criação de

simulações. O procedimento de simulação apresentado aqui aplica-se especificamente à análise de segregação. Este consiste nas seguintes etapas:

- 1- Sem perda de generalidade, convencionaremos que a amostra 1 possui mais objetos do que a 2. Denominaremos a amostra 1 de amostra densa e a amostra 2 de esparsa. Inicialmente, efetuamos um "bootstrap" da amostra densa, ou seja, associamos à cada objeto dessa amostra um peso de valor aleatório, extraído de uma distribuição de Poisson com média 1. Dessa forma, o número de objetos em cada ponto \mathbf{r} será, para um grande número de realizações de "bootstrapping", em média igual ao existente na amostra densa para aquele mesmo ponto. Como não é efetuada qualquer alteração nas magnitudes (ou diâmetros) aparentes das galáxias, a função de seleção será também, na média tomada sobre várias realizações, igual à da amostra densa. As únicas variações em $\phi(\mathbf{r})$ serão também de origem estatística, em função das variações no peso atribuído a cada galáxia para sua determinação. Conseqüentemente, o campo de densidade ($D(\mathbf{r}) \simeq N(\mathbf{r})/\phi(\mathbf{r})$) de cada realização será, novamente em média, igual ao da amostra densa, sendo as flutuações associadas, aquelas esperadas para uma distribuição de Poisson. Chamemos cada realização resultante deste procedimento de "bootstrapping" de *simulação densa*.
- 2- Para cada simulação densa, temos agora que incorporar as flutuações associadas ao campo de densidade da amostra esparsa. Para isso, precisamos de um novo processo aleatório que reduza o número total de objetos da simulação densa ao nível da amostra esparsa, mas sem alterar o campo de densidade. Isso é feito eliminando-se de cada simulação densa a fração de objetos dada por

$$f(\mathbf{r}) = 1 - \frac{(n_1 \phi(\mathbf{r}))_{esp}}{(n_1 \phi(\mathbf{r}))_{Sden}}, \quad (2.28)$$

onde os índices *esp* e *Sden* referem-se à amostra esparsa e à simulação densa, respectivamente. A função de seleção e densidade média n_1 são computadas para esta última pelo mesmo método de probabilidade máxima parametrizado aplicado às amostras reais. Conforme já dito, o produto $(n_1 \phi(\mathbf{r}))$ representa a densidade média de objetos amostrados a cada distância. Assim, a fração dada em (2.28) é justamente o que precisamos eliminar da simulação densa a cada distância, de forma a obter uma amostra com o mesmo número de pontos (em média) que a amostra esparsa. Como o produto $n_1 \phi(\mathbf{r})$ não leva em conta a presença de não-homogeneidades na distribuição de galáxias, a razão acima reduz o número de objetos, mas sem eliminar o excesso local representado por essas mesmas não-homogeneidades. O campo de densidades de cada simulação densa, portanto, não é alterado pela sua diluição. Para que isso ocorra, contudo, é necessário que a função de seleção também seja modificada, de forma a corresponder àquela obtida para a amostra esparsa. As magnitudes (ou diâmetros) aparentes dos objetos que são mantidos na

amostra diluída devem ser, portanto, modificados de forma compatível com $\phi(r)_{esp}$. Na próxima seção descreveremos como isso é feito.

Ao final do item 2, dispomos de uma amostra simulada que reproduz o mesmo campo de densidade da amostra densa, a mesma função de seleção e número de objetos da amostra esparsa, e com flutuações devidas a ambas amostras embutidas em todas estas grandezas. A esta amostra final damos o nome de *simulação esparsa*. Uma vez obtida a simulação esparsa, podemos novamente computar $\phi(r)$ e $D(r)$ para esta amostra, usando os mesmos métodos aplicados às amostras reais e à simulação densa. Obviamente, para analisarmos as diferenças entre os campos de densidade das amostras de dados 1 e 2, faz-se necessária a criação de várias dessas simulações esparsas.

Como forma de testar o método introduzido acima, este foi aplicado a um par de amostras. A amostra densa possui 12000 pontos e a esparsa, 2000. Na verdade, essas amostras são também simulações, geradas pelo método descrito na próxima seção. Vale notar que isso não invalida o presente teste, pois os procedimentos de “bootstrapping” e diluição foram aplicados exatamente como descrito acima. A utilização de um par de simulações se deveu à necessidade de escolher funções de seleção e campos de densidade que fossem diferentes o suficiente para facilitar a visualização da figura 2.1. Nesta figura são mostrados os resultados obtidos para um conjunto de 100 simulações criadas a partir do par densa/esparsa. No painel *a*, mostramos as funções de seleção das amostras densa e esparsa, representadas por triângulos sólidos e abertos, respectivamente. Novamente, distâncias são expressas em unidades de velocidade. Além disso, é preferível graficar $\log \phi(r)$, pois $\phi(r)$ decai muito rapidamente com a distância. As linhas tracejadas (pontilhadas) conectam as posições dos percentis a 5% (25%) e 95% (75%) da distribuição de valores de $\log \phi(r)$ para as 100 simulações densas. A linha sólida mostra a mediana desta mesma distribuição. Esta última se ajusta extremamente bem à $\phi(r)$ da amostra densa, o que comprova que as simulações densas, em média, reproduzem as características gerais desta amostra. No painel *b* mostramos os valores de $D(r)$ seguindo a mesma simbologia que no painel *a*. Novamente, a mediana das simulações densas está em ótima concordância com $D_{den}(r)$ para todo o intervalo de distância utilizado ($r \leq 8000 \text{ km s}^{-1}$). Já os painéis *c* e *d* referem-se às simulações esparsas. Agora $\phi(r)$ é, em média, igual à da amostra esparsa (painel *c*), enquanto que o campo de densidade (painel *d*) ainda reproduz o da amostra densa, conforme desejado. O grande aumento na amplitude das flutuações com relação aos painéis *a* e *b*, tanto em $\phi(r)$ quanto em $D(r)$, se deve à incorporação das flutuações associadas à amostra esparsa.

A figura 2.1 comprova, portanto, que as simulações esparsas resultantes possuem as características necessárias para a determinação da relevância estatística das diferenças entre os campos de densidade das amostras verdadeiras. Assumindo que as amostras densa e esparsa sejam realizações diferentes de uma mesma população de galáxias, tendo sido, portanto, derivadas de um mesmo campo de densidade, a diferença $D_{den}(r) - D_{esp}(r)$ deveria estar contida

no domínio de diferenças dado por $D_{den}(r) - D_S(r)$. Isso deveria valer para todos os valores de r (ou seja, para todas as regiões nas quais a densidade foi calculada). As simulações esparsas permitem, portanto, quantificar o nível de segregação entre as amostras densa e esparsa. Pela figura 2.1, painel *d*, observamos que as diferenças entre as duas amostras não se devem apenas às flutuações estatísticas, pois grande parte dos valores de $D(r)$ da amostra esparsa se situa inteiramente fora dos limites dados pelos percentis da distribuição das simulações. Em termos quantitativos, o nível de confiança de segregação pode ser obtido, para cada ponto, estimando-se a fração de simulações esparsas para as quais $|D_{den}(r) - D_S(r)| < |D_{den}(r) - D_{esp}(r)|$.

Cumprе enfatizar que a análise de segregação apresentada aqui se baseia na comparação direta das diferenças nas medidas de densidade de duas amostras, $D_{den} - D_{esp}$, com as flutuações esperadas para estas diferenças. É importante, portanto, que todas as possíveis fontes de flutuação sejam incorporadas às simulações de Monte-Carlo. Além das flutuações devidas ao número finito de objetos, uma das principais fontes de incerteza nas medidas de $D(r)$ é causada pela função de seleção. Daí a necessidade de incorporar os erros na determinação de $\phi(r)$ para ambas as amostras a serem comparadas. Isso é feito automaticamente pelo método acima, pela determinação de $\phi(r)$ tanto para a simulação densa quanto para a esparsa.

A obtenção de níveis de confiança de segregação bem como de valores para o fator de segregação relativo entre duas amostras é o objetivo principal do artigo sobre segregação morfológica que será apresentado no próximo capítulo.

II.D Simulações de Monte-Carlo

Na seção anterior vimos o papel importante que simulações podem ter em estudos de segregação de galáxias. As simulações descritas na seção II.C, contudo, têm uma função limitada: a de permitir a quantificação das flutuações estatísticas associadas a grandezas observadas em amostras já existentes. São simulações que resultam da aplicação de processos aleatórios, tais como o “bootstrapping” ou a eliminação randômica de uma dada fração de objetos, a amostras reais. Assim sendo, as características dessas amostras simuladas estão, por construção, vinculadas às características da amostra de dados que as originou. Nesta seção, descrevemos um procedimento mais geral de simulação, que permite a geração de amostras utilizando apenas uma função de seleção como parâmetro de entrada. Além disso, são também descritos métodos que permitem a inclusão de erros, tanto aleatórios quanto sistemáticos, nas magnitudes ou diâmetros aparentes simulados. Trata-se assim de um instrumento extremamente útil para o estudo do efeito destes erros sobre a função de seleção e o campo de densidade observados em uma amostra. Este é um dos assuntos investigados nesta tese (Capítulo V).

Pelas expressões (2.21) e (2.27), vemos que para uma amostra cuja função de seleção é $\phi(r)$, a densidade de objetos em função da distância é dada por

$$\frac{dN(r)}{dr} = D(r)\omega n_1 r^2 \phi(r). \quad (2.29)$$

Integrando a expressão acima de uma distância mínima r_{min} a um dado r , pode-se calcular a fração de objetos contidos dentro desse intervalo de distância,

$$\frac{N(\leq r)}{N_{tot}} = \frac{\int_{r_{min}}^r D(r')\phi(r')r'^2 dr'}{\int_{r_{min}}^{R_{max}} D(r')\phi(r')r'^2 dr'}, \quad (2.30)$$

onde R_{max} é a distância máxima coberta pela amostra. Podemos então criar uma amostra uniforme ($D(r) = 1$) com N_{tot} objetos, gerando uma distribuição de N_{tot} valores aleatórios contidos no intervalo $[0,1]$. Seja, por exemplo, o i -ésimo valor desta distribuição dado por v_i . A ele corresponderá uma "galáxia" cuja distância, r_i , satisfaz a equação

$$v_i = \frac{N(\leq r_i)}{N_{tot}} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_i} \phi(r')r'^2 dr'}{\int_{r_{min}}^{R_{max}} \phi(r')r'^2 dr'}. \quad (2.31)$$

A solução para esta equação é obtida pela utilização de diversas rotinas contidas em Numerical Recipes. No caso de amostras não-uniformes, além da função de seleção, devemos especificar também o campo de densidades radiais $D(r)$ desejado e utilizar (2.30). Esse foi o caso das simulações apresentadas no final da seção anterior, com o objetivo de testar o método de análise de segregação.

Uma vez determinada a distância de cada objeto da simulação, são necessárias agora duas coordenadas angulares de forma a definir completamente suas posições no espaço. Estas podem ser atribuídas aleatoriamente, caso em que a distribuição angular será uniforme, ou pela especificação completa do campo de densidade

$$D(r, \theta, \phi) = \frac{N(r, \theta, \phi)}{n_1 \phi(r) \Delta V}, \quad (2.32)$$

para cada r . Neste último caso, a distribuição de pontos em (θ, ϕ) pode ser gerada novamente por uma distribuição de valores aleatórios e pela integral análoga a (2.30) para o caso angular.

Um dos objetivos dessas simulações de Monte-Carlo é o de reproduzir, sobre uma amostra cuja função de seleção e campo de densidade são conhecidos *a priori*, os diversos efeitos sistemáticos associados ao processo de seleção de amostras reais. Como a seleção de amostras reais se baseia em magnitudes ou diâmetros aparentes, é necessário então atribuir valores destas grandezas a cada ponto da amostra simulada. Dessa forma, poderemos posteriormente selecionar os pontos que satisfazem a um determinado critério de corte (em magnitude ou diâmetro),

tal como ocorre com amostras de galáxias. Utilizemos novamente como exemplo o caso de uma amostra limitada em magnitudes. As magnitudes são criadas de maneira formalmente análoga ao processo de atribuição de posições. A fração de objetos cuja distância é r e cuja luminosidade é menor do que um dado valor L será dada por

$$N(\leq L) = \frac{\int_{L_{min}(r)}^L \Phi(L)dL}{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Phi(L)dL} = 1 - \frac{\int_L^{\infty} \Phi(L)dL}{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Phi(L)dL}, \quad (2.33)$$

onde novamente $L_{min}(r) = 4\pi f_{min}r^2$. Como a um r fixo, $L \rightarrow f = L/4\pi r^2 \rightarrow m = -2.5 \log f$, temos então que $N(\leq L) = N(\geq m)$. Fazendo esta substituição e expressando (2.33) em termos da função de seleção, resulta em

$$N(\geq m) = 1 - \frac{\phi(r_{max}(m))}{\phi(r)}, \quad (2.34)$$

onde r_{max} é a distância máxima à qual um objeto cuja distância é r e magnitude aparente é m poderia estar de forma a ainda poder ser incluído na amostra. Analogamente à expressão (2.30), o valor de $N(\geq m)$ acima estará sempre contido no intervalo $[0,1]$ (0 se $r_{max} = r, m = m_{lim}, L = L_{min}(r)$, e 1 se $r_{max} = \infty, m = -\infty, L = \infty$). Podemos então, através de uma nova distribuição aleatória de valores neste domínio, obter valores para as magnitudes m dos objetos da amostra simulada. Vale enfatizar que um raciocínio inteiramente análogo pode ser feito para o caso em que substituirmos $\Phi(L)$ por $\Phi(D)$.

O procedimento de geração de amostras descrito aqui foi exaustivamente testado. Na figura 2.2 sua eficiência é exemplificada. Os painéis da figura mostram o resultado da criação de 50 simulações no que tange à função de seleção (painel *a*) e ao campo em conchas radiais (painel *b*). Os símbolos usados são semelhantes àqueles da figura 2.1: os pontos do painel *a* mostram a função de seleção original usada na criação das simulações, enquanto as linhas quantificam os percentis da distribuição de valores obtidos para $\phi(r)$. O mesmo se aplica aos campos de densidade do painel *b*. Podemos então constatar que as funções de seleção e os campos $D(r)$ extraídos da série de simulações reproduzem bem, dentro do limite imposto pelas flutuações (cada uma foi criada com 5000 pontos), os originais.

Como último passo, pode-se agora, caso se queira, incorporar às magnitudes simuladas erros sistemáticos ou aleatórios, estes últimos obviamente exigindo, uma vez mais, a utilização de rotinas de geração de valores randômicos. Feito isto, a amostra simulada estará então pronta para ser utilizada. Os métodos descritos aqui serão fartamente usados no Capítulo V, onde o efeito de absorção galáctica, bem como de erros em magnitudes ou diâmetros sobre uma dada amostra, serão estudados.

Descrição das figuras

Figura 2.1 - *a)* funções de seleção para amostras densa (triângulos sólidos) e esparsa (triângulos abertos) usadas para demonstrar o método de análise de segregação descrito em II.C. As linhas representam os percentis da distribuição de valores de $\phi(r)$ para as simulações densas, obtidas a partir da amostra densa pela técnica de “bootstrapping”. A linha sólida mostra a mediana desta distribuição. Já as linhas pontilhadas (tracejadas) inferior e superior correspondem aos percentis a 25% (5%) e 75% (95%), respectivamente. *b)* Densidades em conchas radiais para as amostras esparsa (triângulos abertos) e densa (triângulos sólidos), bem como para as simulações obtidas pelo “bootstrapping” desta última (linhas). A convenção para as linhas é a mesma usada no item *a*. *c)* O mesmo que em *a*, mas agora as linhas representam a distribuição de valores de $\phi(r)$ para as simulações esparsas. *d)* O mesmo que em *b*, sendo as linhas agora indicativas dos percentis da distribuição de $D(r)$ para as simulações esparsas. Conforme enfatizado no texto, as medidas de densidade destas últimas devem reproduzir, em média, o campo da amostra densa.

Figura 2.2 - Resultado da realização de 50 simulações de Monte-Carlo, de acordo com o método descrito em II.D. No painel *a*, os pontos representam a função de seleção usada na criação das simulações e as linhas indicam as posições de percentis da distribuição de $\phi(r)$ das mesmas. A linha contínua liga as posições das medianas a cada distância, enquanto que as linhas pontilhadas e tracejadas indicam os percentis extremos a 25% e a 5%, respectivamente. Painel *b*: o mesmo que no painel *a*, mas agora para medidas de densidade em conchas, $D(r)$. Como a distribuição de objetos simulados é, por construção, uniforme, os pontos foram agora substituídos por uma linha horizontal em $D(r)=1$.

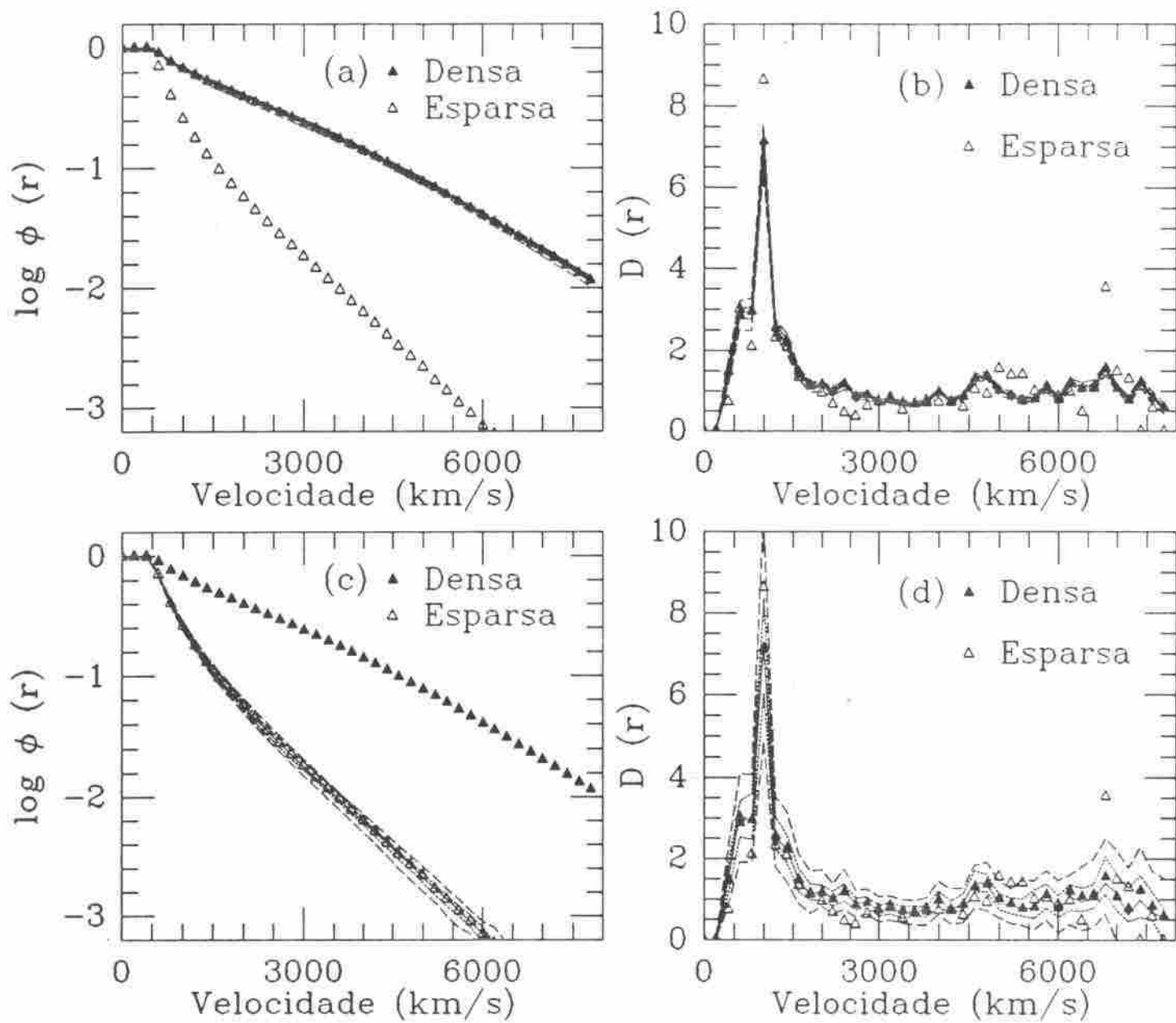


Figura 2.1

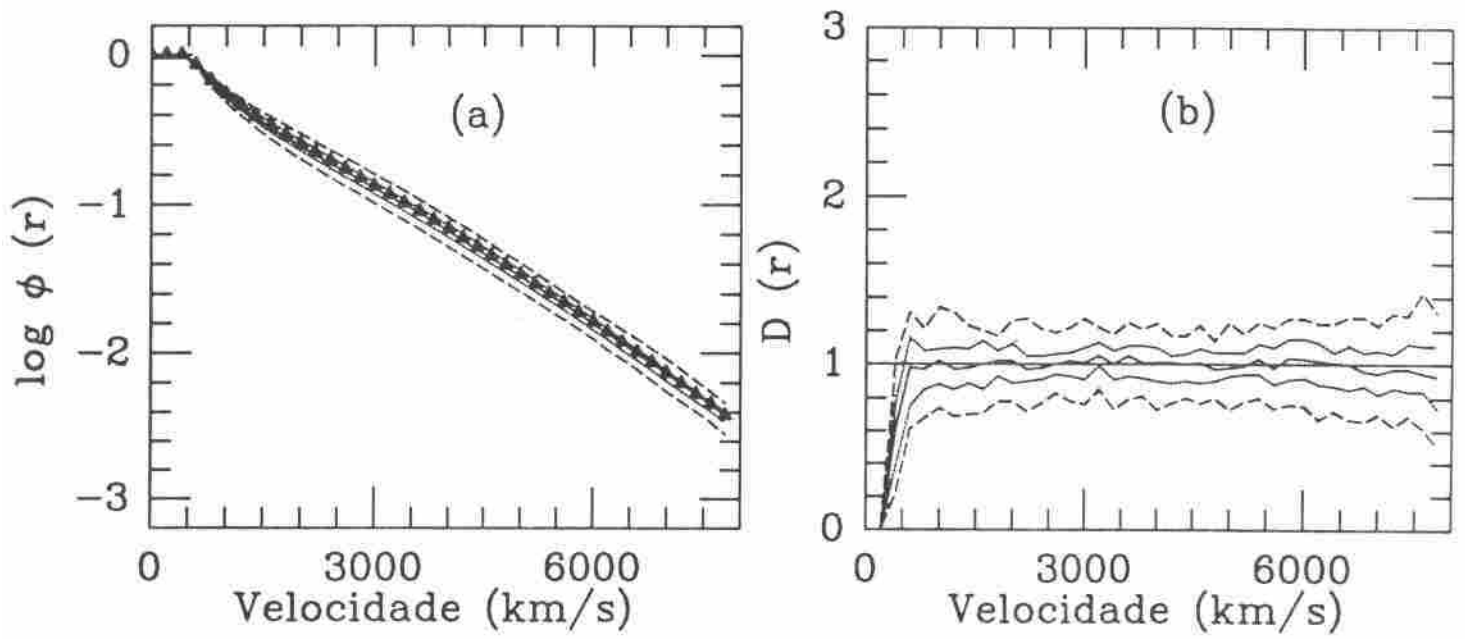


Figura 2.2

CAPÍTULO III

LARGE-SCALE MORPHOLOGICAL SEGREGATION IN THE CENTER FOR ASTROPHYSICS REDSHIFT SURVEY

BÁSILIO X. SANTIAGO^{1,2} AND MICHAEL A. STRAUSS^{3,4}

Astronomy Department, MS 105-24, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125

Received 1991 May 28, accepted 1991 September 4

ABSTRACT

We present and compare the luminosity functions and the spatial density fields of galaxies of different morphological types drawn from the Center of Astrophysics redshift survey. The luminosity function varies as a function of morphology; for irregular and dwarf galaxies it is significantly steeper than for ellipticals and spirals. The density fields of galaxies of different morphological types are compared, and the statistical significance of observed differences are determined with the use of extensive Monte Carlo experiments. We find significant differences between the density fields of elliptical, spiral, and irregular galaxies, which exist well outside of cluster cores. Both ellipticals and spirals tend to be more clustered than irregular galaxies. The ellipticals are more concentrated than the spirals in the Virgo and Ursa Major clusters, but the overdensity of the Local Supercluster *outside of the clusters* is more pronounced in the spiral sample. The observed differences are not consistent with galaxies of all morphologies being drawn from a common density field. The possibility that these effects are partially due to systematic biases with distance in the morphological classifications of galaxies is discussed. These results are analyzed in the context of biasing models.

Subject headings: galaxies: fundamental parameters — galaxies: luminosity function, mass function — large-scale structure of universe

1. INTRODUCTION

Our current understanding of the large-scale properties of the universe is based to a large extent on redshift surveys of galaxies. These provide us with reasonably trustable three-dimensional maps of the galaxy distribution. It is now an undisputed fact that this distribution is far from being uniform, showing a large variety of structures with different sizes, shapes and contrasts with the background. This fact is by itself cosmologically significant and has led many authors to apply a variety of statistical methods to quantify the clustering properties of galaxies (Peebles 1980; White 1979; Gott et al. 1989; de Lapparent, Geller, & Huchra 1991). However, most of the statistical tools which have been used so far do not probe the galaxy distribution on scales larger than $\sim 10 h^{-1}$ Mpc, even though structures on scales much larger than this do in fact exist (de Lapparent, Geller, & Huchra 1988; Geller & Huchra 1989). Since results obtained from statistical analyses of the galaxy distribution represent a direct constraint on different scenarios for the formation and evolution of structures in the universe, there is clearly a need to extend them to the largest possible scales.

A further complication to our understanding of our present universe is the fact that the observed galaxy distribution may not necessarily reflect the underlying distribution of mass (Kaiser 1984). The most popular current cosmological models suggest that our universe has evolved from small-amplitude perturbations in the primordial mass-energy density field obeying a Gaussian distribution with random phases (Peebles 1980). Thus, it is the global distribution of mass, not that of galaxies, that reflects conditions in the early universe. Since

any biased galaxy formation scenario will necessarily lead to some kind of segregation between galaxies themselves (Dekel & Rees 1987), it is particularly important to search for any dependence of the galaxy distribution properties on their own internal properties, such as morphology, surface brightness, or color. Moreover, the observational determination of morphological segregation either in clusters or in the field may give us clues about the different formation and evolutionary tracks responsible for the morphological differences themselves.

The segregation of galaxies as a function of morphology has been well established on small scales and in high-density environments. Davis & Geller (1976) used the angular two-point correlation function to show that elliptical galaxies tend to be more strongly clustered than spirals, with lenticular objects forming an intermediate group. A similar result was obtained by Giovanelli, Haynes, & Chincarini (1986) who studied the region around the Perseus-Pisces supercluster. Dressler (1980), building on previous work by Hubble (1936) and Oemler (1974), showed that the elliptical fraction in clusters is an increasing function of local density, a result extended to groups of galaxies by Postman & Geller (1984). Thuan, Gott, & Schneider (1987), Eder et al. (1989), and Thuan et al. (1991) showed that on larger scales, dwarf galaxies show a similar distribution to that of normal galaxies. Other studies have used surface brightness (Davis & Djorgovski 1985; Bothun et al. 1986; Santiago & da Costa 1990), velocity width (White, Tully, & Davis 1988), emission-line and infrared properties (Salzer et al. 1988; Lahav, Nemiroff, & Piran 1990; Babul & Postman 1990), and luminosity (Alimi, Valls-Gabaud, & Blanchard 1988; Valls-Gabaud, Alimi, & Blanchard 1989; Davis et al. 1988; Hamilton 1988) as possible keys to clustering differences. However, all these results, as mentioned above, do not probe the largest scales present in currently available redshift samples. Thus little is known as yet about possible differences in galaxy distributions on scales larger than $\sim 10 h^{-1}$ Mpc.

¹ On leave from Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brazil.

² Fellow of the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

³ Norris Fellow.

⁴ Postal address: School of Natural Sciences, Institute for Advanced Study, Olden Lane, Princeton, NJ 08540.

Yahil et al. (1991, hereafter YSDH) and Strauss et al. (1992, hereafter SDYH) present the density field derived from an all-sky redshift survey of galaxies detected by the *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS). SDYH compare the IRAS density field with those derived from three optical redshift surveys, and claim that the results are consistent with IRAS and optical surveys being drawn from the same density distribution. In this paper, we apply the techniques used by YSDH and SDYH to optically selected galaxies, in order to address the question of whether galaxies with different morphological types are drawn from a common density field. Our sample is the Center for Astrophysics redshift survey of the northern Galactic cap to $m_b = 14.5$ (Huchra et al. 1983, hereafter CfA). Section 2 describes the sample and the derivation of the selection functions (hereafter SF) of the different subsamples. In § 3 we show the galaxy density fields as defined by different morphological classes and make a detailed study of the statistical significance of their differences by means of Monte Carlo simulations. Section 4 presents a discussion of our results.

2. THE LUMINOSITY AND SELECTION FUNCTIONS

The selection function is defined as the fraction of the luminosity function of galaxies (LF) that can be seen at a given redshift for any given limiting parameters of a redshift survey (YSDH), and thus can be represented as an integral over the LF. In practice, the SF is the quantity most directly derived from the data. We apply the maximum-likelihood method (Sandage, Tammann, & Yahil 1979; Bingelli, Sandage, & Tammann 1988; Efstathiou, Ellis, & Peterson 1988; YSDH) to determine the SF of optically selected galaxies. We use the entire CfA sample, as defined in SDYH, which covers a solid angle of 2.66 sr. We also use the parameterization for the SF adopted by YSDH (see their eqs. 9–11). The SF is derived taking the discreteness of the CfA magnitudes explicitly into account (Strauss, Yahil, & Davis 1991).

The luminosity of each galaxy is determined from its apparent magnitude and distance. We use $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ for determining absolute magnitudes. Otherwise, we will express distances in velocity units, assuming that peculiar velocities are negligible. We place each galaxy at its redshift distance, corrected for the solar motion with respect to the bary-

center of the Local Group (Yahil, Tammann, & Sandage 1977), that is, the peculiar velocity field is assumed to be negligible. Thus we do not apply a flow field model for peculiar velocities, such as infall toward the Virgo cluster (e.g., Tonry & Davis 1981) or the Great Attractor (Faber & Burstein 1988; Hay & Mould 1990). However, galaxies in the cores of the Virgo, Coma Major, and Coma clusters are collapsed to a common redshift, since the assumption of a smooth Hubble flow is certainly not valid in these regions. Table 2 of YSDH and Table 2 of SDYH list the position adopted for each cluster center, the extension both in angle and along the line of sight of regions collapsed, and the number of galaxies found in each cluster.

As in SDYH, we volume-limit the sample to 500 km s^{-1} , eliminating all objects with luminosities such that they would not satisfy the sample flux cutoff limit if placed at that distance. This is necessary because of the difficulties in determining the slope of the luminosity function at small luminosities (Efstathiou et al. 1988; Sanders et al. 1990; YSDH). In addition, galaxies belonging to the LG or with negative redshifts are also excluded from the analysis. Table 1 gives the results. We list the maximum redshift R_{max} used for the sample, the number of objects, the parameters of the derived SF, and the mean density n_1 , defined in the next section. The SFs derived separately for morphological subsamples of the CfA are also listed in the table, and are presented in § 2.2 below.

2.1. Luminosity Distribution at Different Distances

The goodness of fit of the derived luminosity function can be tested a posteriori by comparing the observed and predicted luminosity distributions in the sample (Sandage et al. (1979) and YSDH derive the probability distribution of luminosities for each galaxy, given its redshift and the SF of the sample. The sum of these probability distributions over the sample is then the predicted luminosity distribution for the sample. The histograms in Figure 1 show the observed luminosity distributions of galaxies in the CfA sample. The first panel gives the distribution for all galaxies within 10,000 km s^{-1} , and subsequent panels correspond to different distance intervals as indicated. In each panel, the smooth curve represents the predicted luminosity distribution using the parameters listed in the first entry of Table 1. The difference between the two curves is given in

TABLE 1
SELECTION FUNCTION PARAMETERS FOR CfA AND ITS MORPHOLOGICAL SUBSAMPLES

Entry	Sample	R_{max} (km s^{-1})	Number of Objects	σ^a	β^a	r_0^a (1000 km s^{-1})	n_1 ($10^{-9} [\text{km s}^{-1}]^{-3}$)
Clusters Included							
1	All Galaxies	10000	2330	0.329	7.580	11.10	9.46
2	E-S0-4	4000	408	0.268	8.993	11.16	2.16
3	Spiral-4	4000	688	0.160	6.441	9.57	2.78
4	Irregular	4000	188	0.673	1.600	2.55	3.79
5	E-S0-8	8000	792	0.291	6.486	9.81	3.72
6	Spiral-8	8000	1163	0.161	6.336	9.24	2.79
Clusters Excluded							
7	E-S0-4	4000	319	0.288	10.770	12.66	1.97
8	Spiral-4	4000	587	0.513	8.056	10.68	2.46
9	Irregulars	4000	170	0.668	1.531	2.41	3.71
10	E-S0-8	8000	685	0.329	9.191	12.52	3.59
11	Spiral-8	8000	1055	-0.104	4.101	5.54	1.82

^a Parameter fit of the selection function to the parameterization $\phi(r) = Ar^{-2}[1 + (r^2/r_0^2)]^{-\beta}$.

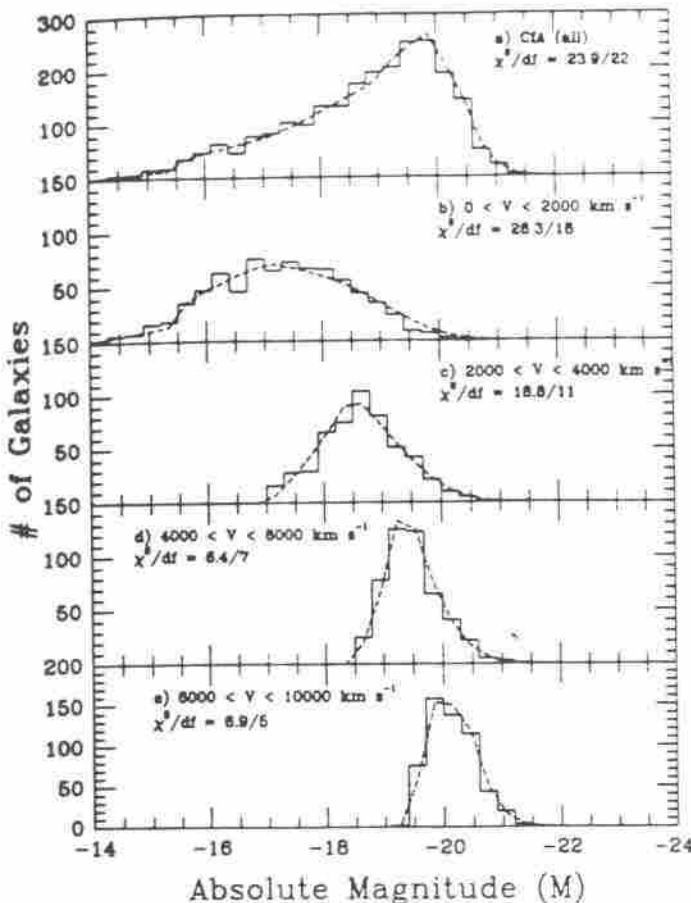


FIG. 1

FIG. 1.—(a) Luminosity distribution for the whole CfA sample limited to $10,000 \text{ km s}^{-1}$. The smooth curve represents the maximum-likelihood fit to the data, using the selection function parameters given in the first entry of Table 1. Values of χ^2/df are also shown. Panels (b), (c), (d), and (e) show the observed and predicted luminosity distributions in different distance intervals.

FIG. 2.—As in Fig. 1, with separate panels for different ranges of local fractional density D .

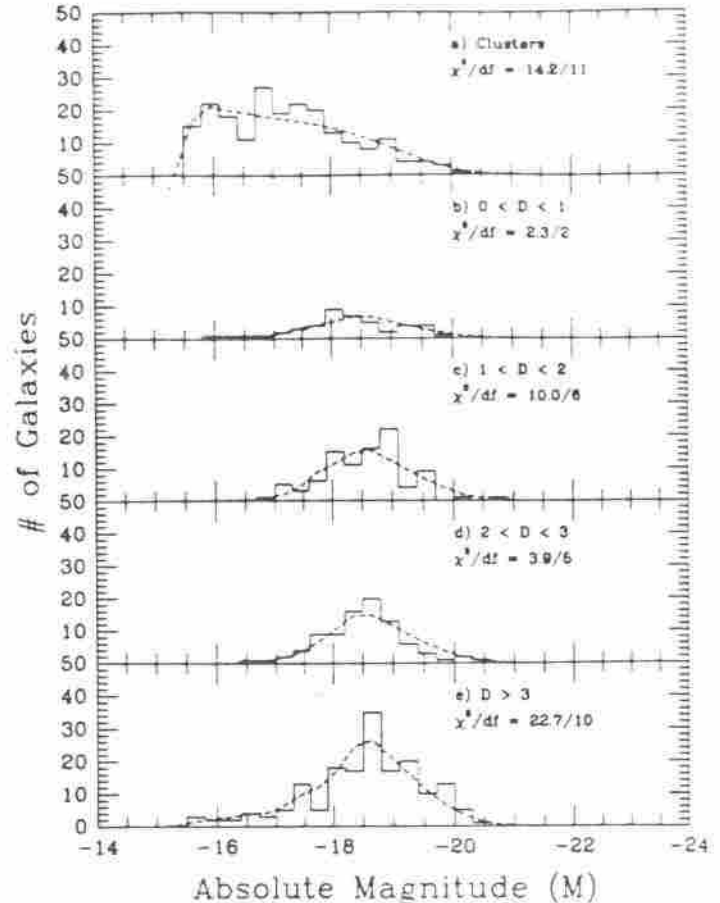


FIG. 2

each panel by the χ^2 statistic, using error bars given by Poisson statistics. Only luminosity bins containing five or more galaxies are used in calculating χ^2 ; the corresponding number of degrees of freedom (df) is also given in the panels. The maximum-likelihood fit reproduces the observed luminosity distribution of the galaxies in the sample quite well, with no systematic growth in residuals with distance. This limits the existence of Malmquist-like biases due to magnitude errors. Monte Carlo realizations of samples with a universal luminosity function show a range of values of χ^2/df consistent with those found here (Santiago & Strauss 1991).

2.2. Universality of the Luminosity Function

In this subsection we investigate the dependence of the LF on local density and galaxy morphology. We first use the luminosity distribution test described in the previous subsection to look for variations in the LF as a function of local density. At a redshift of 4000 km s^{-1} , the average interparticle spacing of galaxies in the sample is about 500 km s^{-1} . Thus, we calculate the local density using parabolic smoothing with radius 500 km s^{-1} around each galaxy in the sample within 4000 km s^{-1} . Galaxies are weighted by the inverse of the selection function (SF), as given by the first entry of Table 1. The quantity D is defined as the ratio of this density to that expected if the

sample were homogeneous. Thus regions with $D < 1$ are underdense relative to the mean, and regions with $D > 1$ are overdense.

Figure 2 shows the observed and expected luminosity distributions for galaxies in different density intervals, as well as galaxies assigned to the cores of the Virgo, Ursa Major, and Coma clusters. Galaxies within one smoothing length of the boundaries of the sample are not included in this figure, which greatly reduces the number of galaxies plotted over those in Figure 1. There is no significant deviation from the expected distribution at any density, indicating that the LF is independent of local density, at least to the sensitivity that we have to detect an effect. Equivalently, this result constrains the possibility of luminosity segregation in the sample, since any strong luminosity segregation would lead to discrepancies between the observed and predicted luminosity distributions in Figure 2.

Figure 3 shows the observed luminosity distributions of subsamples of the CfA, divided by morphology. Again, the smooth curves are the expected distributions given the luminosity function of the full sample and the redshift distribution of the morphological subsamples. The corresponding values of χ^2/df are once more shown in each panel. We define the three subsamples as follows: E-S0 ($-7 \leq T \leq 0$), spirals ($1 \leq T \leq 6$ or

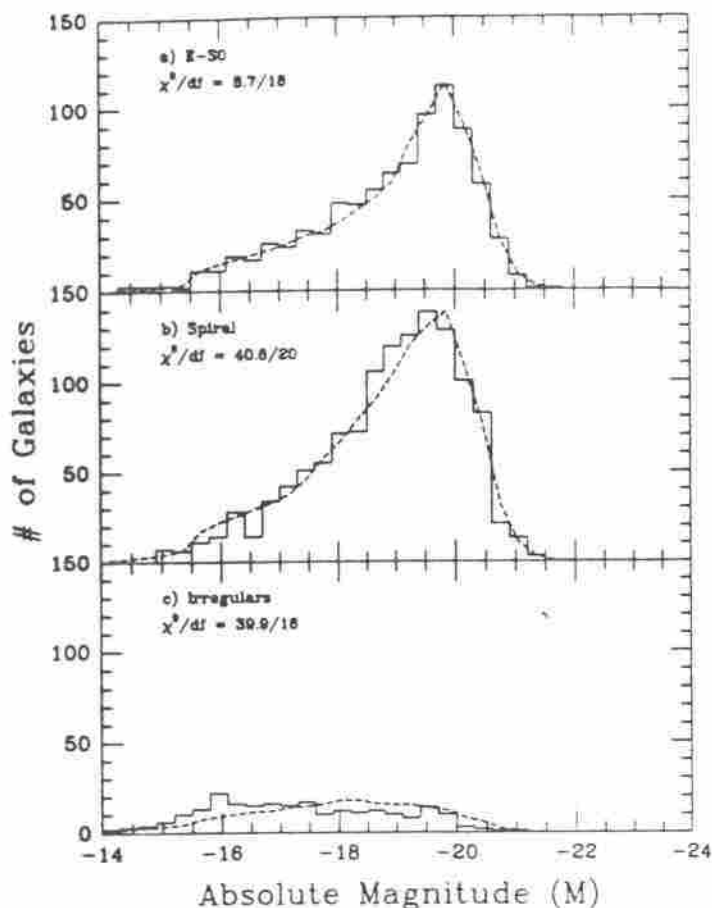


FIG. 3.—As in Fig. 1, with separate panels for different morphological types. (a) E-S0 galaxies; (b) spirals; (c) irregular galaxies.

$T = 20$ [unclassified spirals]) and irregulars ($7 \leq T \leq 11$ and $T = 16$; this includes Sd's as well), where T is the de Vaucouleurs T type (de Vaucouleurs, de Vaucouleurs, & Corwin 1976). There is overall agreement between the fitted and observed luminosity distributions for the E-S0 subsample. However, the same is not true for the spiral and irregular galaxies. The irregulars, in particular, show an excess of low-luminosity galaxies to the expected distribution. The χ^2/df values tend to increase as we move along the Hubble sequence, being much larger for the spirals and irregulars than for the E-S0 case. *The luminosity functions of galaxies of different morphological samples are significantly different.*

Another way of addressing these variations is to compare the SF derived separately for each of the three morphological samples considered. This is done in Figure 4 for the samples listed in entries 2, 3, and 4 of Table 1. There are almost no irregular galaxies with redshifts greater than 4000 km s^{-1} in the sample; for this reason, we limit each subsample to 4000 km s^{-1} . The figure also shows the results of 100 randomly selected subsamples of the CfA with about the same number of galaxies as the irregular sample. The solid line indicates the median values of the SF estimators, and the dotted (dashed) lines show the 25th (5th) percentile extremes. None of these simulations is consistent with the observed SF of the irregular galaxies, which proves that the observed discrepancy is highly significant. The E-S0 and spiral SFs are also inconsistent with

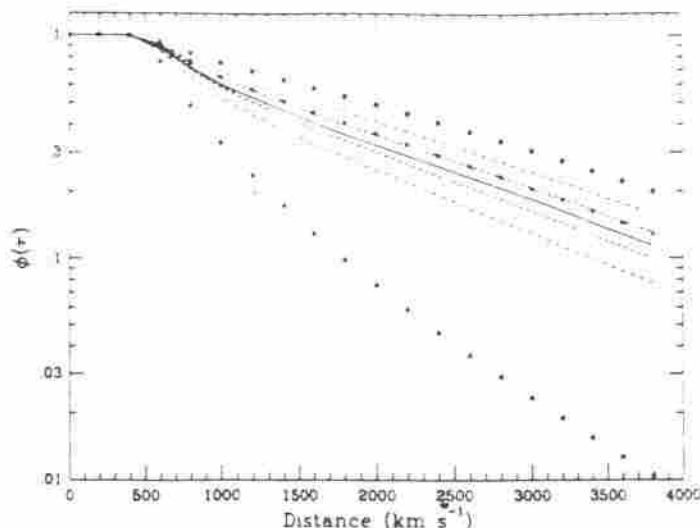


FIG. 4.—Selection functions (SF) derived separately for the morphological samples defined in the text. Open squares: spirals; crosses: E-S0; open triangles: irregulars. Lines show the distribution of SF for randomly selected subsamples of the CfA. The solid curve is the median value at each redshift while the dotted (dashed) curves, are, respectively, the 25th and 5th percentile deviations on both sides.

each other, although their difference is not as striking as either is with the irregular SF. Binggeli et al. (1988) find significant differences between the LFs of several morphological classes in the Virgo Cluster. These differences are especially strong between bright "normal" galaxies (Es, S0's, and early spirals) and later types (Ss's, Sm's, and irregulars). Our results are in rough agreement with theirs, although we measure the luminosity function over only a relatively narrow range of luminosities.

However, some of the differences we observe may be due to strong selection biases in the CfA sample (or in the Zwicky et al. (1961–1968) catalog from which it is drawn). It becomes difficult to properly classify small compact galaxies at moderate redshift, and one can imagine that at higher redshift, a greater number of spiral galaxies are misclassified as ellipticals. Moreover, there may be different degrees of completeness as a function of surface brightness or morphological class. However, addressing the possible cause of these selection biases requires a deeper understanding of the nature and amplitude of the errors in the magnitudes assigned to the objects in the original surveys, as well as their possible dependence on surface brightness or morphology. We investigate these issues in a separate paper (Santiago & Strauss 1991). In any case, the observed dependence of the SF on morphology requires us to use separate SFs in deriving the density field of each morphological class considered.

3. DENSITY FIELDS

3.1. Density on Radial Shells

Given the selection function for each morphological subsample, we can derive their density fields. In this section, we compute the density of galaxies in radial (redshift) shells for each subsample. We examine the differences seen in different subsamples, whose statistical significance we assess with the use of Monte Carlo simulations. We proceed as follows: for each morphological class defined in the previous section, we

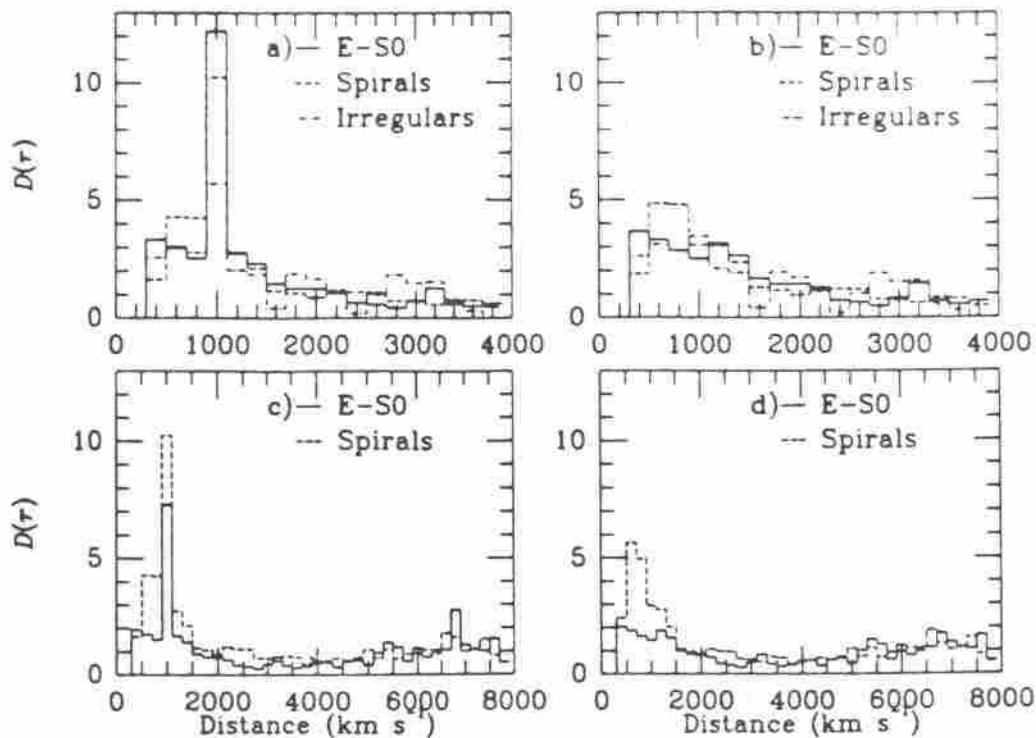


FIG. 5.—Redshift distribution of fractional densities for different morphological subsamples in the CfA. (a): Complete samples limited to 4000 km s^{-1} ; (b): cluster-excluded samples limited to 4000 km s^{-1} ; (c) complete samples limited to 8000 km s^{-1} ; (d): cluster-excluded samples limited to 8000 km s^{-1} .

first compute the mean number density of galaxies over the entire sample, namely

$$n_1 = \frac{\sum_{i=1}^N 1/\phi(r_i)}{V_i} \quad (1)$$

where $V_i = \omega R_{\text{max}}^3/3$ is the total volume enclosed by the data and $\phi(r_i)$ is the value of the SF at distance r_i . The resulting values of n_1 are tabulated in the last column of Table 1.

As mentioned earlier, the irregular sample extends only to 4000 km s^{-1} , so we present the density field of each subsample to this limit (entries 2, 3, and 4 of Table 1). We will also make a comparison of just the spiral and E-S0 subsamples to 8000 km s^{-1} (entries 5 and 6).

The mean density inside a given redshift shell is

$$n(r) = \frac{\sum_{i=1}^{N(r)} 1/\phi(r_i)}{V(r)} \quad (2)$$

where $V(r)$ and $N(r)$ are, respectively, the volume of the shell and the number of galaxies inside it. The fractional density, relative to the mean in the sample, is given by $D(r) \equiv n(r)/n_1$. Thus a bin with $D(r) = 1$ is at the average density of the sample as a whole. The fractional density as a function of redshift is plotted for the three morphological subsamples in the first panel of Figure 5, extending to $R_{\text{max}} = 4000 \text{ km s}^{-1}$. The bin size is 200 km s^{-1} . The Virgo and Ursa Major clusters cause the dramatic peaks in the E-S0 and spiral galaxy density fields at 1000 km s^{-1} , a feature which appears much weaker among the irregular galaxies. However, the Local Supercluster appears in all three subsamples as a broader peak which stretches from 500 to 2000 km s^{-1} .

Do the observed differences in the density fields extend

beyond the clusters? Figure 5b shows the shell densities for the same morphological classes, now excluding galaxies which are collapsed in the Virgo, Ursa Major and Coma clusters. We rederive the SF for each of these cluster-excluded samples; the results are shown in entries 7–11 of Table 1. Here $D(r) > 1$ for $r > 2000 \text{ km s}^{-1}$ for all samples. The spirals now show the largest foreground overdensity of the three subsamples; the E-S0 and irregular samples show smaller peaks [$D(r) \approx 2-3$]. In other words, the E-S0 galaxies are quite concentrated into clusters but show a more uniform distribution in the field, whereas the spirals and irregulars have a smoother transition in their clustering properties.

The comparison of E-S0s and spirals out to $R_{\text{max}} = 8000 \text{ km s}^{-1}$ is given in Figures 5c and 5d, where here we use the SF and values of n_1 from entries 5 and 6 of Table 1. Although the SF is almost unchanged for the spirals and E-S0s when R_{max} is doubled, the value of n_1 for the E-S0 sample increases by 75%. There is a density peak at $r \sim 6800 \text{ km s}^{-1}$ in the E-S0 sample which corresponds to the Coma cluster and its associated supercluster. The spiral galaxies show a smaller and much less sharp enhancement at this redshift. It is this density enhancement which boosts the mean number density of the E-S0 sample. This is responsible for the decrease in the foreground overdensity of the E-S0 galaxies from Figure 5a to 5c and 5b to 5d. This effect might be partially due to systematic misclassification of galaxies as ellipticals at high redshift (cf. the discussion at the end of § 2.2); we cannot determine this with the present data.

A complementary way of addressing these differences is by comparing the net gravitational acceleration on the Local Group induced by each morphological class considered separately. Following SDYH, we use the linear theory approximation, for which the peculiar velocity at the position r is

given by

$$V(r) = \frac{H_0 \Omega^{0.6}}{4\pi} \int_{d_{**}}^r \frac{\delta(r') |r' - r|}{|r' - r|^3} d^3r' \quad (3)$$

Since the CFA sample is not an all-sky survey, we compute here only the z-component (toward the north Galactic pole) of the induced peculiar velocity, assuming that the universe is uniform outside the CFA region. Of course, this assumption is far from being realistic, but it should not bias the comparison of subsamples selected from the sample volumes. Figure 6 shows the results, setting $\Omega = 1$. The curves represent the growth of the peculiar velocity z-component as galaxies at increasing distances are considered. The panels of this figure correspond directly to the panels of Figure 5; 6a shows the comparison of the three samples with $R_{\max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$, and Figure 6c shows the E-S0 and spiral samples to twice this depth. The peculiar velocity induced only from galaxies outside the clusters is shown in panels 6b and 6d. The figure shows that the different morphological samples lead to different local peculiar motions. The main gravitational pull comes from distances around 1000 km s^{-1} , where the Virgo and Ursa Major clusters are located. The E-S0 and spiral galaxies give rise to very similar accelerations; the deficit of spirals in the clusters (Fig. 5a) is balanced by the excess of spirals in the lower-density regions of the Local Supercluster (Fig. 5b). This is effected in the higher acceleration due to spirals in the cluster-excluded case (Fig. 6b). The irregular galaxies are poorly represented in the clusters, and the acceleration due to them is correspondingly weaker. When cluster galaxies are excluded, the discrepancy between the irregular and the other subsamples decreases.

When R_{\max} is increased to 8000 km s^{-1} , the pull from E-S0 objects drops to about half its former value, reflecting the increase in the derived number density. Now the spirals give a net pull almost twice as great as the ellipticals. Notice also the smaller but still significant increase in the E-S0 contribution at about 7000 km s^{-1} , due to the Coma-A 1367 supercluster.

3.2. Monte Carlo Simulations

In order to test the statistical significance of the observed differences in the density fields of these samples, and to quantify the amount of spatial segregation present in the data, we make use of Monte Carlo simulations. We will assume the null hypothesis that all three samples are drawn from a common density field, and ask if the observed differences between the derived density fields are consistent with the uncertainties in the derivation of the selection function and small-number statistics.

We first combine the morphological classes two by two, making three pairs: spirals/E-S0 (for this pair, we will work with subsamples to both $R_{\max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ and $R_{\max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$), spirals/irregulars, and E-S0/Irregulars. The first in each pair contains more galaxies than the second, thus we refer to them generically as the "dense" and "sparse" samples, respectively. Our basic assumption, which we are trying to test, is that the sparse and dense density fields are both random realizations of the same ensemble. Therefore, in order to know how typical are the differences observed in the real data and thus test the likelihood of our initial null hypothesis, we need to include in our simulations the uncertainties in both the dense and sparse density fields. We do this as follows:

1. We first bootstrap resample the dense sample, that is, we give each galaxy a weight drawn from a Poisson distribution

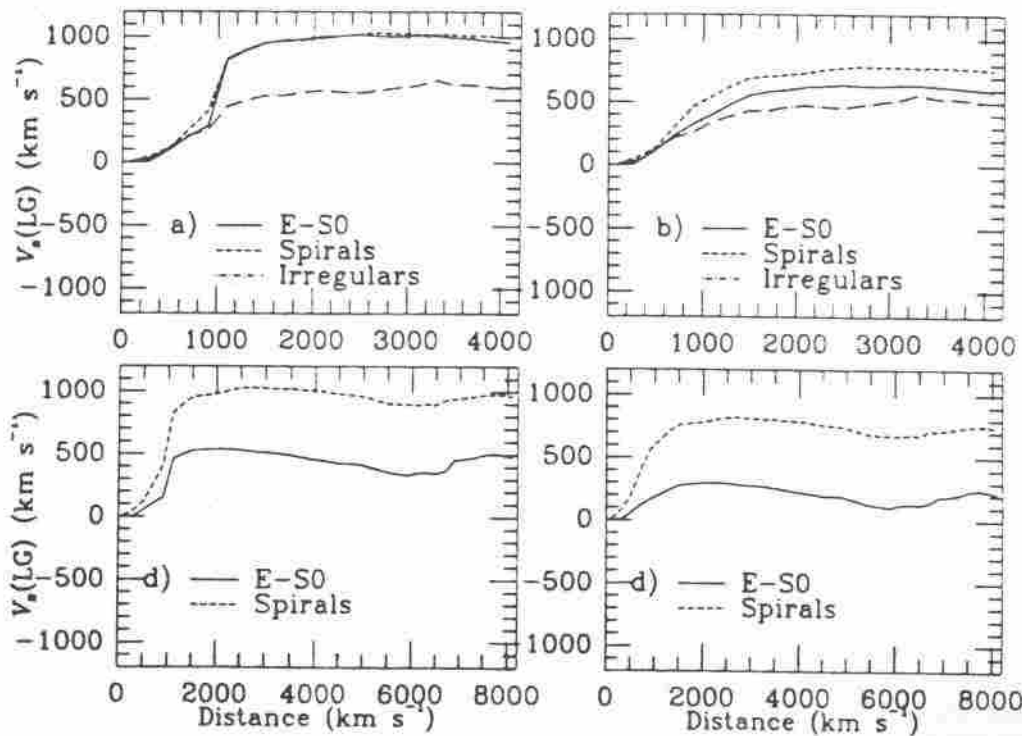


FIG. 6.—Cumulative Local Group peculiar velocity as a function of redshift distance for the different morphological subsamples in the CFA. (a) Complete samples limited to 4000 km s^{-1} ; (b) cluster-excluded samples limited to 4000 km s^{-1} ; (c) complete samples limited to 8000 km s^{-1} ; (d) cluster-excluded samples limited to 8000 km s^{-1} .

with mean unity. This accounts for fluctuations in the derived density field of the dense sample, due to the finite number of galaxies.

2. For each bootstrapped dense sample, we recompute its SF and generate from it a subsample with a SF and background density compatible with those of the sparse sample. This is done in three steps:

1. We reassign magnitudes to the objects in the bootstrapped dense sample in a way consistent with the SF of the sparse sample.

2. At each redshift r_i in the dense sample, we compute the ratio of expected background densities $[n_i \phi(r_i)]_{\text{sparse}} / [n_i \phi(r_i)]_{\text{dense}}$. We use the individual SFs derived from each bootstrapped sample in the denominator.

3. We select from the bootstrapped dense sample each galaxy with a probability equal to the ratio above. The small number of galaxies with the above ratio greater than unity are multiply counted in a constant way.

The result of this process is a set of realizations of the sparse sample with the same density field in the mean as the original dense sample, but with the SF and number density of the sparse sample.

3. We compute the final SF and resulting density field $D(r)$ for each realization.

The total number of realizations used in each density field comparison are listed in the second column of Table 2. The numbers vary for each case because the calculation of the SF parameters did not converge in about 20% of the cases. We have checked that the density field of the simulations, averaged

TABLE 2
STATISTICAL SIGNIFICANCE OF DEVIATIONS IN RADIAL DENSITY FIELD

Sample (1)	Number of Simulations (2)	Number of $n_i P < P_{\text{obs}}$ (3)	Percent of $n_i P > P_{\text{obs}}$ (4)
Clusters Included			
E-S0 irregulars	271	14	94.9
Spiral E-S0-4	289	4	98.6
Spiral irregulars	288	2	99.3
Spiral E-S0-8	267	0	100
Clusters Excluded			
E-S0 irregulars	281	20	92.9
Spiral E-S0-4	238	4	98.3
Spiral irregulars	236	3	98.7
Spiral E-S0-8	221	6	97.3

over realizations, accurately reproduces the observed dense sample density field, and that their average SF reproduces that of the sparse sample.

The statistical significance of the observed discrepancies between the sparse and dense density fields can now be calculated. Figure 7 compares $D(r)$ of the sparse data sample with that of the set of simulations. Each panel corresponds to a different dense-sparse pair; there are two panels for the spiral E-S0 comparison, corresponding to the two values of R_{max} . The lower and upper dotted (dashed) lines in this figure

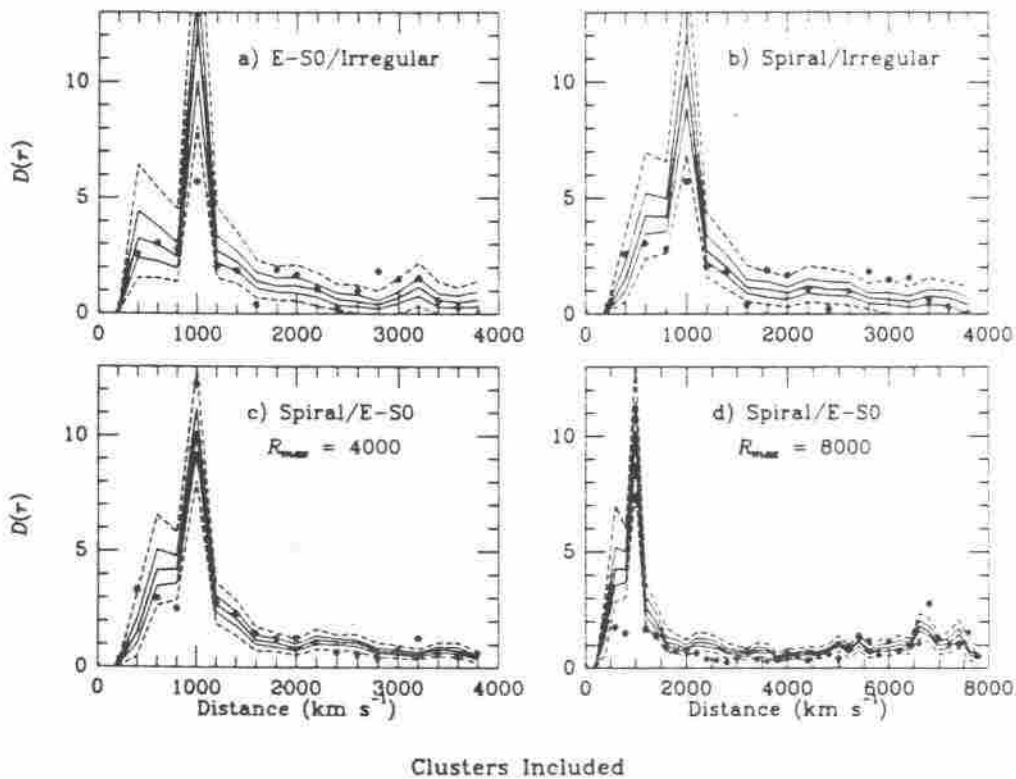


FIG. 7.—Comparison of the fractional density distribution of E-S0 galaxies to that of irregular galaxies with the aid of Monte Carlo experiments. The solid line represents the median position of the Monte Carlo realizations, and the lower and upper dotted (dashed) lines show, respectively, the 25% (5%) and the 75% (95%) deviations from it. The points are the observed fractional density values for the irregulars. (b) As in (a), comparing spirals to irregulars. (c) As in (a), comparing spirals to E-S0s. (d) As in (c), extended to 8000 km s^{-1} .

connect the density values that rank, respectively, below 25% (5%) and above 75% (95%) of the simulated set of densities. The solid line is the corresponding median value [which as stated above reproduces the $D(r)$ of the dense sample], and the points are the observed sparse $D(r)$. Thus the significance of the difference between density fields in each bin can be read directly off this plot. The observed differences between the foreground peaks of spirals (or E-S0) and irregulars are significant at more than the 95% level. There are also significant discrepancies around the 2000 and 3000 km s^{-1} bins, where the density of "normal" galaxies drops to less than unity, and the irregulars do not. The distribution of E-S0 and spiral galaxies also show significant discrepancies at the Local Supercluster and in the Coma-A 1367 region. There is also an apparently underdense region in the E-S0 distribution at 2500 km s^{-1} . In most redshift shells, however, the density distribution of the sparse sample lies between limits of the 5th and 95th percentiles of the distribution of simulated densities.

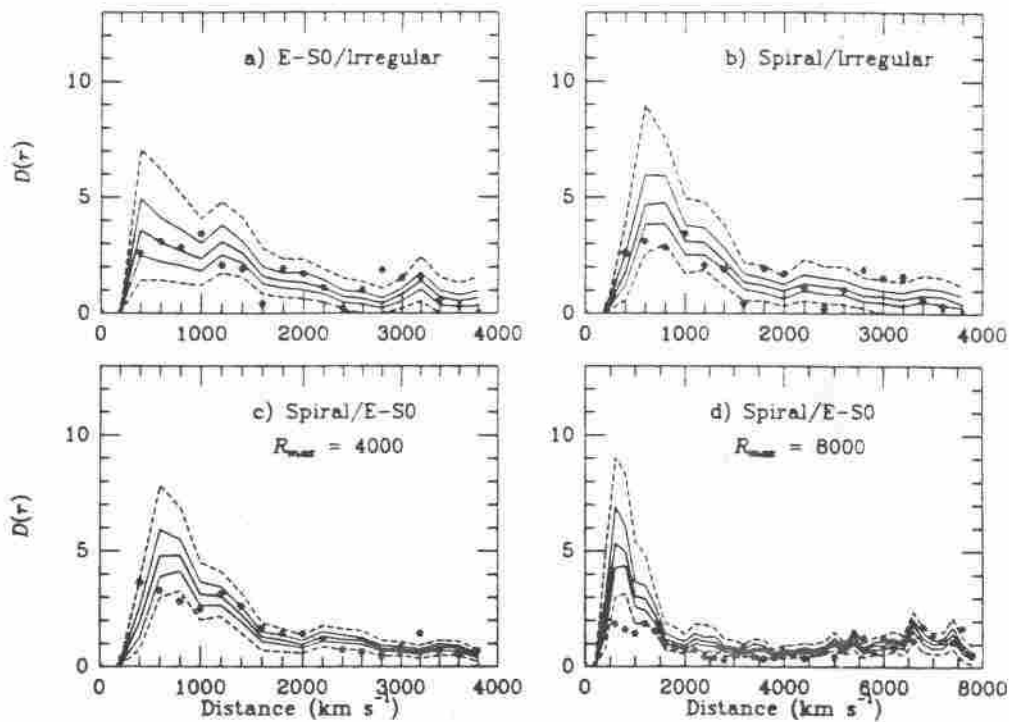
Are the discrepancies seen in Figure 7 restricted to the cluster regions, thus reflecting the familiar morphology-density relation? To test this, we carried out the same comparisons as in Figure 7, but again excluding galaxies in the cores of the Virgo, Ursa Major, and Coma clusters from our samples. The results of our Monte-Carlo experiments are shown in Figure 8, with the same notation as in the previous figure. As before, the dramatic peak at 1000 km s^{-1} disappears. The peak associated with the Coma cluster in the E-S0 sample has also been strongly reduced (panel *d*). The other redshift bins, however, are basically unchanged, giving the same overall impression given by Figure 7. In particular, the enhancement of the foreground inhomogeneity in the spirals over the other two samples is in fact highly significant. Thus the densest regions of the Local

Supercluster are dominated by elliptical and S0 galaxies, while the less dense regions are overrepresented by spiral galaxies. The density field of E-S0 and irregular galaxies outside of clusters in the Local Supercluster are consistent with being the same.

We wish to have a global measure of discrepancy between the sparse and dense samples. For each Monte Carlo realization, we compute the sum over bins, of the logarithm of the percentage of other realizations whose densities deviate from that of the dense sample by a larger amount. This is a measure of the probability that the sample in question deviates from the dense sample density field by a given amount. Mathematically, for the j th realization, we compute the statistic

$$P_j = \sum_{\text{bins}} \log \frac{100N(\delta \geq \delta_j)}{N_{\text{tot}}}, \quad (4)$$

where δ is an abbreviation for $|(n(r)/n_1)_{\text{simulation}} - [n(r)/n_1]_{\text{dense}}|$, and N_{tot} is the total number of realizations used. We compute the distribution of P_j for the realizations of the sparse sample in each pair, and compare it directly to P calculated from the sparse sample itself. Thus we answer the question: what fraction of Monte Carlo realizations give a difference in density fields between sparse and dense as large as that observed? Figure 9 shows the results for the complete samples, while Figure 10 shows the result when galaxies in clusters are excluded. In each panel, we quote the P -value for the real data and indicate its position on the graph with a vertical arrow. Note that panel (*d*) has a different horizontal scale, since it corresponds to the case limited at 8000 km s^{-1} , for which we have twice the number of bins. The number of realizations with deviations larger than the data (smaller P)



Clusters Excluded

FIG. 8.—As in Fig. 7, now using cluster-excluded samples as described in the text

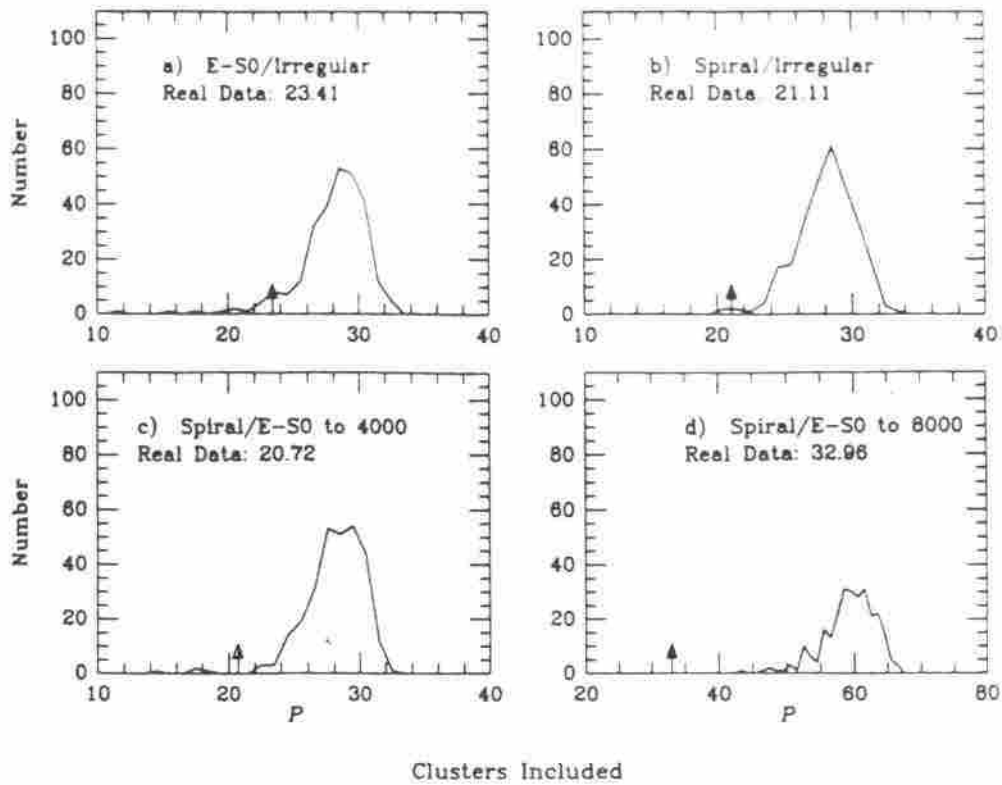


FIG. 9.—(a) Distribution of P -values of the set of Monte Carlo simulations used to compare the E-S0 and irregular samples. (b) As in (a), comparing spirals to irregulars. (c) As in (a), comparing Spirals to E-S0s. (d) As in (c), extended to 8000 km s^{-1} . Also shown by an arrow in each panel is the P -value for the data sample

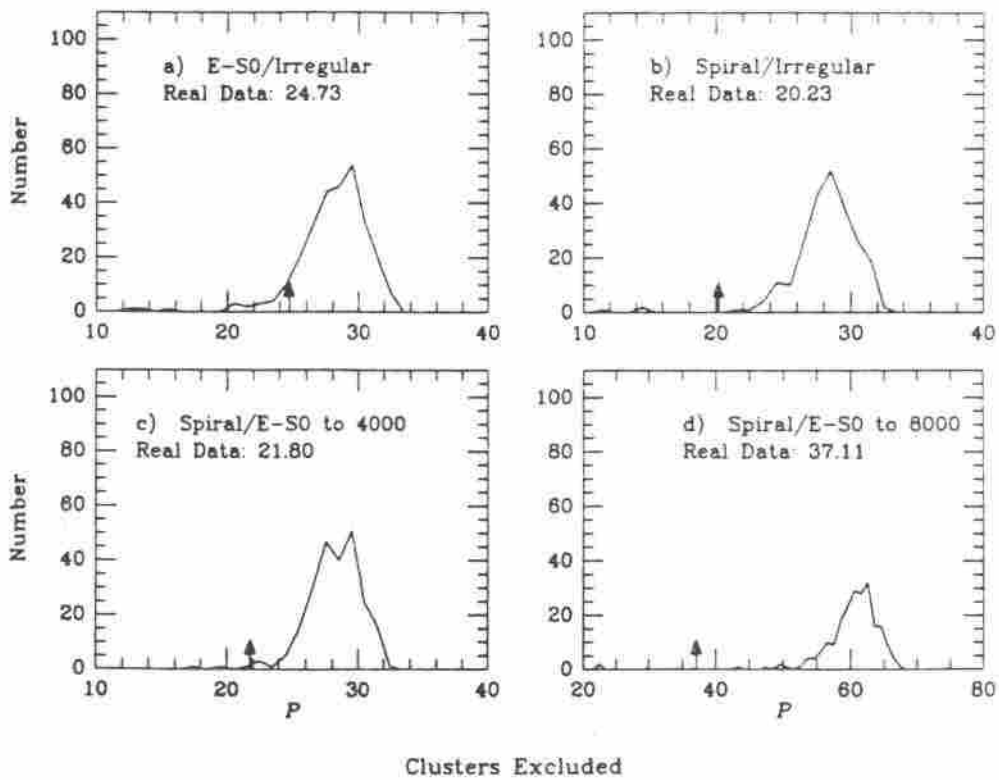


Fig. 10.—As in Fig. 9, now using the cluster-excluded samples

and the corresponding significance level of the data deviations are shown, in columns (3) and (4), respectively, of Table 2.

In all panels of both figures, the values of P for the real data are in fact atypical, lying outside the distribution of the Monte Carlo realizations. The significance level of these differences is as great, within the statistics, in the cluster-excluded case as in the cluster-included case. Thus, *statistically significant differences in the large-scale distribution of galaxies of different types exist even outside cluster cores*. This difference is significant at only the 94% level in the E-S0/irregular comparison, but these are the two subsamples with the smallest numbers of galaxies, meaning that we have the least sensitivity for detecting statistically significant deviations in their density fields.

3.3. Density Fields on a Grid

The density field discussed in the previous subsection is that computed in shells, and is thus averaged over the solid angle of the survey. In this section, we compare the density fields on a grid, which involves a minimum amount of averaging over potentially interesting structures in the density field. Thus we lay out a rectangular grid of points with a separation equal to 350 km s^{-1} within the CfA volume. At each redshift, we pick a fraction of these points whose separation is on average equal to the mean interparticle separation of the sparse sample at that distance. We then determine the density at each of these points using a parabolic smoothing, with smoothing length given by the mean interparticle separation at that distance. Grid points within one smoothing length of the boundaries of the sample are not included. We limit ourselves to $R_{\text{max}} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ in all cases. In Figures 11 and 12, we plot the *difference* in fractional density between the dense and sparse samples versus the fractional density itself of the dense sample, for each of the three sparse-dense pairs. Each point on the figures corresponds

to a grid point. There is an upper envelope of the points in these plots, which appears most strongly in the spiral E-S0 comparison. This envelope is the $x = y$ line. D cannot be smaller than 0, thus the y -axis, $D_{\text{dense}} - D_{\text{sparse}}$, cannot be greater than D_{dense} .

Figure 11 includes galaxies both inside and outside clusters, the cluster-excluded case is shown in Figure 12. The spiral E-S0 comparison (panel c) is done on many more grid points, because the sparse sample in this case is denser than in panels (a) and (b). The lines shown in both figures are again the result of Monte Carlo experiments. The central solid line represents the median difference in densities between the dense sample and our Monte Carlo realizations of the sparse sample (§ 3.2). This value is everywhere close to zero, since the simulations are designed to reproduce the dense sample density field. The other two lines represent the 5% and 95% deviations found in the set of simulations, ΔD_5 and ΔD_{95} , respectively, smoothed over a small interval in density.

All three panels of Figure 11 show a significant fraction of data points lying beyond the ΔD_5 or the ΔD_{95} deviation curves. Panels (a) and (b) show systematic trends in the sense that the dense sample is more clustered than the sparse one; the former has more extreme values of density than the latter. For the spiral/E-S0 comparison, however, there are also points at high densities with negative differences. The same conclusions follow from Figure 12, although there is better agreement between the data points at the large density end (after all, we have taken the clusters away!). Columns (2) and (3) in Table 3 list the number of grid points and the percentage of data points that lie beyond the ΔD_5 and ΔD_{95} lines given by the Monte Carlo realizations. We call this percentage f_{DEV} . The six comparisons considered have f_{DEV} between 18% and 28%, where f_{DEV} should average to 10% under our null hypothesis.

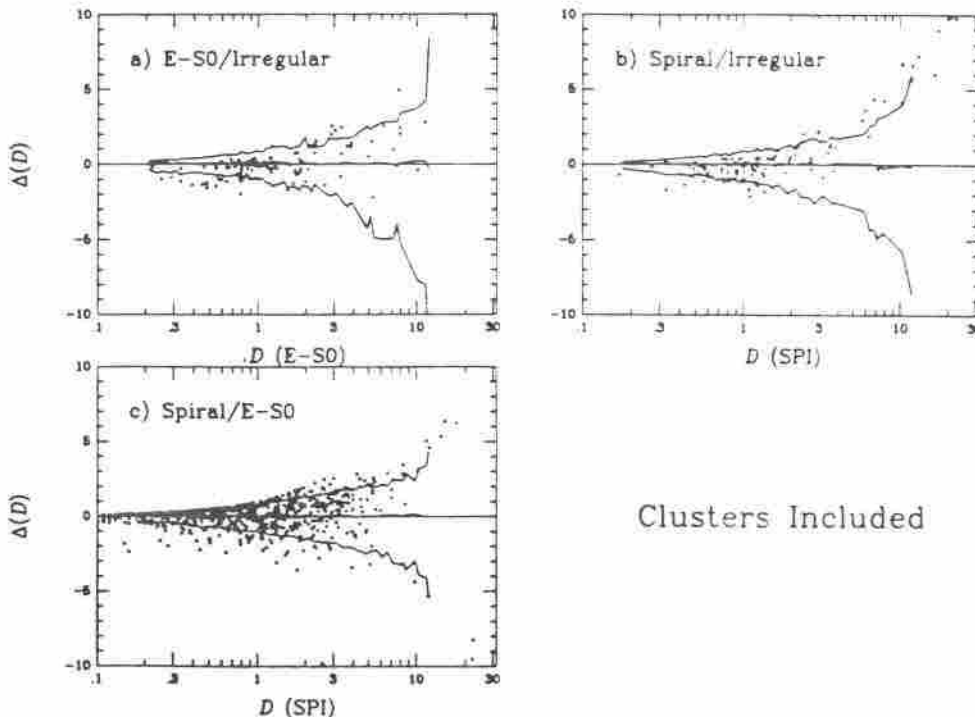


FIG. 11.—Grid point densities comparison for each morphological pair studied: (a) E-S0s compared to irregulars; (b) spirals compared to irregulars; (c) spirals compared to E-S0s (limited to 4000 km s^{-1}). The middle solid line in each panel is the median value obtained from the density fields in the Monte Carlo experiments, while the dotted lines show the 5% and 95% deviations.

LARGE-SCALE MORPHOLOGICAL SEGREGATION

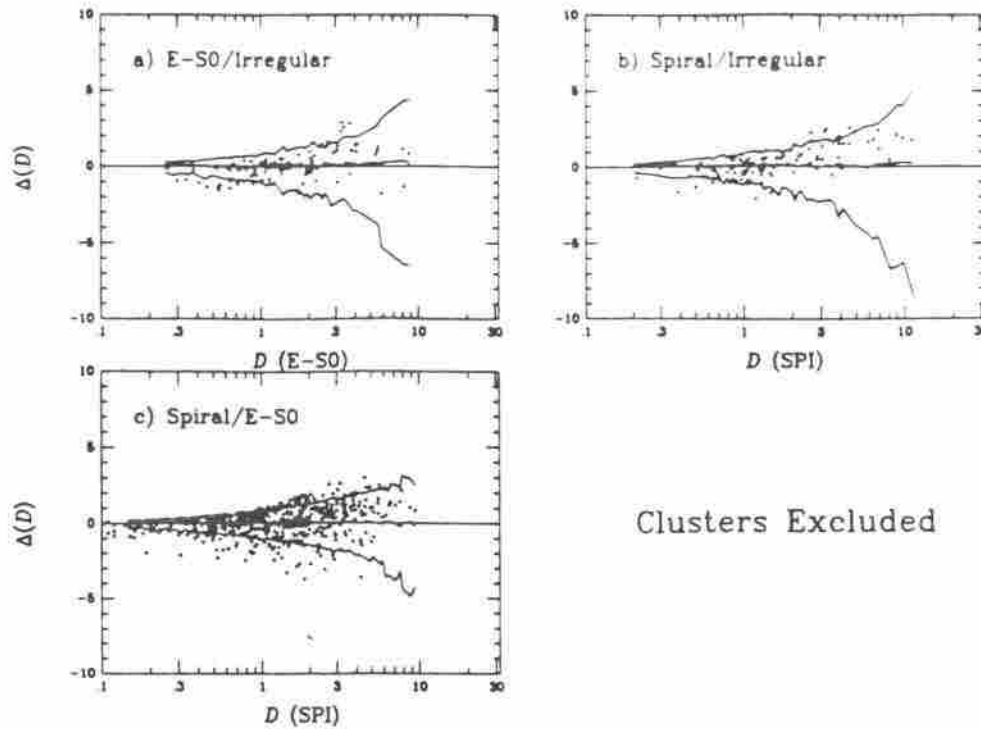


FIG. 12.—As in Fig. 11 for the cluster-excluded case

Clusters Excluded

How statistically significant is this difference? For each Monte Carlo realization, we compute f_{DEV} and examine its distribution over realizations. Column (4) lists the 95% extreme values in the distribution of f_{DEV} . The values of f_{DEV} for the data are well beyond the 95% extremes of the Monte Carlo realizations in the spiral/irregular and spiral/E-S0 cluster-included comparisons, and at the 95% level for the E-S0/irregular comparison. The discrepancy is systematically smaller for the cluster-excluded comparisons. For the spirals/E-S0 comparison the larger number of galaxies in this comparison means that the distribution of f_{DEV} for the Monte Carlo cases is much tighter. Moreover, excluding clusters barely changes f_{DEV} for this comparison.

Finally, the slope of the correlation between the densities on grid points shown in Figures 11 and 12 is a measure of the relative bias factor of each pair, b_{rel} , in the (admittedly crude) model in which the density field is directly proportional to the bias factor, independent of scale. The fifth column of Table 3

lists b_{rel} (in the sense of dense/sparse), as determined from least-square fits to the density points shown in the figures. As before, we compute the distribution of b_{rel} for the Monte Carlo realizations to compare to the value found for the data; columns (6) and (7) of Table 3 show the 5% and 95% extremes of this distribution. Incidentally, the median value of b_{rel} for the Monte Carlo realizations is not unity, due to the asymmetric nature of Poisson statistics. Notice that the relative bias factors are consistent with the null hypothesis in all cases except those involving the irregular sample with clusters included.

We therefore conclude that the contribution of clusters to the observed differences in the density fields may be more important in the comparisons involving irregular objects, whereas the segregation between spirals and early-types is more spread out over the sample volume. This conclusion may be biased, however, by the fact that the comparisons involving the irregular sample are much more restricted to the foreground points (where all the clusters are) than the spiral/E-S0 comparison, since at larger redshifts the irregular sample becomes much sparser, with a large mean distance between galaxies. If we use the irregular galaxy gridding, we find a more dramatic change in b_{rel} between the cluster-included and cluster-excluded cases for the spiral/E-S0 comparison.

4. DISCUSSION

The main purpose of this paper is to investigate the density field of galaxies as defined by different morphological types. Since we observe that the luminosity function (or the SF) varies with morphology, we compute the density fields using the individual SF for each sample. Our basic conclusion is that there is a significant segregation of galaxies as a function of morphology. In other words, the discrepancies observed among the different type density fields are larger than one would expect from statistical fluctuations in the samples studied. Moreover,

TABLE 3
STATISTICAL SIGNIFICANCE OF DEVIATIONS IN GRID POINTS

Samples (1)	Number of Points (2)	f_{DEV} (3)	95% Deviation (4)	b_{rel} (5)	5% b_{rel} (6)	95% b_{rel} (7)
Clusters Included						
E-S0/irregulars	114	24	25	1.74	0.66	1.41
Spiral/irregulars	114	27	22	1.75	0.64	1.42
Spiral/E-S0-4	793	28	14	0.82	0.77	1.06
Clusters Excluded						
E-S0/irregulars	106	19	23	0.94	0.54	1.37
Spiral/irregulars	106	18	23	1.18	0.56	1.32
Spiral/E-S0-4	679	27	15	0.81	0.71	0.94

this result holds true even when galaxies in clusters are excluded from our analysis, which indicates that the observed differences do not originate only in the high-density regions, but also in the general field. A possible exception may be the distribution of early-type and irregular galaxies, which show inconsistency with each other at only the $\sim 94\%$ confidence level. Confirming this, however, will require a deeper sample, better probing the distribution of these objects (especially the irregulars) in regions beyond the Local Supercluster. Systematic errors in the morphological classification of the CfA galaxies due to the fact that it is more difficult to assign a type to a high-redshift galaxy might also bias the results.

Our results are in apparent contradiction with recent studies of the spatial distribution of late-type galaxies (Thuan et al. 1991; Binggeli, Tarenghi, & Sandage 1990; Eder et al. 1989; Thuan et al. 1987). Thuan et al. (1991) use a recently completed redshift survey of dwarf and low-surface-brightness objects from the UGC catalog to show that these objects do not fill in the voids of the distribution of normal galaxies. They find little difference in correlation amplitude between their sample and that of CfA galaxies. Eder et al. (1989) compare the spatial two-point correlation function of dwarfs with that of bright normal galaxies and find similar results. However, we apply here different statistical tools which directly use the density fields of galaxies to search for segregation. In fact, the correlation between density values in different redshift shells shown in Figures 7 and 8 suggests that galaxies of one morphological type are indeed unlikely to fill the voids observed in the distribution of the others. However, our method is not very sensitive to differences in very low-density regions; the Monte Carlo bootstrapping technique cannot account for density field fluctuations in regions completely devoid of galaxies. In other words, our results are not necessarily in conflict with the absence of low-surface-brightness (or dwarf) galaxies in the voids of the distribution of brighter objects.

Nevertheless, our results imply that statistically significant differences in the distribution properties as a function of morphological type do exist on large scales. These differences are not described completely by a uniform bias factor, by which the densities of one subsample can be derived from another through a simple scaling. The existence of segregation among

galaxies and its dependence on scale and density environment is an important observational constraint to be quantified and more deeply understood.

As de Lapparent et al. (1988) have pointed out, we still lack a fair sample of the universe. Thus, our mean density estimates for each morphological sample are subject to errors of possibly variable amplitude. This may directly influence our results, since we normalize our density values by the derived mean number density estimates. We have seen this effect with the E-S0 sample; when R_{max} was increased from 4000 to 8000 km s^{-1} , the "Great Wall" (Geller & Huchra 1989) was included and the mean density increased sharply, thus drastically changing the contrast of the Local Supercluster. However, under our null hypothesis, the lack of a fair sample would bias the mean density estimates of the different morphological samples by the same amount. Consequently, although the presence of large-scale inhomogeneities as large as the sample itself is likely to quantitatively influence our results, the basic conclusion that the density fields of different morphological classes are not different realizations of the same ensemble still holds.

Particularly important would be to extend this same analysis to other samples, possibly with different selection criteria (apparent diameters, for instance) and larger volumes. With this in mind, we are currently analyzing the density field of the Southern Sky Redshift Survey (da Costa et al. 1988, 1991) for which we have now both morphological types and surface brightness values (Lauberts & Valentijn 1989; Santiago & da Costa 1990). We are also finishing a whole-sky, diameter-limited redshift survey, selected from the ESO, UGC and ESGC catalogs, which will have CCD photometry (and thus accurate Hubble types) for all galaxies. This sample of ~ 7000 galaxies will allow the analysis presented in this paper to be extended over a much larger solid angle, improving the statistics enormously.

We acknowledge helpful discussions with Amos Yahil and Ofer Lahav, and we thank John Huchra for an up-to-date version of the CfA catalog and useful advice. We also thank George Djorgovski for his moral support during this work. B. X. S. was supported by a CNPq fellowship, and M. A. S. was supported by a fellowship from the Norris Foundation.

REFERENCES

- Alimi, J.-M., Valls-Gabaud, D., & Blanchard, A. 1988, *A&A*, 206, L11
 Babul, A., & Postman, M. 1990, *ApJ*, 359, 280
 Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1988, *ARA&A*, 26, 509
 Binggeli, B., Tarenghi, M., & Sandage, A. 1990, *A&A*, 228, 42
 Bothun, G. D., Beers, T. C., Mould, J. R., & Huchra, J. P. 1986, *ApJ*, 308, 510
 da Costa, L. N., Pellegrini, P., Davis, M., Meiksin, A., Sargent, W., & Tonry, J. 1991, *ApJS*, 75, 935
 da Costa, L. N., et al. 1988, *ApJ*, 327, 544
 Davis, M., & Djorgovski, S. 1985, *ApJ*, 299, 15
 Davis, M., & Geller, M. 1976, *ApJ*, 208, 13
 Davis, M., Meiksin, A., Strauss, M. A., da Costa, N., & Yahil, A. 1988, *ApJ*, 333, L9
 Dekel, A., & Rees, M. J. 1987, *Nature*, 326, 455
 de Lapparent, V., Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1988, *ApJ*, 332, 44
 ———. 1991, *ApJ*, 369, 273
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., & Corwin, H. G., Jr. 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: Univ. Texas Press)
 Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
 Eder, J. A., Schombert, J. M., Dekel, A., & Oemler, A. 1989, *ApJ*, 340, 29
 Efstathiou, G., Ellis, R. S., & Peterson, B. A. 1988, *MNRAS*, 232, 431
 Faber, S. M., & Burstein, D. 1988, in *Large Scale Motions in the Universe: A Vatican Study Week*, ed. V. C. Rubin & G. V. Coyne, S. J. (Princeton: Princeton Univ. Press), 116
 Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1989, *Science*, 246, 897
 Giovanelli, R., Haynes, M. P., & Chincarini, G. 1986, *ApJ*, 300, 77
 Gott, J. R., et al. 1989, *ApJ*, 340, 625
 Hamilton, A. J. S. 1988, *ApJ*, 331, L59
 Han, M.-S., & Mould, J. 1990, *ApJ*, 360, 448
 Hubble, E. 1936, *The Realm of the Nebulae* (New Haven: Yale Univ. Press)
 Huchra, J., Davis, M., Latham, D., & Tonry, J. 1983, *ApJS*, 52, 89 (CfA)
 Kaiser, N. 1984, *ApJ*, 284, L49
 Lahav, O., Nemiroff, R. J., & Piran, T. 1990, *ApJ*, 350, 119
 Lauberts, A., & Valentijn, E. A. 1989, *The Surface Photometry Catalogue of the ESO-Uppsala Galaxies* (Garching: European Southern Observatory)
 Oemler, A. 1974, *ApJ*, 194, 1
 Peebles, P. J. E. 1980, *The Large Scale Structure of the Universe* (Princeton: Princeton Univ. Press)
 Postman, M., & Geller, M. 1984, *ApJ*, 281, 95
 Salzer, J. J., Aldering, G. J., Bothun, G. D., Mazzarella, J. M., & Lonsdale, C. J. 1988, *AJ*, 96, 1511
 Sandage, A., Tammann, G. A., & Yahil, A. 1979, *ApJ*, 232, 352
 Santiago, B. X., & da Costa, L. N. 1990, *ApJ*, 362, 386
 Santiago, B. X., & Strauss, M. A. 1991, in preparation
 Saunders, W., Rosan-Robinson, M., Lawrence, A., Efstathiou, G., Kaiser, N., Ellis, R. S., & Frenk, C. S. 1990, *MARS*, 242, 318
 Strauss, M. A., Davis, M., Yahil, A., & Huchra, J. P. 1992, *ApJ*, 385, 421 (SDYH)
 Strauss, M. A., Yahil, A., & Davis, M. 1991, *PASP*, 103, 1012
 Thuan, T. X., Alimi, J. M., Gott, J. R., & Schneider, S. E. 1991, *ApJ*, 370, 25
 Thuan, T. X., Gott, J. R., & Schneider, S. E. 1987, *ApJ*, 315, L93
 Tonry, J., & Davis, M. 1981, 246, 680
 Valls-Gabaud, D., Alimi, J.-M., & Blanchard, A. 1989, *Nature*, 341, 215
 White, S. D. M., 1979, *MNRAS*, 186, 145
 White, S. D. M., Tully, R. B., & Davis, M. 1988, *ApJ*, 333, L45
 Yahil, A., Strauss, M. A., Davis, M., & Huchra, J. P. 1991, *ApJ*, 372, 380 (YSDH)
 Yahil, A., Tammann, G. A., & Sandage, A. 1977, *ApJ*, 217, 903
 Zwicky, F., et al. 1961–1968, *Catalog of Galaxies and Clusters of Galaxies* (Pasadena: California Institute of Technology)

IV. UMA AMOSTRA DE GALÁXIAS ÓTICAS SOBRE QUASE TODO O CÉU

No capítulo anterior mostramos os resultados de um estudo de segregação espacial de galáxias em função da morfologia. Este estudo fez uso de amostragens do campo de densidade delineado por objetos de diferentes tipos morfológicos, tendo essas amostragens sido comparadas usando-se os métodos descritos no capítulo II. A amostra do CfA1 utilizada no capítulo III, contudo, sofre de algumas limitações:

- 1- O levantamento do CfA1 cobre apenas uma pequena fração do céu. Seria interessante determinar o campo de densidade de galáxias sobre um ângulo sólido maior, mantendo a profundidade característica da amostra. Dessa forma, estaríamos abrangendo um volume maior do espaço, o que implica uma melhor representação das estruturas presentes no Universo e uma redução na amplitude das flutuações estatísticas associadas às medidas de densidade. Em particular, devido ao fato de que $\phi(r)$ decresce muito rapidamente para a subamostra de galáxias irregulares e anãs, a comparação de seu campo de densidade com o das demais subamostras morfológicas foi confinada a regiões relativamente próximas. Para as direções cobertas pelo levantamento do CfA1, tais regiões correspondem ao Superaglomerado Local de galáxias. Não houve, portanto, uma amostragem representativa de regiões de baixa densidade.
- 2- A amostra do CfA1 é limitada em magnitude aparente. Essas magnitudes foram obtidas visualmente (Zwicky *et al.* 1961-1968) e são, portanto, sujeitas a erros aleatórios substanciais. Diversos autores obtiveram estimativas para os erros nas magnitudes Zwicky, sendo os valores encontrados tipicamente da ordem de 0.2-0.3 mag (Kron & Shane 1976, Huchra 1976). Existem ainda indícios de variações sistemáticas na escala de magnitudes em função da direção do céu e da morfologia (Fasano 1985). Seria, portanto, aconselhável confirmarmos os resultados obtidos utilizando outras amostras, definidas a partir de outros catálogos. Seria ainda interessante estudarmos o comportamento do campo de densidade de galáxias em função do critério de seleção, utilizando para isso uma amostra limitada em diâmetro aparente.

Além dos problemas associados ao CfA1, cumpre mencionar novamente as vantagens gerais que podem advir da ampliação do ângulo sólido coberto por um levantamento de velocidades radiais. Conforme discutido no capítulo I, somente uma amostra que cubra todo (ou quase todo) o céu permite estimativas do campo de velocidades peculiares bem como da aceleração induzida sobre o Grupo Local pela distribuição de galáxias. A comparação de nossa velocidade peculiar com a inferida pelo dipolo na radiação de fundo pode, por seu turno, levar a uma estimativa do parâmetro de densidade Ω_0 .

IV.A Seleção da amostra

Neste capítulo apresentaremos a amostra de velocidades radiais cuja obtenção constituiu-se em um dos esforços centrais deste trabalho de tese. A amostra selecionada cobre a maior parte de ambos os hemisférios celestes. O único limite em ângulo sólido a ela aplicado foi a eliminação da região próxima ao plano da Galáxia ($|b| < 20^\circ$), em função do problema de extinção da luz visível nesta área. Galáxias foram selecionadas a partir de três grandes catálogos, cobrindo diferentes porções do céu. Abaixo, segue uma descrição desses catálogos e das áreas do céu a eles correspondentes.

- 1- Na parte do hemisfério sul equatorial limitada em $\delta \leq -17.5^\circ$, foram utilizados os catálogos *ESO-Uppsala General Catalog* (Lauberts 1982; ESO) e *ESO-Uppsala Photometric Catalog* (Lauberts & Valentjin 1989; ESO-LV). O primeiro é nominalmente completo até o limite de diâmetro aparente $\theta \geq 1'$. Esses diâmetros foram medidos visualmente por Lauberts (1982), que usaram as placas do levantamento fotográfico do Observatório ESO, de emulsão sensível à região azul do espectro (banda B de Johnson). Posteriormente, Lauberts & Valentjin (1989) concluíram um levantamento fotométrico das galáxias do primeiro catálogo. Foram obtidos diversos parâmetros fotométricos para a grande maioria dos objetos no catálogo original, entre eles diferentes medidas de magnitude e diâmetros isofotais aparentes.
- 2- Galáxias com declinação $\delta \geq -2.5^\circ$ foram extraídas do *Uppsala General Catalogue* (Nilson 1973; UGC). Este catálogo é também nominalmente completo para $\theta \geq 1'$, onde θ é uma medida visual de diâmetro, desta vez baseada nas placas fotográficas do *Palomar Sky Survey* (PSS), novamente na banda B. O UGC inclui ainda todas as galáxias com $m_B \leq 14.5$, onde m_B é uma medida visual de magnitude aparente na banda B, extraída do *Catalog of Galaxies and Clusters of Galaxies* (Zwicky et al. 1961-1968; CGCG). Este segundo catálogo, nominalmente completo em magnitudes até o limite de $m \leq 15.7$ aproximadamente, cobre essencialmente a mesma região do UGC, exceto pelas áreas próximas ao Plano Galático. Contudo, dado o limite de $|b| \geq 20^\circ$ escolhido para nossa amostra de velocidades radiais, podemos afirmar que o CGCG também cobre toda nossa região de interesse no hemisfério norte equatorial.
- 3- A região intermediária entre o ESO e o UGC, ($-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$), não dispunha até recentemente de grandes bases de dados, selecionados homoganeamente, relativos a galáxias. Tal lacuna está sendo preenchida pelo *Extended Southern Galaxies Catalogue* (Corwin 1992; ESGC). Este catálogo, ainda não publicado, é nominalmente completo em $\theta \geq 2'$ (apesar de conter inúmeros objetos menores; ver discussão abaixo) e abrange a

região $-21^\circ \leq \delta \leq 3^\circ$. Dele foram extraídos os objetos na região não coberta pelos dois primeiros catálogos.

O critério básico de seleção das galáxias usadas neste levantamento foi o de incluir todos os objetos com $\theta \geq 1.9'$ ou $m \leq 14.5$, sendo θ e m , medidas de diâmetro e magnitude aparentes, respectivamente. Para a região do ESO, os valores de θ utilizados na seleção foram os listados em Lauberts (1982), enquanto que as magnitudes foram as B_T obtidas por Lauberts & Valentijn (1989). Contudo, o catálogo do ESO não está rigorosamente completo em magnitudes, pois nele não estão incluídas as galáxias com $B_T \leq 14.5$ e $\theta \leq 1'$. No caso do UGC/CGCG, os diâmetros e magnitudes são os listados em Nilson (1973). Ao contrário do que ocorre para o ESO, o UGC está completo nos limites de corte adotados aqui, tanto para magnitudes quanto para diâmetros. Isso se deve ao fato de que o UGC inclui todas as galáxias do CGCG mais brilhantes do que 14.5. Finalmente, para a região intermediária coberta pelo ESGC, não há medidas de magnitude em uma escala uniforme. Foram, portanto, selecionados somente objetos de acordo com o critério de diâmetro aparente. Além disso, o ESGC está nominalmente completo apenas até o limite de $\theta \geq 2'$. Como se trata de uma base de dados recente e, portanto, ainda pouco explorada, este limite de completeza foi testado. Na figura 4.1, a distribuição de galáxias do catálogo é mostrada em função do diâmetro aparente. Em cada painel foi aplicado um corte em diâmetro aparente, conforme indicado. As curvas mostradas representam a distribuição prevista, assumindo que galáxias se distribuem uniformemente no espaço ($N(\theta) \propto \theta^{-4} d\theta$). Obviamente, esta premissa não é rigorosamente correta. Contudo, a comparação entre as distribuições observada e prevista ainda assim permite testar o limite de completeza em função do diâmetro (Lauberts 1982, Sharp 1986, Faber *et al.* 1989). Cada curva teórica foi normalizada pelo número de objetos incluídos no respectivo histograma. Pela figura, pode-se notar que o número de objetos com $1.9' \leq \theta \leq 2.0'$ é compatível com o previsto, não havendo indícios de incompleteza. Esta começa a se manifestar somente para limites de corte abaixo de $1.9'$ (painéis *c* e *d*). Adotaremos, portanto, $\theta \geq 1.9'$ como critério de seleção de nossa amostra na fatia de $-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$.

Por se tratar de um levantamento de galáxias selecionadas a partir de suas propriedades na região ótica do espectro e envolvendo uma grande extensão do céu, passaremos a denominar essa nova amostra de ORS (do inglês *Optical Redshift Survey*). Essa denominação ajuda a realçar a diferença entre a presente amostra e aquelas obtidas com a base de dados do IRAS (Strauss *et al.* 1990, Strauss *et al.* 1992b), cujas propriedades serão, mais adiante, comparadas às de ORS.

Na tabela 1 encontram-se listados, em função do critério de seleção adotado, os números de objetos selecionados em cada uma das três regiões mencionadas acima. As regiões e os respectivos catálogos estão na coluna 1, os critérios de corte da amostra são dados pela coluna 2 e o número total de objetos pela coluna 3. A coluna 4 lista o número de objetos para os quais foi obtida, até o momento, uma medida confiável de velocidade radial, estando a fração

do total representada por essas galáxias listada na coluna 5. Note o alto nível de completude da amostra ORS em todas as regiões do céu. A única amostra com menos de 90% de completude é a do ESGC.

Tabela 1. A Amostra ORS por regiões do céu

Região/Catálogo	Corte	# de objetos	# com z	Completude
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$\theta \geq 1.9'$	1854	1824	0.98
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$B_T \leq 14.5$	2458	2384	0.97
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$B_T \leq 14.5$ e $\theta \geq 1.9'$	1254	1246	0.99
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$B_T \leq 14.5$ ou $\theta \geq 1.9'$	3226	3034	0.94
$-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$ /ESGC	$\theta \geq 1.9'$	1504	1311	0.87
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$\theta \geq 1.9'$	2085	2032	0.97
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$m_B \leq 14.5$	3379	3334	0.99
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$m_B \leq 14.5$ e $\theta \geq 1.9'$	1384	1376	0.99
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$m_B \leq 14.5$ ou $\theta \geq 1.9'$	4080	3990	0.98

Cumpra aqui fazer algumas observações a respeito de ORS. Sendo dois os critérios de seleção, ao invés de apenas um, é na verdade possível definirmos mais de uma amostra, conforme mostrado na tabela 1, uma vez que podemos combinar os dois critérios de diferentes maneiras. Esse fato permitirá investigar a dependência do campo de densidade de galáxias em função dos critérios de seleção (seção VI.C). Outra observação importante é a de que o catálogo ESO-LV não cobre todas as placas do ESO. Devido às dificuldades causadas pela absorção de radiação pelo meio interestelar, foram evitadas as regiões próximas ao Plano da Galáxia. Além disso, para alguns filmes ESO não foi possível obter uma boa calibração da escala de magnitudes. Dessa forma, a amostra limitada em magnitude aparente, além de não estar rigorosamente completa nesta região, cobre um ângulo sólido menor do que a limitada em diâmetro, possuindo diversos “buracos” distribuídos pela região do ESO. Para maiores informações sobre as regiões não cobertas pelo ESO-LV, recomenda-se a leitura de Lauberts & Valentjin (1989). Esses buracos na região do ESO vêm a somar-se à área coberta pelo ESGC no que tange à ausência de amostragem por magnitudes aparentes.

Por outro lado, a enorme base de dados do ESO-LV abre a possibilidade de se definir a amostra na região do ESO usando medidas alternativas de diâmetros ou magnitudes. Além

dos diâmetros originais de Lauberts (1982), as galáxias cobertas pela fotometria do ESO-LV possuem diâmetros isofotais determinados usando-se os níveis isofotais limites de $\mu_{lim} = 25, 26$ e $27 \text{ magarcsec}^{-2}$. Magnitudes isofotais foram também determinadas para os dois primeiros desses níveis. Nas duas primeiras linhas da tabela 2, mostramos o número de objetos ESO selecionados quando se aplica um corte a partir dos parâmetros isofotais a $\mu_{lim} = 25 \text{ magarcsec}^{-2}$, θ_{25} e m_{25} . As colunas desta tabela contêm as mesmas informações que as da tabela 1. Naturalmente, o número de objetos cresce com a utilização de níveis isofotais mais fracos no critério de seleção. De acordo com Lauberts & Valentjin (1989), a medida isofotal de diâmetro que mais se aproxima, em média, dos diâmetros originais medidos por Lauberts (1982) é a de θ_{26} . Apesar do menor número de objetos, as duas primeiras amostras da tabela 2 estão mais incompletas do que suas correspondentes na tabela 1. Isso se deve ao fato de que as observações descritas na próxima subseção visaram a completar a amostra definida pelos critérios listados nesta última. O nível de completude das amostras alternativas, no entanto, é suficientemente alto para abrir a perspectiva de se completá-las a curto prazo.

Como ORS se utiliza de três bases de dados distintas, é importante que se leve em conta a possibilidade de existência de não-uniformidades na seleção de objetos de um catálogo com relação ao outro. Existem evidências, por exemplo, de que o catálogo do UGC, apesar de ter o mesmo limite nominal em diâmetro aparente do que o ESO, não seja tão profundo quanto este último. Essas evidências se baseiam em contagens de galáxias em função do diâmetro aparente, bem como em medidas da função de luminosidade ou de diâmetro absolutos (Lahav, Rowan-Robinson & Lynden-Bell 1988, Hudson & Lynden-Bell 1991). Esses trabalhos sugerem uma relação simples entre as escalas de diâmetro ESO e UGC, do tipo

$$\theta_{ESO} = f \theta_{UGC},$$

onde $f \simeq 1.1 - 1.2$. Na parte inferior da tabela 2, mostramos o resultado da aplicação desta correção para os diâmetros UGC, de forma a normalizar as amostras selecionadas dos dois catálogos para a mesma profundidade. O número de galáxias UGC selecionadas, obviamente, aumenta com o valor de f adotado, assim como também cresce o nível de incompletude em velocidades radiais.

A correção para a escala de diâmetros do UGC, contudo, não é indispensável para a realização de análises objetivas da distribuição de galáxias. Diferenças na escala de diâmetro se refletem na profundidade efetiva de cada área amostrada e podem ser compensadas se computarmos a função de seleção para cada região do céu separadamente. O mesmo raciocínio se aplica a eventuais diferenças nas escalas de magnitude. Por outro lado, variações sistemáticas nos diâmetros ou magnitudes dentro de um mesmo catálogo, sejam devidas a diferenças no nível de extinção galáctica, sejam devidas a erros sistemáticos, merecem especial atenção. Estes problemas, em particular os efeitos de extinção galáctica, serão abordados no capítulo V.

Tabela 2. Amostras alternativas para ESO e UGC

Região/Catálogo	Corte	# de objetos	# com z	Completeza
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$\theta_{25} \geq 1.9'$	947	901	0.95
$\delta \leq -17.5^\circ$ /ESO	$m_{25} \leq 14.5$	2086	2006	0.96
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$1.1 * \theta \geq 1.9'$	2492	2400	0.96
$\delta \geq -2.5^\circ$ /UGC	$1.2 * \theta \geq 1.9'$	3674	3450	0.94

IV.B Métodos de observação e redução

O esforço no sentido de completar a amostra descrita na seção anterior foi consideravelmente facilitado pelo fato de já haver medidas de velocidade radial para a maior parte das galáxias selecionadas. No início do projeto, contudo, ainda era necessária a obtenção de aproximadamente 1300 “redshifts” nas três grandes regiões descritas. A região de maior incompleteza e que, portanto, exigiu uma concentração maior de esforços observacionais, foi a do ESGC ($-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$). Conforme já mencionado, esta região carece de bases de dados confiáveis para a seleção de amostras estatisticamente úteis, tendo recebido assim menos atenção dos pesquisadores envolvidos em levantamentos de “redshifts”. Na tabela 3 abaixo estão listadas todas as missões de observação realizadas com o objetivo de completar a amostra e que envolveram nossa participação, seja durante a observação, seja na redução dos dados, ou em ambos. Foram ao todo cerca de 1000 galáxias observadas até o presente. Muitas dessas galáxias (em torno de 20%) exigiram a coleta e posterior redução de mais de um espectro, tendo sido a taxa geral de sucesso na obtenção de velocidades radiais sempre maior do que 90%. Cumpre mencionar que, além das missões listadas na tabela 2, houve ainda várias missões no Observatório Lick, da Universidade da Califórnia (por Marc Davis). Estas foram dedicadas a observar objetos nas regiões do UGC e do ESGC. As datas de observação estão listadas na coluna 1, o local na coluna 2 e a região do céu observada na coluna 3. Na coluna 4 são dadas as iniciais dos colaboradores do projeto responsáveis por cada missão de observação.

Tabela 3. Missões de observação

Data de observação	Observatório	Região do Céu	Observadores
29/04/90 - 30/04/90	Las Campanas	ESO	AD
11/09/90 - 14/09/90	Las Campanas	ESO	AD
09/03/91 - 10/03/91	Palomar	ESGC	MS, BS
20/03/91 - 21/03/91	Las Campanas	ESO	AD
02/04/91 - 03/04/91	Palomar	ESGC	MS, BS
09/04/91 - 11/04/91	Palomar	ESGC	MS, BS, OL
31/08/91 - 01/09/91	Palomar	ESGC	MS, BS
04/10/91 - 06/10/91	Palomar	ESGC	MS, BS
01/11/91 - 04/11/91	Palomar	ESGC	BS
08/04/92 - 10/04/92	Palomar	ESGC	BS
03/09/92 - 07/09/92	Cerro Tololo	ESO,ESGC	MS
16/02/93 - 20/02/93	Cerro Tololo	ESO,ESGC	BS, OL

AD = Alan Dressler; MS = Michael Strauss; BS = Basílio Santiago; OL = Ofer Lahav

Como podemos ver, foram utilizados 4 sítios de observação neste projeto (incluindo o Observatório Lick), o que reflete a grande extensão do “survey” e o grande número de objetos a serem observados. Esses dois fatores exigiram a utilização de telescópios em ambos os hemisférios equatoriais e um esforço mútuo de colaboração dos pesquisadores envolvidos.

Todas as observações foram sempre precedidas de diversas medidas preparatórias, com destaque para a confecção de cartas de identificação e a obtenção de medidas precisas da posição de diversas galáxias. Esses cuidados se fizeram especialmente necessários nas missões de observação em Palomar, uma vez que aquele telescópio não dispunha de uma câmera de controle de observação que permitisse a visualização da maioria das galáxias. Na maior parte dos casos, contudo, as posições listadas nas versões preliminares do ESGC eram suficientemente precisas para garantir que o objeto fosse adequadamente centrado na fenda do espectrógrafo. Para umas 50 galáxias, medidas mais acuradas de posição tiveram que ser obtidas. A maior parte dessas medidas basearam-se na determinação da distância angular de cada galáxia às estrelas SAO mais próximas, usando-se placas do PSS ou as próprias cartas de identificação. As cartas de identificação foram úteis também no sentido de permitir uma confirmação indireta, baseada nas posições das estrelas próximas ao objeto, de que o telescópio fora corretamente posicionado. Isso foi particularmente importante para as missões realizadas em Palomar. Uma

última utilidade para as cartas de identificação foi a de proporcionar ao observador uma estimativa do tempo de exposição para cada galáxia, baseada em seu brilho superficial aparente. Cada carta de identificação contituiu-se de uma foto polaróide em preto e branco, cobrindo uma área de aproximadamente $30' \times 20'$ centrada no objeto. Foram confeccionadas, ao todo, cerca de 800 dessas cartas.

Na tabela 4 são dadas as especificações dos instrumentos utilizados nas observações em cada um dos sítios da tabela 3. Os sítios de observação estão na coluna 1 e o tamanho dos telescópios estão listados na coluna 2. O tipo de detetor e as características da rede de difração utilizada são dados pelas colunas 3 e 4, respectivamente. Na coluna 5 é dada a dispersão média e na coluna 6, a resolução espectral média em \AA .

Tabela 4. Instrumentos utilizados nas observações

Observatório	Telescópio	Detetor	Rede de Difração	Dispersão	$\Delta\lambda$ (\AA)
Las Campanas	2.5m	CCD 200X800	600 l/mm, blaze=5000 \AA	2.5 $\text{\AA}/\text{pix}$	7
Palomar	1.5m	CCD 500X800	300 l/mm, blaze=5000 \AA	3.5 $\text{\AA}/\text{pix}$	12
Cerro Tololo	1.5m	CCD 420X576	300 l/mm, blaze=6000 \AA	4.2 $\text{\AA}/\text{pix}$	8

IV.B.1 Procedimento de coleta dos dados

O procedimento de coleta dos dados foi essencialmente o mesmo em todas as missões de observação listadas na tabela 3. Cumpre ressaltar que este é também um procedimento padrão para este tipo de observação. Os dados em sua forma bruta consistem em imagens representadas, cada uma, por uma matriz bidimensional. A cada elemento de matriz está associado um número, que representa uma medida instrumental do fluxo incidente na posição daquele elemento no plano do detetor. No caso de CCDs, cada elemento de matriz é representado por um elemento físico do detetor (pixel), sendo a medida de fluxo nele incidente chamada aqui de contagem instrumental. No caso de imagens espectroscópicas de fenda longa, uma das direções da imagem (matriz) correponde à direção de dispersão (ao longo da qual se estendem os espectros dos objetos contidos na fenda), enquanto a outra direção corresponde à direção espacial (paralela à projeção da fenda no plano do detetor). Convencionaremos aqui que a direção de dispersão é paralela às colunas da matriz, sendo a direção espacial, portanto, paralela às linhas.

As imagens CCD obtidas em cada noite de observação se subdividem em três grupos básicos: imagens dos objetos que efetivamente fazem parte do projeto (em nosso caso, as galáxias ORS), imagens de calibração e imagens de correção.

As imagens de correção são duas: o “flat field” e a imagem de “bias” residual. A imagem de “flat field” nos permite corrigir a contagem instrumental obtida para as variações de sensibilidade de cada pixel. Para isso é necessária uma imagem na qual o CCD tenha sido uniformemente iluminado. Tal imagem foi obtida apontando-se o telescópio para uma região da própria cúpula que o abriga e que estivesse iluminada por uma lâmpada (“dome flat”). Em certos casos, como nas missões realizadas em Cerro Tololo, fez-se necessária a obtenção de uma imagem de correção para o efeito de “bias” residual. O “bias” é uma distorção nos valores da contagem instrumental, causada durante o processo de leitura do CCD ao final de cada exposição. A maior parte do efeito pode ser corrigida pela subtração das contagens instrumentais na região não iluminada do detetor. Contudo, muitas vezes há variações no nível do “bias” de pixel para pixel ao longo do CCD. Esse é o “bias” residual. A imagem que permite determinar o nível de “bias” residual é obtida através da exposição do CCD durante um tempo de integração nulo. Ou seja, o CCD neste caso é submetido apenas ao processo de leitura. O “flat field” e o “bias” residual (este último apenas em Cerro Tololo) foram obtidos no início de cada noite. Cumpre mencionar ainda que em nenhuma das missões foi necessário corrigir as imagens para a presença de contagens instrumentais que não fossem causadas pela incidência de luz no CCD. Tal efeito, chamado comumente de “dark current”, exigiria a obtenção de uma terceira imagem de correção.

As imagens de calibração são geralmente três: imagens de calibração da escala de comprimento de onda (λ), imagens de estrelas padrão espectrofotométricas e imagens de estrelas ou galáxias que sirvam como padrão de calibração das velocidades radiais. A imagem de calibração em comprimento de onda consiste em expormos o CCD à iluminação por uma lâmpada incandescente, que gere um espectro de emissão, de alta razão sinal/ruído, correspondente a algum elemento conhecido (lâmpada de comparação). Em geral, são utilizadas lâmpadas contendo elementos nobres como He, Ne e Ar, pois estas sofrem de menos contaminação por outros elementos. Como o comprimento de onda de cada linha desses elementos é conhecido, o espectro extraído desta imagem nos permite mapear cada pixel ao longo das colunas do CCD em um valor de λ . Já as imagens de estrelas padrão espectrofotométricas podem ser úteis quando se deseja converter as contagens instrumentais dos espectros em unidades físicas. Isso, contudo, não é estritamente necessário para a obtenção de “redshifts”. Finalmente, as imagens de calibração das velocidades radiais devem, obviamente, ser de objetos para os quais esta velocidade é conhecida com precisão. Além disso, é importante que os espectros desses objetos sejam semelhantes aos espectros tipicamente observados para galáxias, de forma a permitir

uma correlação entre as linhas espectrais dessas últimas com as linhas dos espectros de calibração. As estrelas que melhor satisfazem este critério são estrelas gigantes de tipo espectral K0 ou K1, pois estas dominam o fluxo emitido pelas regiões centrais das galáxias.

O procedimento de observação ao longo de cada noite consistiu, essencialmente, em obter-se a imagem de uma galáxia seguida por uma imagem da lâmpada de comparação. A obtenção de uma imagem de calibração em λ para cada galáxia se justifica pelo fato de o sistema espectrógrafo-detector não ser perfeitamente rígido. Isso faz com que variações ocorram nas posições das linhas de comparação no CCD, dependendo da orientação do telescópio.

O tempo de exposição adotado para as galáxias foi variável, sendo apenas o necessário para obtermos linhas de emissão e/ou absorção confiáveis. A duração de cada exposição, portanto, é uma função de diversos fatores, como o tamanho do telescópio utilizado, a magnitude e o brilho superficial de cada objeto e as condições do tempo. No telescópio de 2.5m em Las Campanas, os tempos de exposição típicos foram de 300 a 1000 segundos. Em Tololo, o intervalo típico foi de 500 a 1200 segundos, enquanto em Palomar, devido ao fato de que era raramente possível ver a galáxia na tela da câmara de controle, o tempo adotado foi, na grande maioria dos casos, igual ou superior a 900 segundos. Já as imagens das lâmpadas de comparação foram sempre da ordem de 1 a 5 segundos apenas. Os espectros de estrelas padrão, tanto fotométricas quanto de velocidade, foram tomados, em geral, no início, meio e final de cada noite. O tempo de exposição típico variou de 1 a 20 segundos, dependendo novamente da magnitude das estrelas. As imagens de estrelas de calibração também foram seguidas de imagens de comparação, de forma a poderem também ser calibradas por comprimento de onda. Quanto às imagens de correção, estas foram obtidas ou no início ou no final de cada noite de observação.

IV.B.2 Procedimento de redução dos dados

Assim como o procedimento de observação, as reduções também seguiram métodos amplamente utilizados. Pequenas variações tiveram que ser admitidas devido ao fato de que não usamos o mesmo software de aquisição e redução para todos os dados. As imagens obtidas em Cerro Tololo foram coletadas em formato FITS e reduzidas pelo pacote IRAF. Já as imagens observadas em Palomar eram de formato Figaro e foram reduzidas com o pacote de mesmo nome. As de Las Campanas foram reduzidas com as rotinas do pacote SD, que trabalha com imagens em formato BARF. Todavia, todos os três softwares usados dispunham das rotinas essenciais para a obtenção de "redshifts", sendo as diferenças de redução, portanto, pouco importantes. Os dados foram reduzidos em blocos, de acordo com a noite de observação, já que para cada noite foram tomadas imagens necessárias às correções e calibrações discutidas anteriormente.

O primeiro passo para a redução consiste na utilização das imagens de correção. Tanto as imagens das galáxias quanto as de calibração (incluindo as lâmpadas de comparação) sofreram a correção para o “bias” residual. A correção de “flat field”, contudo, foi aplicada somente às galáxias e às estrelas de calibração. A aplicação desta correção para as imagens das lâmpadas de comparação, além de desnecessária, pode eventualmente levar à saturação de algumas das linhas mais brilhantes.

A correção para o “bias” residual consiste simplesmente em subtrairmos esta imagem de todas as outras, pixel a pixel. Já a correção para o “flat field” exige antes um pré-processamento da própria imagem de mesmo nome, como forma de corrigi-la para variações espectrais na intensidade da lâmpada de “flat field” e na sensibilidade do detetor. Isso é feito computando-se inicialmente a contagem instrumental média ao longo de cada linha (direção espacial) do CCD. Tal procedimento resulta em uma curva espectral (ao longo da direção de dispersão), à qual ajustamos então um polinômio de baixa ordem. As contagens instrumentais ao longo de cada coluna do CCD são então divididas por esta curva ajustada, pixel a pixel. O resultado desse ajuste é uma imagem de “flat field” corrigida, em que as contagens no azul e no vermelho são, aproximadamente, iguais e de valor próximo da unidade. A imagem de “flat field” corrigida é então aplicada às outras. Cada imagem a ser corrigida é dividida pela de “flat field”, novamente pixel a pixel e com isso são obtidas contagens em cada pixel isentas de variações de sensibilidade do CCD.

A etapa seguinte é a de extração dos espectros unidimensionais das imagens. Isso exige, inicialmente, a definição dos limites onde está situado o objeto na imagem bidimensional. Como convencionamos que as linhas do CCD são paralelas à direção espacial do detetor, a extensão espacial de um objeto será então definida por um intervalo entre duas colunas. Este intervalo de colunas será tão mais largo quanto mais extenso espacialmente for o objeto ao longo da fenda. Em geral, os objetos são posicionados à meia altura na fenda, o que faz com que seus espectros ocupem as colunas centrais do CCD. Contudo, há variações no posicionamento de um objeto com relação a outro, uma vez que é impossível situar todas as galáxias exatamente na mesma posição ao longo da fenda. Assim, é necessário que se defina os limites espaciais de cada objeto individualmente. Devemos também definir os limites de duas regiões de céu, uma de cada lado do objeto. As contagens instrumentais dos pixels contidos nestas duas regiões de céu são ajustadas a um polinômio de baixa ordem. Esse ajuste é feito aos pixels ao longo de cada linha do detetor individualmente. O resultado deste ajuste é então extrapolado para a região ocupada pelo objeto e subtraído deste, pixel a pixel. O espectro do objeto, já subtraído da contribuição do céu, é então extraído. A extração consiste em somarmos, para cada linha, as contagens dos pixels contidos dentro do intervalo definido para o objeto, e escrevermos o resultado em um arquivo de saída. O espectro de um objeto será, portanto, um conjunto de pares ordenados (X,Y), sendo X o número de uma linha da matriz bidimensional e Y, a contagem instrumental resultante da soma dos pixels ao longo daquela linha. Não raro,

contudo, a direção de dispersão não está perfeitamente alinhada com as colunas do CCD. Neste caso, a posição do centro do objeto varia ao longo da direção de dispersão, sendo então necessário encontrar a coluna correspondente ao centro do objeto para cada linha. Isso é feito ajustando-se, ao longo de cada linha, uma função (em geral uma Gaussiana) ao perfil do objeto. Na verdade, as variações da coluna central do objeto são suficientemente suaves para que baste que obtenhamos o centro do objeto para algumas linhas. A posição central correspondente às demais pode então ser determinada por intermédio de um ajuste de baixa ordem a esses pontos.

Uma vez extraído o espectro de cada objeto, procedemos então à sua calibração em comprimento de onda. Esta etapa consiste em converter a escala do eixo X (de dispersão) de cada espectro da unidade "pixel" para a unidade de comprimento de onda (em Å). Isso foi feito ajustando-se uma função à relação pixel *vs* λ para os espectros extraídos das imagens das lâmpadas de comparação. A extração desses espectros foi feita de maneira semelhante à descrita acima, válida para os espectros das galáxias. Em especial, para cada lâmpada de comparação, a região usada na extração foi a mesma que a do objeto a ela correspondente. Dessa forma evitamos erros sistemáticos na calibração em λ devidos a um possível desalinhamento da fenda com relação às linhas do CCD. Esse problema exigiu particular atenção nas missões em Palomar, onde por vezes tivemos que conviver com desalinhamentos da ordem de 0.5° . Tal desalinhamento é suficiente para causar também dificuldades na subtração das linhas de céu do espectro das galáxias, uma vez que a posição destas linhas, com o desalinhamento, varia de um lado a outro do espectro da galáxia. A extração dos espectros das lâmpadas de comparação, no entanto, é mais simples, pois não exige a subtração da contribuição do céu nem o mapeamento da posição central do espectro ao longo da direção de dispersão. Para cada espectro de comparação extraído procedemos então à identificação de suas linhas espectrais e dos comprimentos de onda a elas correspondentes. Uma vez identificado um número suficiente de linhas, foi então efetuado um ajuste de um polinômio à relação pixel- λ usando-se essas linhas. A ordem do polinômio variou em função do detector utilizado, podendo alcançar valores em torno de 5. A dispersão do ajuste foi da ordem de 0.4 \AA para Palomar e Tololo e de 0.6 \AA para Las Campanas. Na prática, uma vez obtida a solução para um espectro de calibração, soluções para os outros decorrem mais facilmente, uma vez que as posições (em pixels) das linhas espectrais variam muito pouco de um espectro de calibração para outro (tipicamente 1 pixel). Levando isto em conta, o ajuste obtido para o primeiro espectro de calibração de cada noite foi usado para identificar as linhas de todos os outros. Uma vez identificadas as linhas em cada novo espectro de comparação, a elas foi feito um novo ajuste à relação pixel- λ . Como último passo, a calibração em comprimento de onda dos espectros de comparação foram transferidas para os correspondentes espectros das galáxias e das estrelas padrão.

Uma vez disponíveis os espectros das galáxias, bem como das estrelas padrão de velocidades radiais, todos já expressos em uma escala de comprimento de onda, procedemos à

obtenção dos “redshifts”. Estes foram determinados utilizando tanto linhas de emissão quanto de absorção, sempre que disponíveis. As principais linhas de emissão (absorção) esperadas para galáxias normais, dentro do domínio espectral típico coberto pelas observações, encontram-se listados na parte esquerda (direita) da tabela 5.

Tabela 5. Principais linhas de emissão e absorção

Linhas de emissão		Linhas de absorção	
Linha	λ (Å)	Linha	λ (Å)
H β	4861	Banda G	4304
O III	4959	Mg_2	5175
O III	5007	NaD	5892
N II	6548		
H α	6563		
N II	6583		
S II	6716		
S II	6731		

O procedimento de obtenção de velocidades radiais através das linhas de emissão é relativamente simples. O comprimento de onda observado de cada linha de emissão de um dado espectro é comparado ao seu comprimento onda de repouso, sendo o “redshift” da i -ésima linha dado por

$$z_i = \frac{1}{c} \frac{\lambda_i - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{c} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_i, \quad (4.1)$$

onde λ_i e λ_0 são, respectivamente, os comprimentos de onda observados e de repouso da i -ésima linha. O valor de λ_i é obtido ajustando-se o perfil de cada linha a uma Gaussiana. Os parâmetros livres para ajuste, além da posição central da linha, λ_i , são a sua largura e altura, além de dois parâmetros de ajuste linear à linha de base da gaussiana (cinco ao todo). Nos casos de H α e do duplete N II, devido à proximidade mútua entre essas linhas, foi feito um único ajuste a uma Gaussiana tripla. Neste caso o número de parâmetros livres subiu para 8: foram adicionados um termo quadrático à linha de base, bem como a altura e largura de uma das linhas de duplete. A altura da outra linha de duplete depende da altura da primeira, uma

vez que as probabilidades de transição associadas às linhas são conhecidas. A largura das duas linhas N II são tidas como iguais, sob a hipótese de que elas são geradas nas mesmas regiões da galáxia. Por fim, as posições relativas entre as três linhas de ajuste são conhecidas, bastando portanto, o ajuste a uma delas (no caso H α). Analogamente, no caso do doubleto S II, foi realizado um ajuste a uma dupla gaussiana, seguindo as mesmas prescrições.

O “redshift” final obtido para o conjunto de linhas de emissão de um dado espectro foi então expresso como

$$z_{final} = \frac{\sum_i \frac{z_i}{\sigma_{z_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{z_i}^2}}, \quad (4.2)$$

onde σ_{z_i} é o erro associado ao “redshift” da i -ésima linha de emissão. Como o comprimento de onda de repouso de cada linha é conhecido com precisão, vemos pela expressão (4.1) que σ_{z_i} é simplesmente o erro formal de ajuste gaussiano efetuado para cada linha. Na soma dada em (4.2) foram incluídos apenas os valores dos “redshifts” estimados independentemente, ou seja, o valor de z para H α e o doubleto N II foi contado apenas uma vez, pois ele é o resultado de um ajuste simultâneo às três linhas. O mesmo se aplica ao doubleto S II. Já as três linhas no azul, H β e o doubleto O III, foram ajustadas independentemente. Dessa forma, para uma galáxia que contenha todas as linhas de emissão listadas na tabela 5, foram possíveis, no máximo, 5 estimativas independentes do “redshift” a serem inseridas em (4.2).

É possível também utilizarmos as linhas de absorção como forma de obter um valor para a velocidade radial de um objeto. Contudo, dado que estas linhas são em geral mais largas e mais assimétricas do que as de emissão (tratando-se algumas vezes de bandas ao invés de linhas), não é aconselhável a adoção de um ajuste direto aos perfis das linhas de absorção de um espectro como forma de determinar o “redshift”. Um método mais eficiente é aquele que se utiliza da análise de correlação entre o espectro do objeto cujo “redshift” se deseja medir e um espectro padrão cuja velocidade radial é conhecida com precisão. Seja, por exemplo, uma galáxia cujo espectro, em escala logarítmica e em unidade de fluxo arbitrária, é dado por $g(\ln\lambda)$ e seja também uma estrela de calibração com espectro $s(\ln\lambda)$. Como a velocidade radial é proporcional a $z = \Delta\lambda/\lambda \propto \Delta\ln\lambda$, a melhor estimativa para a velocidade radial da galáxia em questão será dada pelo valor de $\Delta\ln\lambda$ que maximiza a função

$$c(\Delta\ln\lambda) = \sum_{\ln\lambda} g(\ln\lambda + \Delta\ln\lambda) * s(\ln\lambda), \quad (4.3)$$

onde $c(\Delta\ln\lambda) = c(v)$ é chamada de função de correlação cruzada. A soma na expressão (4.3) se dá, em geral, sobre uma grande região do espectro, sendo apenas aconselhável que se exclua as zonas nas quais se encontram linhas de emissão. Estas linhas não são observadas nos espectros das estrelas de calibração. Dessa forma, elas acrescentam ruído à correlação cruzada. Foram também evitadas regiões do espectro próximas das posições das linhas de céu mais brilhantes de forma a evitar ruídos adicionais em $c(v)$, causados por eventuais problemas ligados à sua

subtração. Comparativamente, o método de correlação cruzada possui a vantagem de utilizar muito mais informação de cada espectro do que no caso de ajustes às linhas de emissão. Em particular, $c(v)$ incorpora a contribuição das várias linhas de absorção mais fracas que cada espectro, em geral, contém. Obter um valor para a velocidade radial reduz-se então a determinar o maior pico desta função. No caso de um espectro com alta razão sinal-ruído e fortes bandas de absorção, a função de correlação cruzada possui apenas um pico bem definido, sendo, portanto, relativamente fácil de se obter uma medida do “redshift”. Para espectros de menor razão sinal-ruído, a definição do pico principal de $c(v)$ se torna mais incerta e, às vezes, impraticável. Cumpre notar que, antes da obtenção de $c(v)$, alguns procedimentos preparatórios se fazem necessários como, por exemplo, a eliminação de gradientes no nível de contínuo de cada espectro. Além disso, devemos estimar os erros associados às velocidades radiais derivadas pelo método de correlação cruzada. Neste trabalho, o procedimento de preparação dos espectros, obtenção dos “redshifts” e estimativa de erros foram os mesmos que em Tonry & Davis (1979). Esses últimos foram, tipicamente, em torno de 40 a 100 km s⁻¹. Finalmente, as medidas de “redshift” foram colocadas no sistema de referência heliocêntrico, tendo sido levado em conta ainda, a velocidade radial de cada estrela de calibração com relação ao mesmo sistema.

Operacionalmente, a obtenção dos “redshifts” se deu pela inspeção sequencial do espectro de cada galáxia a partir de um programa, por nós desenvolvido, e que contém rotinas gráficas do pacote MONGO. Uma vez constatada a presença (ou ausência) de linhas de emissão e/ou absorção, procedemos então à obtenção dos “redshifts” por um ou ambos (ou nenhum) dos métodos descritos acima. As rotinas utilizadas para determinação dos “redshifts” também fazem parte do mesmo programa, o que permitiu testar, iterativamente, a qualidade das medidas de velocidades radiais obtidas, refazendo-as sempre que necessário. Nas figuras 4.2 e 4.3 são amostrados alguns espectros de galáxias. Em cada painel dessas figuras é dada a identificação do objeto na forma hhmm-ggmm, onde hhmm (ggmm) representa a hora (grau) e minutos de ascensão reta (declinação) do objeto. São também listados os valores obtidos para suas velocidades radiais. Da figura 4.2 constam exemplos de um espectro contendo linhas de absorção apenas (painel superior), outro contendo tanto linhas de absorção quanto de emissão (painel central) e um último possuindo linhas de emissão apenas (painel inferior). Entre as linhas de absorção, destacam-se as de Mg₂ a 5175 Å e Na a 5892 Å. Já as linhas de emissão visíveis são H α e N II para a galáxia 0054-3214 e H β , O III, H α , N II e S II para 2122-4020. O comprimento de onda destas linhas nos três espectros é maior do que o esperado para uma fonte em repouso, o que reflete a presença de “redshifts”. Na figura 4.3 mostramos 5 objetos com espectros de absorção de razões sinal-ruído variáveis. Novamente, suas identificações e velocidades radiais são dadas em cada painel. O contraste das linhas tende a aumentar nos painéis situados na parte superior da figura, o contrário ocorrendo com a amplitude do ruído. Nos três painéis superiores, são claramente visíveis, além de outras, as linhas de Mg₂ e Na.

Estas linhas estão novamente deslocadas para o vermelho. Note que o "redshift" é visivelmente diferente para estes três espectros, sendo menor para 1959-5605, maior para 0457-6206 e intermediário para 1842-5744, de acordo com as velocidades radiais listadas. Já as linhas de absorção dos painéis inferiores são bem menos claras, estando praticamente submersas no ruído do espectro. As funções de correlação cruzada, obtidas pela comparação dos espectros da figura 4.3 com o de uma estrela de calibração, são mostradas na figura 4.4. A unidade de $c(v)$ é arbitrária, sendo importante apenas a identificação de seu pico máximo e da velocidade radial a ele correspondente. Mesmo para os espectros visualmente identificados como de baixo sinal-ruído, foi ainda possível obter um pico confiável para $c(v)$ e, portanto, uma medida da velocidade radial do objeto. Esta é a grande vantagem do método de correlação cruzada: por usar todo o espectro do objeto (ou, pelo menos, uma grande fração dele), ao invés de apenas algumas linhas individuais, podemos obter medidas de velocidade radial mesmo para aqueles espectros em que as linhas não são claramente visíveis.

Para os casos em que um "redshift" pode ser estimado tanto pelas linhas de emissão quanto pela correlação cruzada, foi utilizado, em geral, o valor médio entre estas duas estimativas, pesado pelos respectivos erros. Esses objetos, infelizmente, constituem uma fração relativamente pequena do total. Quanto aos erros, valores típicos variaram entre 40 a 100 km s^{-1} , sendo, em geral, maiores para galáxias cujos espectros possuíam apenas linhas de emissão.

IV.B.3 Controle dos arquivos de dados

À medida em que os dados observacionais foram se acumulando, tornou-se imperiosa a necessidade de manter uma constante atualização dos arquivos contendo as velocidades radiais medidas. Os dados de cada uma das três grandes áreas do céu (ESO, UGC e ESGC) foram mantidos separados em arquivos diferentes. O trabalho de atualização de cada arquivo consistiu em adicionar as velocidades radiais à medida em que eram obtidas, controlar a presença de sistemas múltiplos de galáxias (binárias, tripletos, grupos, etc), eliminar registros repetidos, corrigir erros tipográficos, adicionar dados sobre tipos morfológicos, medidas alternativas de diâmetro e magnitudes, etc. A região do ESGC foi a que mais cuidado exigiu, uma vez que a evolução da amostra de velocidades radiais foi acompanhada do processo de preparação do próprio catálogo. Para a eliminação de registros repetidos, por exemplo, foi necessária a inspeção, em placas fotográficas, de todos os registros pertencentes à nossa amostra e para os quais houvesse um outro registro situado a menos de $2'$. Na maioria desses casos, foram encontrados, de fato, objetos correspondentes a cada registro. Isso realça o trabalho criterioso de Harold Corwin na elaboração do catálogo ESGC desde suas primeiras versões.

Outro problema, inevitável na organização de qualquer amostra para estudos estatísticos é a existência de sistemas múltiplos, para os quais a medida de diâmetro ou magnitude não se refere a um objeto individual, mas ao conjunto. Na maior parte desses casos, as galáxias individualmente não satisfazem o(s) critério(s) de seleção da amostra. Nas áreas cobertas pelo ESO e pelo UGC, contudo, para muitos desses sistemas havia informação suficiente sobre cada componente, de forma a permitir uma definição sobre a participação de cada um na amostra (ver, por exemplo, a seção de notas do UGC, no final da versão impressa do catálogo). Já no caso do ESGC, tais informações não estão ainda disponíveis. Neste caso, a alternativa mais segura, no presente, é a eliminação de todos os objetos desses sistemas. Cumpre mencionar, contudo, que estes sistemas múltiplos perfazem, em geral, algo em torno de 5% do total de objetos.

IV.C Mapeamento das estruturas no Universo Próximo

Nesta seção, apresentaremos alguns mapas da distribuição de galáxias, obtidos a partir dos dados de ORS. A amostra usada para esse fim foi cortada em $\theta \geq 1.9'$, pois, como vimos, esta pode ser definida no ESGC e em todo o domínio do ESO. Vale mencionar que a descrição que se segue é apenas figurativa, com o objetivo apenas de procurar identificar as principais estruturas observadas e promover comparações com figuras semelhantes obtidas a partir dos dados do IRAS. Uma análise mais criteriosa e quantitativa do campo de densidade, usando as diferentes amostras e subamostras de ORS, será apresentada no capítulo VI.

Na figura 4.5a mostramos a distribuição das galáxias maiores do que $1.9'$ projetada sobre a esfera celeste. A figura representa uma projeção de todo o céu em coordenadas galáticas. A faixa horizontal desprovida de qualquer objeto limita a região de exclusão de 20 graus em ambos os hemisférios, junto ao plano da Galáxia. Na figura, encontram-se delineadas as principais estruturas em grande escala presentes em nossas vizinhanças no Universo. Em especial, destaca-se a região do Plano Supergalático, que se estende ao longo de $270^\circ \leq l \leq 330^\circ$, e continua em $120^\circ \leq l \leq 150^\circ$. No hemisfério norte galático, o Plano Supergalático se torna particularmente proeminente com a presença dos aglomerados de Coma, próximo ao pólo norte galático, Ursa Major ($l \simeq 145^\circ$, $b \simeq +65^\circ$) e Virgo ($l \simeq 284^\circ$, $b \simeq +75^\circ$). Pode-se também ver claramente a extensão do Plano Supergalático em direção ao plano da Galáxia ($300^\circ \leq l \leq 315^\circ$ e $35^\circ \leq b \leq 60^\circ$) até atingir a região do superaglomerado de Hidra-Centaurus. Esta última está, em sua maior parte, submersa no plano da Galáxia, sendo contudo visíveis algumas estruturas em $b \simeq 20^\circ - 30^\circ$ e $260^\circ \leq l \leq 330^\circ$. A região de Hidra-Centaurus também continua através da zona de exclusão até $b \simeq -40^\circ$ e $330^\circ \leq l \leq 360^\circ$. Esta área é muito importante para estudos do campo de velocidades peculiares, pois existem

indícios de que a aglomeração de galáxias nesta direção tende a dominar os movimentos nas regiões em nossas vizinhanças (Dressler *et al.* 1987, Lynden-Bell *et al.* 1988). Menos relevante visualmente, mas ainda assim visível, é a área coberta pelo superaglomerado de Perseus-Pisces ($120^\circ \leq l \leq 150^\circ$, $-35^\circ \leq b \leq 35^\circ$).

Como forma de proporcionar uma primeira comparação com os dados provenientes do IRAS, na figura 4.5b mostramos o mesmo mapa que na figura 4.5a, mas agora correspondendo à amostra IRAS de 1.2 Jy. Os dados desta última, ainda não tornados públicos, foram gentilmente cedidos por M. Strauss e seus colaboradores. Pela figura 4.5b, pode-se observar a maior área coberta pela amostra do IRAS. Conforme mencionado no Capítulo I, as amostras do IRAS são limitadas em $|b| \geq 5^\circ$. As mesmas estruturas delineadas por ORS são novamente visíveis em 4.5b, mas com menor contraste. Isso resulta do fato de ser a amostra infra-vermelha mais esparsa do que a ótica. Esta característica implica em maiores flutuações estatísticas, que por sua vez tendem a mascarar as estruturas. Outro motivo para a menor nitidez das não-homogeneidades pode ser a relativa escassez de galáxias elíticas e S0s na amostra IRAS, o que resulta em uma subrepresentação dos aglomerados e grupos.

As figuras 4.6 e 4.7 representam aquilo que mais se aproximaria de uma definição rigorosa de campo de densidades. Nelas são mostrados contornos de isodensidade de galáxias em diferentes planos, definidos a partir do sistema de coordenadas super-galáticas (de Vaucouleurs *et al.* 1976; RC2). Em tal sistema cartesiano, o eixo SGZ é perpendicular ao Plano Supergalático, que corresponde ao plano SGX-SGY, ou $SGZ=0$. Os contornos mostrados aqui se referem à amostra ORS somente. Contornos semelhantes foram apresentados por Strauss *et al.* (1992a) para amostra IRAS limitada em 2 Jy. O procedimento utilizado aqui (descrito abaixo) é bastante semelhante ao utilizado por aqueles autores. O mesmo se aplica à forma de apresentação dos mapas de densidade. Contornos contínuos (tracejados) nas figuras 4.6 e 4.7 representam níveis para os quais $D(\mathbf{r}) > 1$ (< 1) (ver expressão 2.27). Estes níveis estão espaçados em escala logarítmica, sendo o intervalo entre dois níveis adjacentes igual a $\Delta \log = 0.1$. O contorno mais pesado representa $D = 1$, ou seja, áreas onde a densidade é igual à média global. Um em cada três contornos, tanto positivos quanto negativos, foram também realçados, de forma a facilitar a visualização. Dessa forma, a comparação das figuras mostradas aqui com suas correspondentes em Strauss *et al.* (1992a) fica sensivelmente facilitada.

Os mapas de densidade mostrados aqui foram determinados da seguinte forma:

- 1- Funções de seleção foram determinadas separadamente para cada uma das três regiões do céu, utilizando-se o método descrito em II.A. Foram incluídas apenas galáxias situadas até uma distância máxima $R_{max} = 12000 \text{ km s}^{-1}$. Nas regiões do ESO e do UGC foram usadas as amostras cortadas em magnitude ($m \leq 14.5$). Para estas, foram efetuadas correções para extinção galáctica, que serão descritas no próximo capítulo. Às galáxias do ESGC, limitadas em diâmetro, estas correções não foram aplicadas. Conforme será discutido mais adiante, diâmetros são menos afetados pela extinção.

- 2- A região próxima ao plano da Galáxia, não coberta pela amostra ORS, foi preenchida de “galáxias fictícias”. Isso foi feito pela interpolação do número de galáxias situadas nas regiões abaixo e acima da área excluída. A interpolação se deu pela divisão da área entre $-40^\circ \leq b \leq 40^\circ$ em zonas de 10° em longitude galáctica (l), 10° em latitude galáctica (b) e 1000 km s^{-1} na direção radial (V), perfazendo um total de $36 \times 8 \times 12 = 3456$ dessas zonas. Deste total, metade se encontra dentro da área efetivamente excluída de ORS ($-20^\circ \leq b \leq 20^\circ$). A cada uma dessas zonas excluídas foi então atribuído um número de “galáxias” resultante da interpolação das zonas de mesmo de l e V , abaixo e acima da área excluída. Foram levadas em conta as diferenças no ângulo sólido delimitado por cada zona, este último sendo uma função decrescente de b . Às galáxias fictícias, foram então atribuídas magnitudes ou diâmetros aparentes consistentes com a função de seleção da região correspondente à zona em que estas se encontram.
- 3- Uma vez preenchida toda a esfera celeste, medidas de densidade, normalizadas pela média global, (ver expressões 2.16, 2.17 e 2.27) foram computadas para uma rede de pontos, uniformemente interespacjados, ao longo de cada plano mapeado. A distribuição discreta de galáxias foi suavizada, substituindo-se cada objeto por uma Gaussiana com largura σ_i , dada pela distância média entre partículas (expressão 2.18), e centrada no ponto onde situa-se a i -ésima galáxia. A curva de suavização foi normalizada de forma a corresponder, quando integrada sobre todo o espaço, ao peso atribuído a cada galáxia (fictícia ou não). Este último, conforme discutido no Capítulo II, é dado pelo inverso da função de seleção no ponto onde se situa cada objeto.

Na figura 4.6 mostramos o Plano Supergalático ($SGZ = 0$) conforme delineado pelas galáxias óticas. O campo correspondente definido pela amostra IRAS é mostrado no painel 3a de Strauss *et al.* (1992a). As principais estruturas positivas ($D > 1$), visíveis em ambos os painéis, são os aglomerados de Virgo e Ursa Major ($SGX \simeq 0$, $SGY \simeq 1000 \text{ km s}^{-1}$), o superaglomerado de Hidra-Centaurus (uma extensa região no canto superior esquerdo) e o superaglomerado de Perseus-Pisces (representado por dois picos no campo a $SGX \simeq 2000$, $SGY \simeq -4000 \text{ km s}^{-1}$ e $SGX \simeq 4000$, $SGY \simeq -2000 \text{ km s}^{-1}$). Estas não-homogeneidades são também claramente visíveis no campo descrito pelas galáxias IRAS, mas novamente o contraste é menor. Em termos gerais, ambas as amostras delineam as mesmas estruturas, o que exclui a possibilidade de existência de grandes variações em $D(\mathbf{r})$ em função da amostra utilizada, pelo menos no domínio de escalas mapeado.

Na figura 4.7 são mostrados dois outros planos perpendiculares a SGZ (em 4.7a e 4.7b), bem como três planos perpendiculares a SGY (4.7c, 4.7d e 4.7e) e mais três perpendiculares a SGX (4.7f, 4.7g e 4.7h). A ordem de apresentação deste mapas é a mesma que em Strauss *et al.* (1992a), figura 4. De maneira geral, no campo de densidade delineado pelas galáxias óticas figuram as mesmas grandes estruturas descritas pela amostra IRAS. As galáxias óticas,

no entanto, tendem a formar estruturas mais bem definidas e de maior contraste. Isso se deve à maior resolução espacial proporcionada por ORS relativamente à amostra IRAS a 2 Jy. Além disso, pode-se notar que as estruturas delineadas pelas primeiras são, em geral, menores do que aquelas descritas pelas últimas. Em outras palavras, o volume ocupado pelas regiões de baixa densidade ($D < 1$, linhas tracejadas) é sistematicamente maior para a amostra ótica do que para a IRAS. Isso pode ser uma indicação de que galáxias óticas tendem a se aglomerar mais. No entanto, este efeito é mais visível nas regiões periféricas de cada painel, para as quais as densidades mostradas aqui são sujeitas a maiores incertezas, em função da crescente escassez de galáxias. Vale observar ainda que os painéis que apresentam as maiores discrepâncias com relação àqueles mostrados em Strauss *et al.* (1992a) são os referentes a fatias perpendiculares a SGY (painéis 4.7c, 4.7d e 4.7e). Estes são os mais afetados pelas incertezas associadas à presença do plano da Galáxia, que corresponde, aproximadamente, a SGY=0. Uma descrição mais detalhada das estruturas observadas em cada painel é dada por Strauss *et al.* (1992a). Como os mapas mostrados por estes autores apresentam nítida correlação com os deste trabalho, não há necessidade de descrever estas estruturas novamente aqui.

Descrição das figuras

Figura 4.1 - Histogramas da distribuição de diâmetros aparentes do ESGC. As distribuições dos diferentes painéis foram cortadas a diferentes limites inferiores de θ : a) $\theta \geq 2.0'$; b) $\theta \geq 1.9'$; c) $\theta \geq 1.8'$; d) $\theta \geq 1.7'$. As curvas em cada painel são previsões baseadas na premissa de que as galáxias do ESGC se distribuem uniformemente. A normalização de cada curva foi feita pelo número total de galáxias em seu respectivo histograma.

Figura 4.2 - Exemplos de espectros obtidos com o objetivo de completar a amostra ORS. No painel a é mostrado um espectro de absorção típico. Em b, temos um espectro tanto com linhas de emissão quanto de absorção. Já em c, é mostrado um espectro de linhas de emissão. A identificação do objeto, bem como sua velocidade radial observada são mostradas em cada painel.

Figura 4.3 - Espectros de razão sinal-ruído variável. De cima para baixo, mostramos casos em que a visibilidade das linhas de absorção diminui continuamente, dificultando a análise de correlação cruzada (ver texto). Assim como na figura 4.2, cada painel contém a identificação do objeto e sua velocidade radial.

Figura 4.4 - Funções de correlação cruzada, $c(v)$, obtidas para os objetos da figura 4.3. Note a presença de máximos em $c(v)$ para diferentes valores de v , sendo a amplitude dos máximos secundários maior nos painéis inferiores.

Figura 4.5 - Distribuição projetada de galáxias ORS (painel a) e IRAS (painel b). Este último painel corresponde a uma amostra IRAS limitada em 1.2 Jy, recentemente completa, e gentilmente cedida por M. Strauss e colaboradores.

Figura 4.6 - Contornos de densidade, normalizada pela média global, obtidos com a amostra ORS para o Plano Supergalático (SGZ=0). Conforme descrito no texto, estruturas como o aglomerado de Virgo, e os superaglomerados de Perseus-Pisces e Hydra-Centaurus são claramente visíveis neste painel. Esta figura pode ser comparada ao painel 3a de Strauss et al. (1992a).

Figura 4.7 - O mesmo que na figura 4.6, mas agora mostrando o campo de densidade em diversos planos perpendiculares a SGZ (4.7a e 4.7b), SGX (4.7c, 4.7d e 4.7e) e SGY (4.7f, 4.7g e 4.7h). Esta figura pode ser comparada à figura 4 de Strauss et al. (1992a).

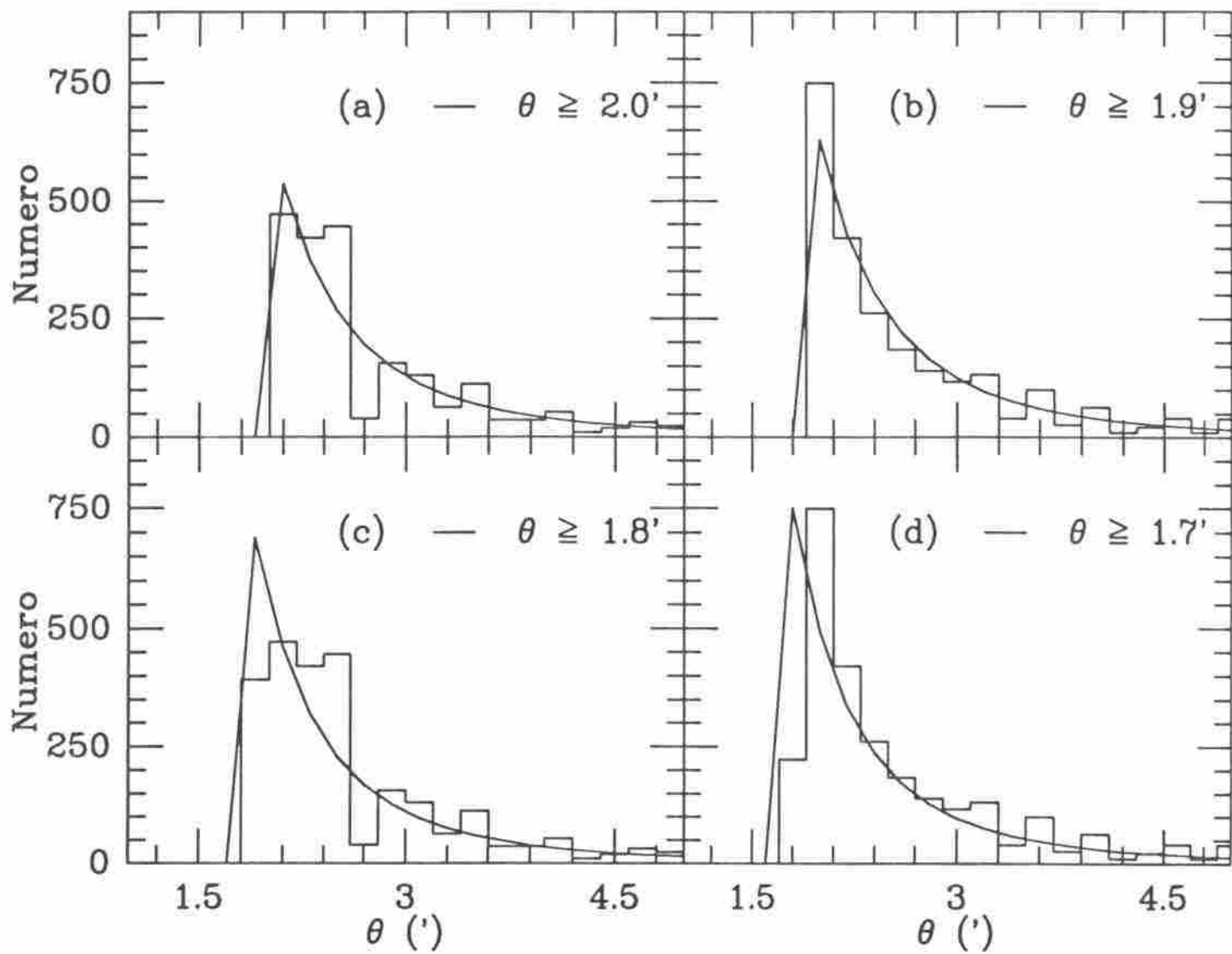


Figura 4.1

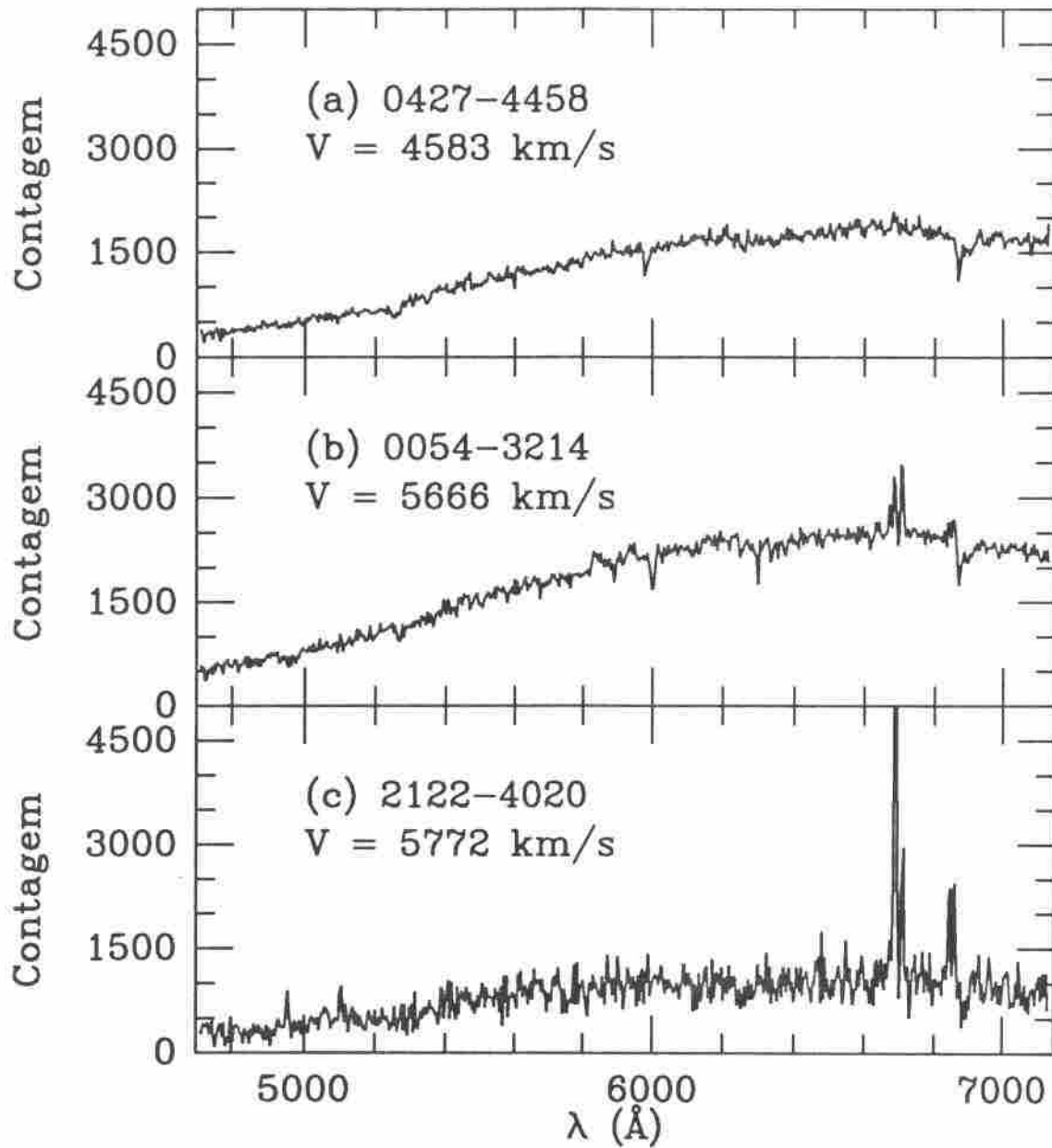


Figura 4.2

Figura 4.3

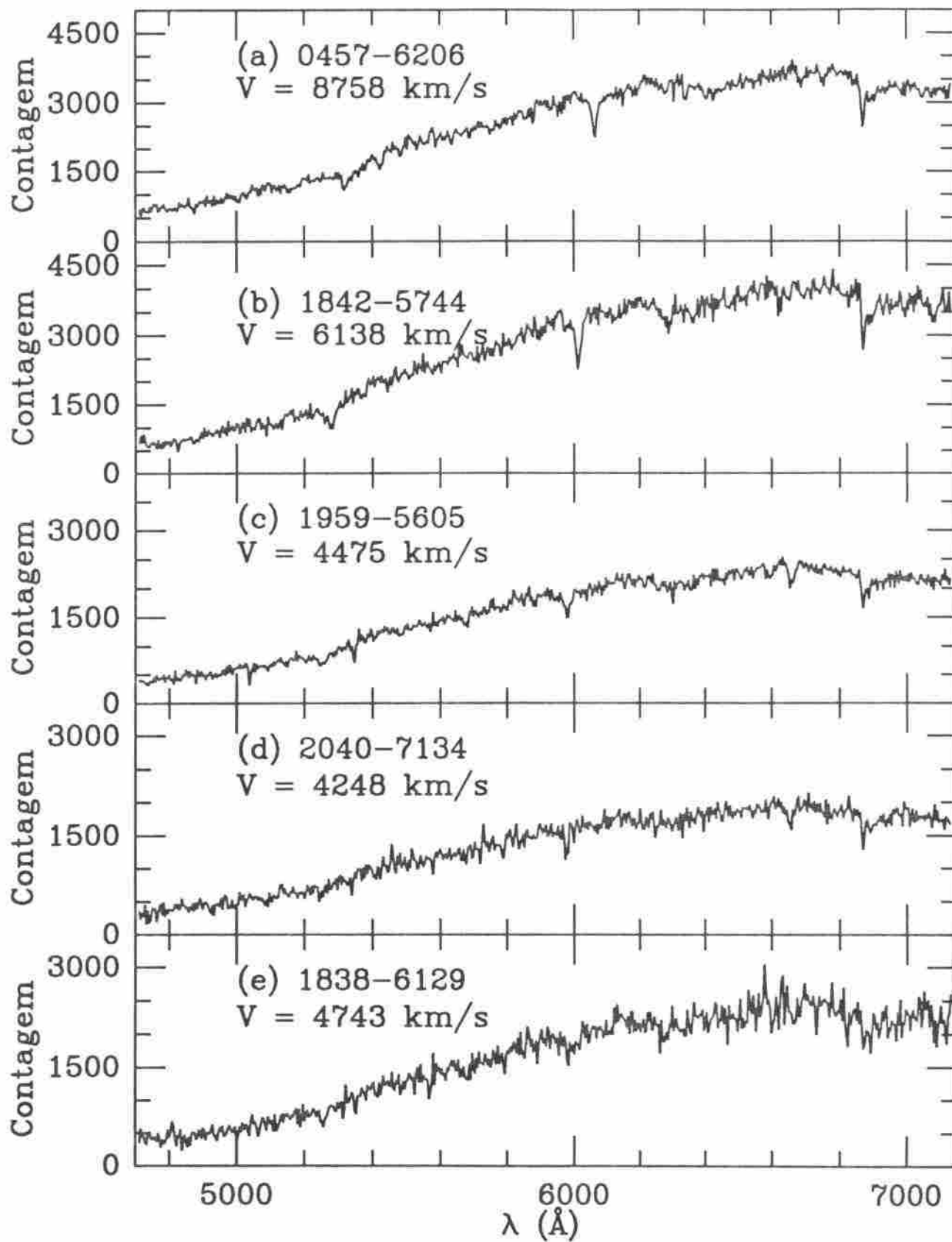
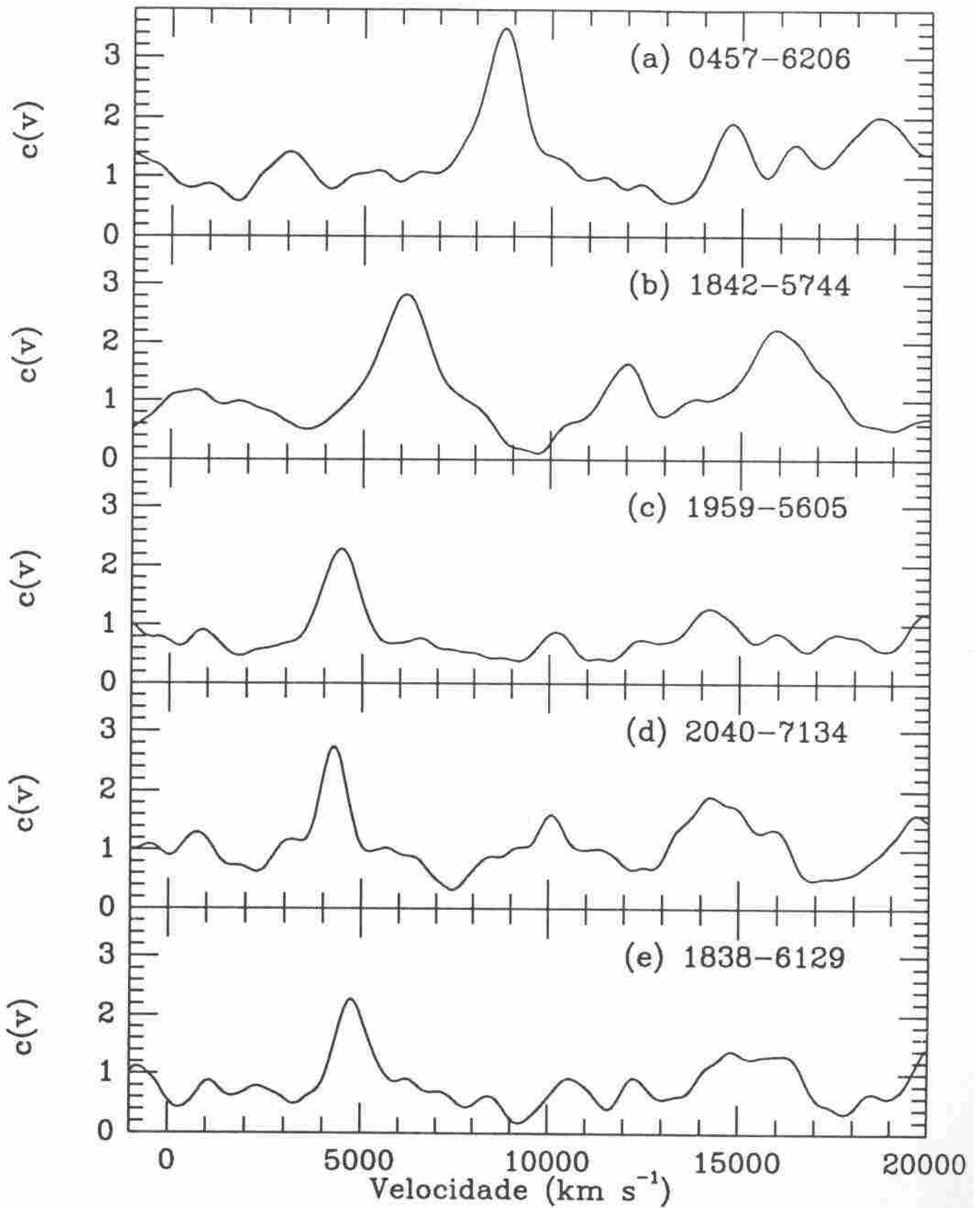


Figura 4.4



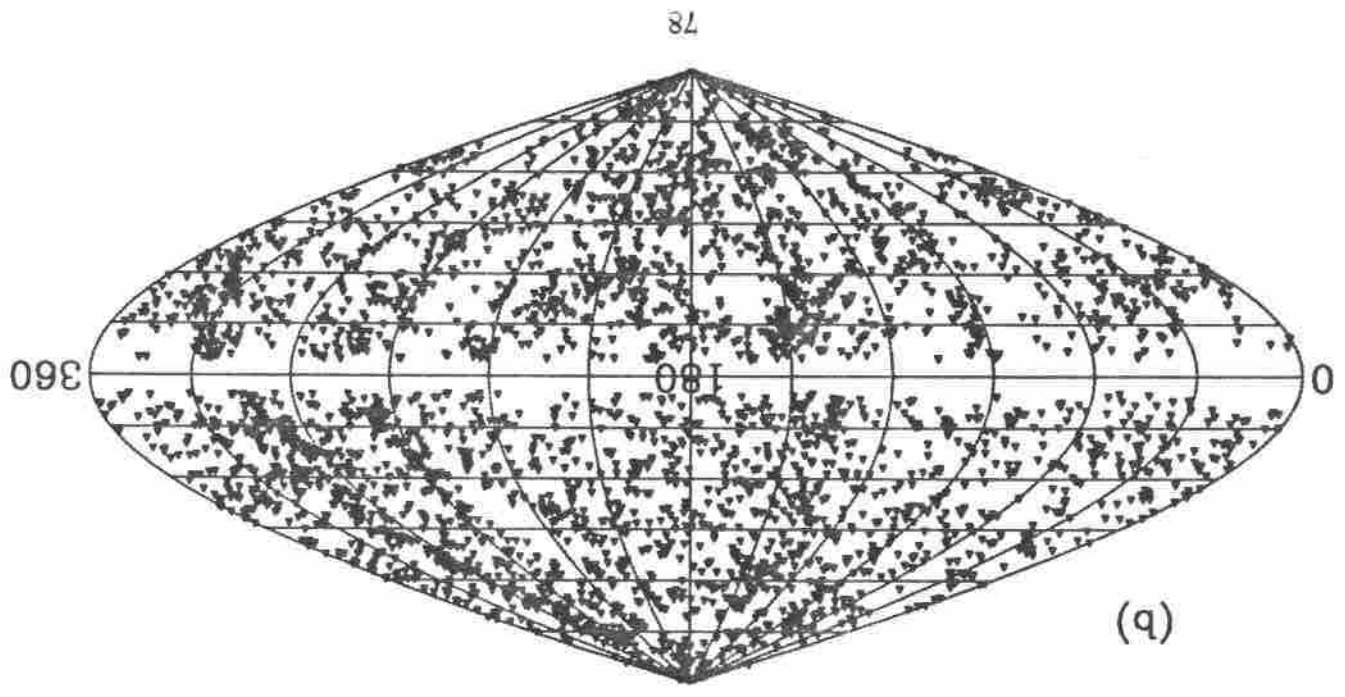
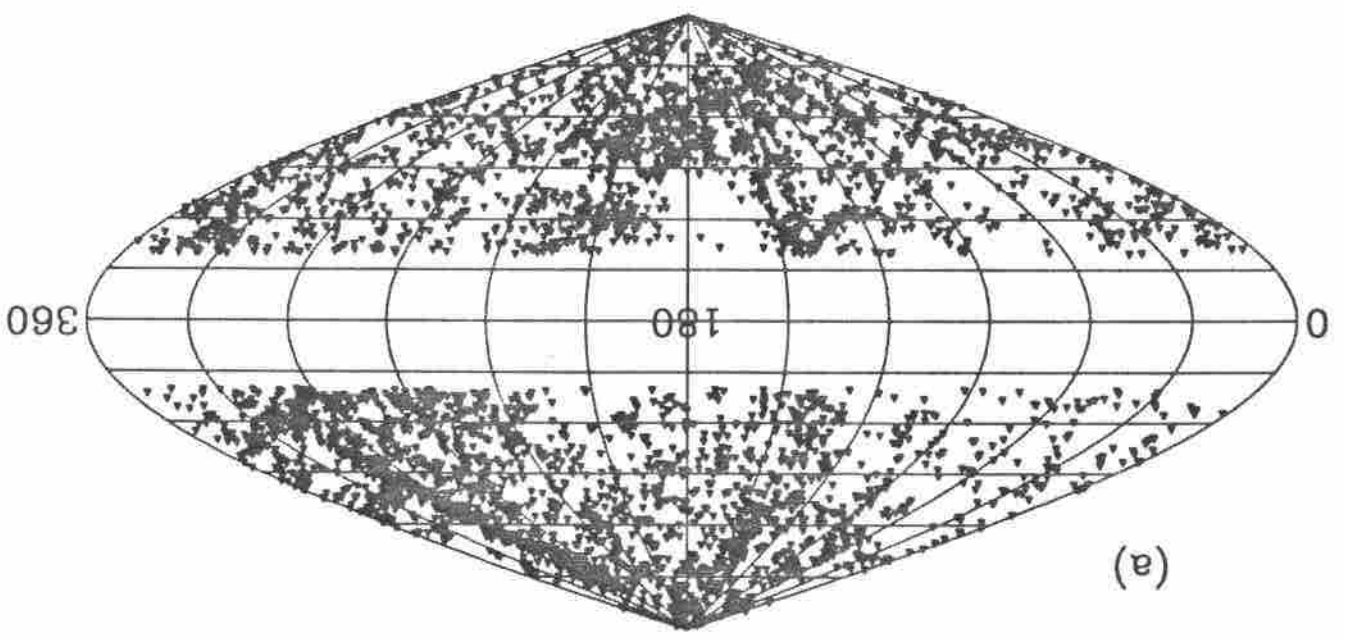


Figura 4.5



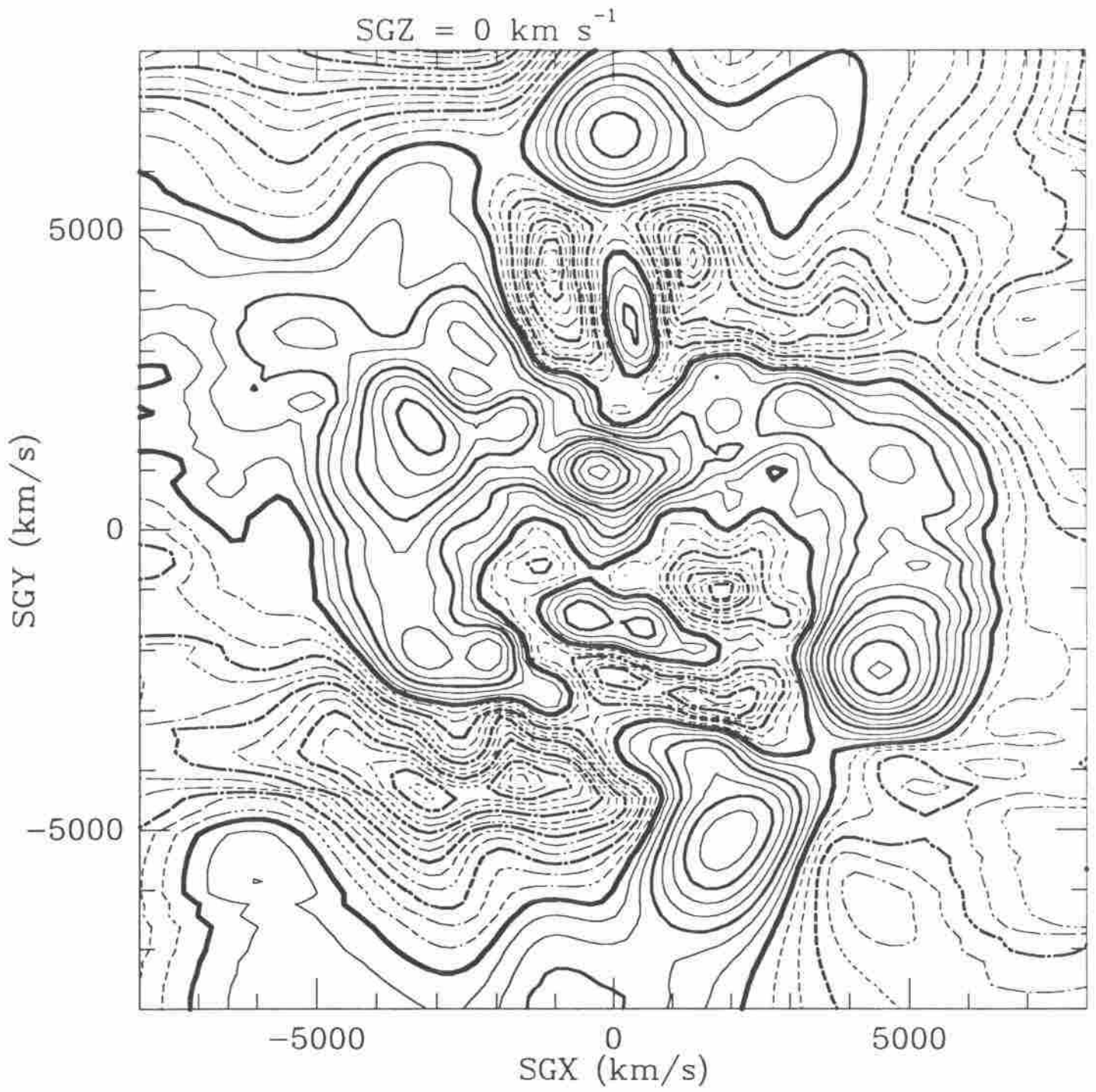


Figura 4.6

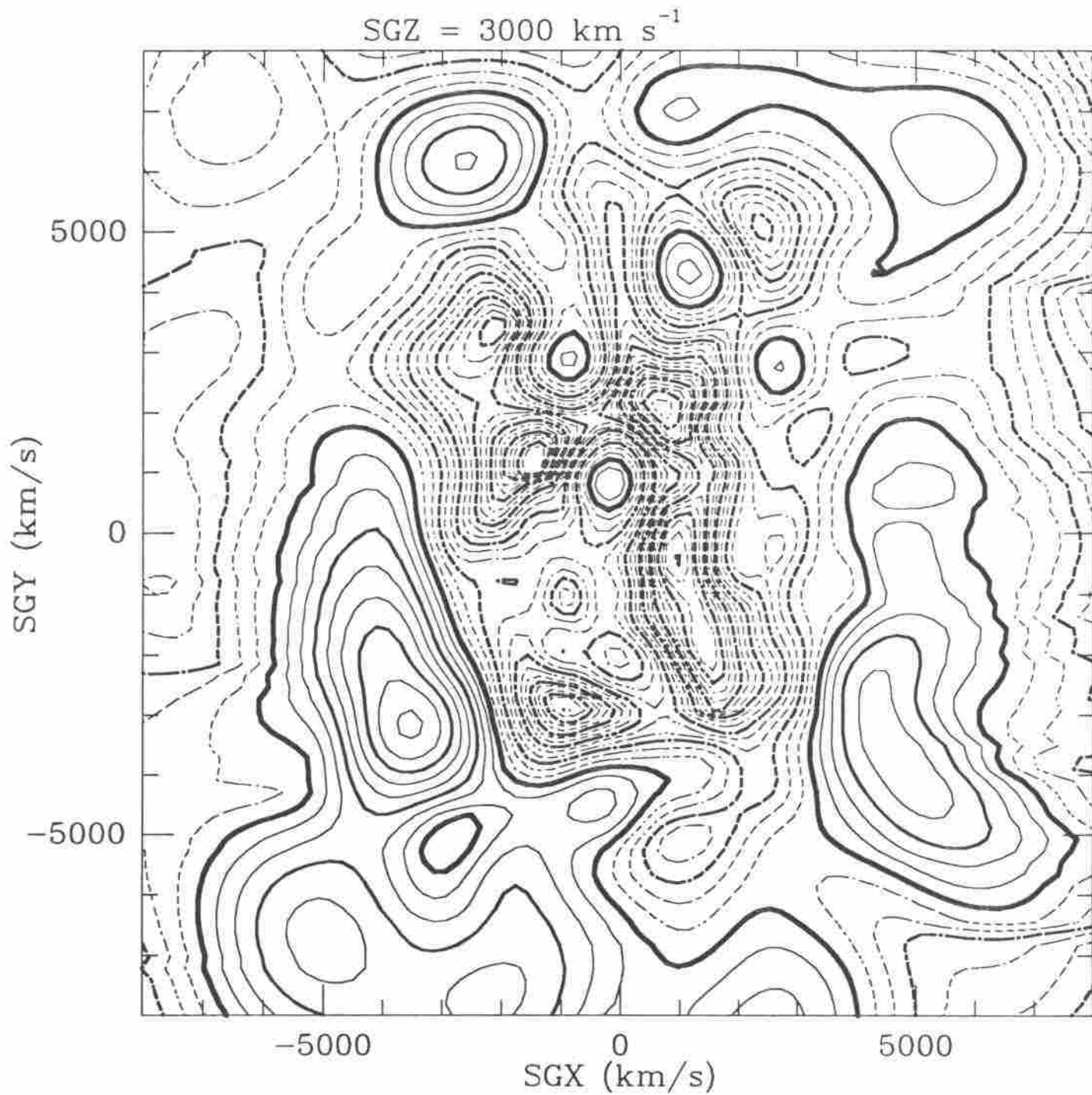


Figura 4.7a

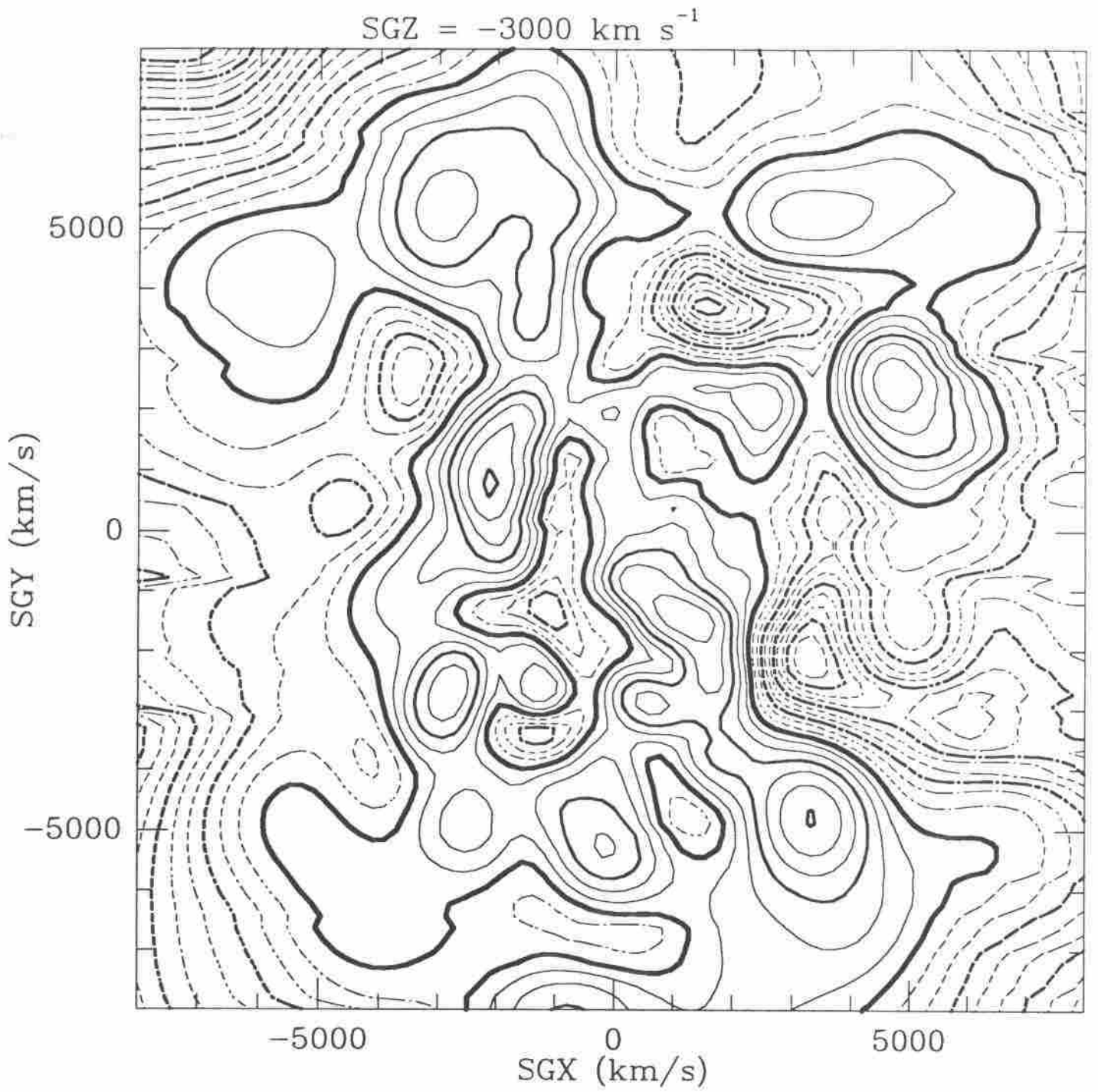


Figura 4.7b

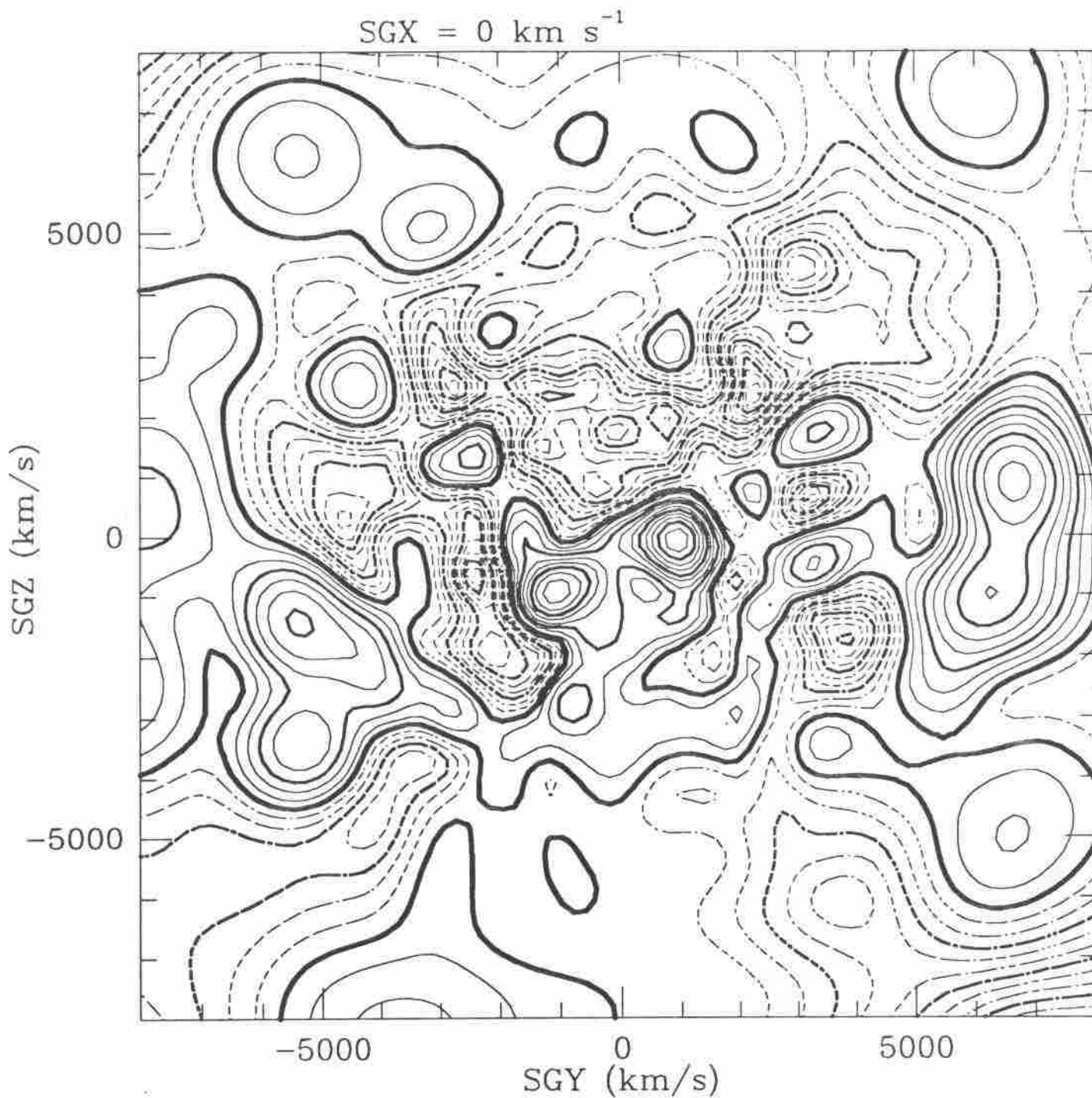


Figura 4.7c

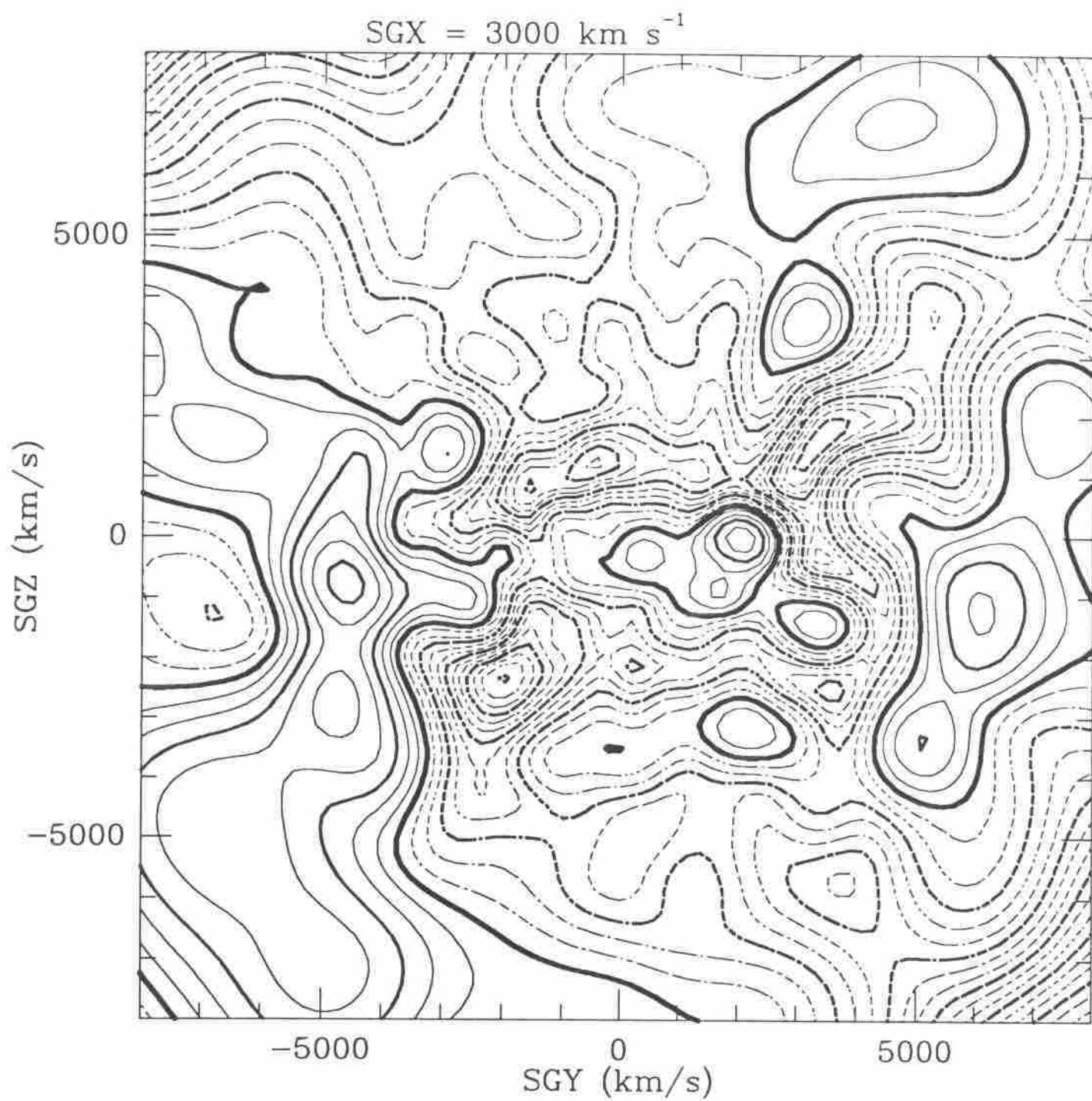


Figura 4.7d

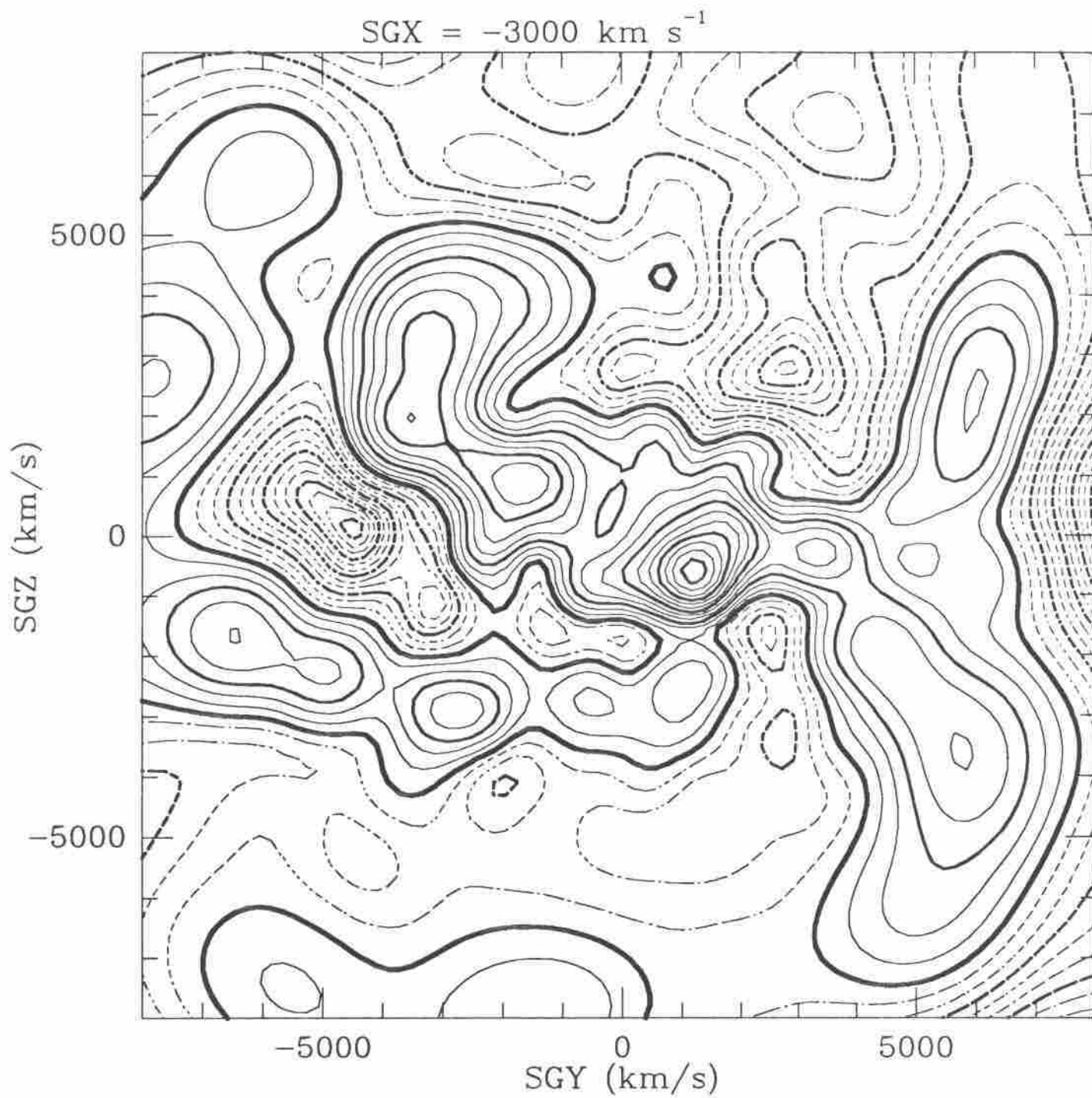


Figura 4.7e

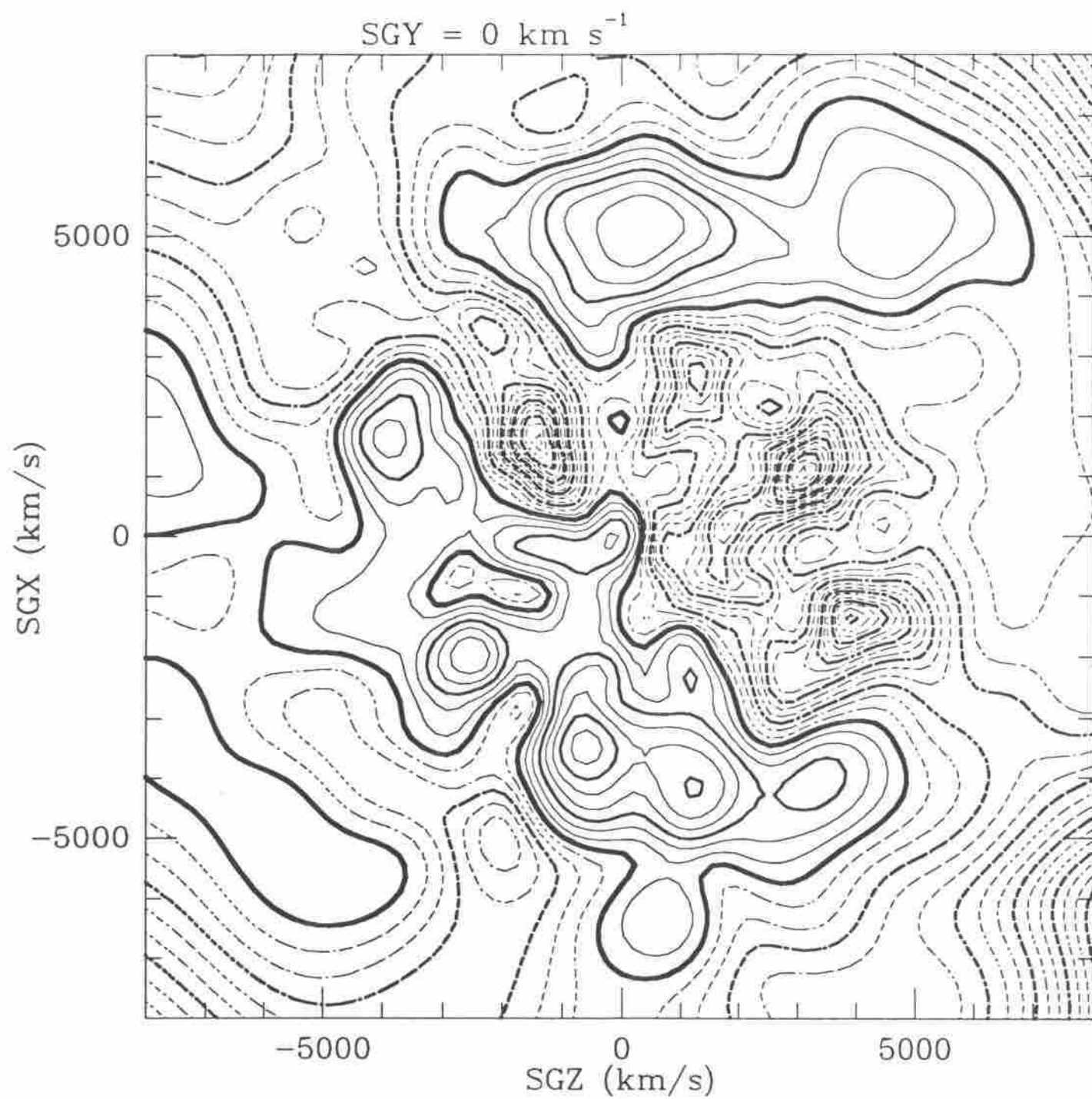


Figura 4.7f

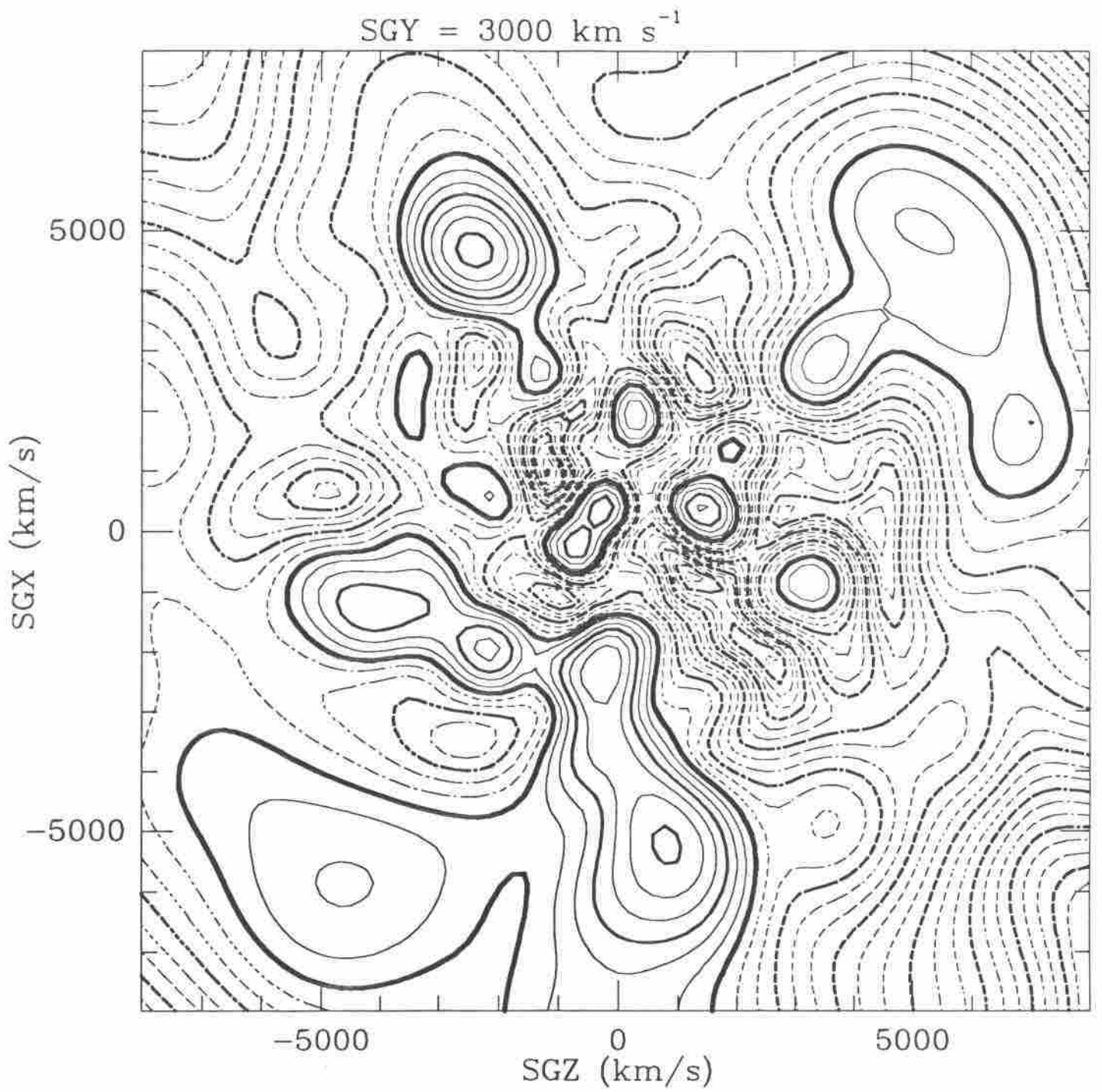


Figura 4.7g

SGY = -3000 km s⁻¹

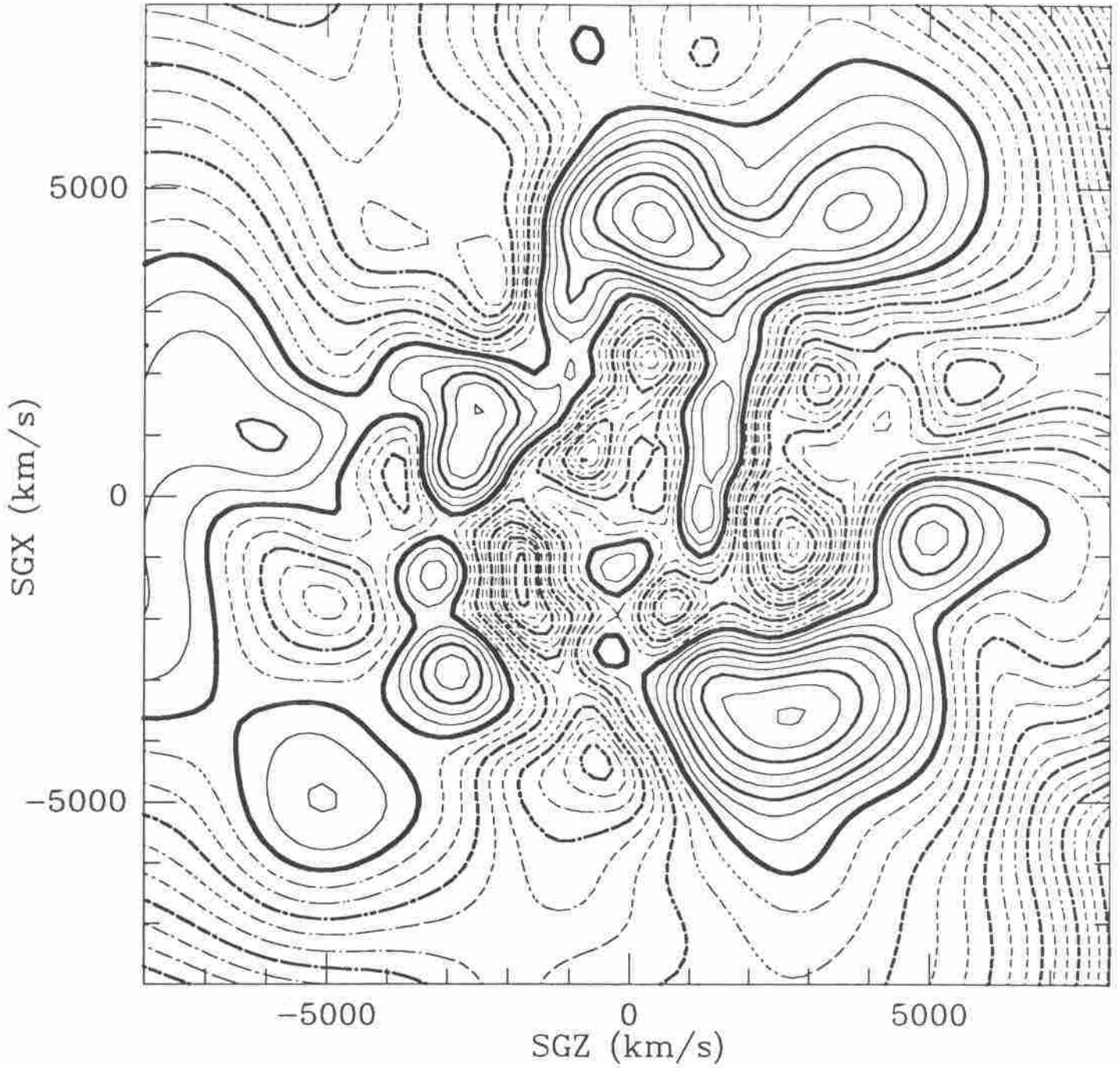


Figura 4.7h

V. ANÁLISE DE ERROS SISTEMÁTICOS E ALEATÓRIOS NA FUNÇÃO DE SELEÇÃO E NO CAMPO DE DENSIDADE

Antes de procedermos a uma análise quantitativa do campo de densidade de galáxias da amostra ORS, devemos investigar os efeitos sistemáticos causados pela extinção galáctica e por erros nas magnitudes ou diâmetros aparentes. A influência da extinção galáctica é discutida na próxima seção, sendo o efeito dos erros nas magnitudes ou diâmetros, tanto os sistemáticos quanto os aleatórios, abordado na seção V.B. Na seção V.C serão feitas algumas discussões complementares, igualmente necessárias para a análise da amostra apresentada no Capítulo IV.

V.A Efeitos de extinção galáctica

V.A.1 Descrição do problema

A extinção da luz visível no plano do disco da Galáxia se deve à presença de poeira no meio interestelar. Em geral sob a forma de partículas de grafite ou outros compostos à base de carbono, silício e outros elementos leves, a poeira constitui apenas uma pequena fração da massa bariônica da Galáxia como um todo ou mesmo do disco. No entanto, a absorção e espalhamento da luz visível por este componente reduz substancial ou totalmente o fluxo ótico de fontes situadas no plano do disco, sejam elas pertencentes ou não à Galáxia. A extinção é tanto maior quanto maior for a densidade colunar de poeira entre o observador e a fonte ao longo de cada direção. Trata-se, portanto, de um efeito não uniforme, dependente da distância à fonte e, de maneira aproximada, da latitude galáctica. A extinção varia também em função do comprimento de onda, sendo mais eficiente na região do azul do que no vermelho. A perda de fluxo devida à extinção é, em geral, expressa pelo coeficiente de absorção $A_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0$, onde m_λ e m_λ^0 são, respectivamente, os fluxos, expressos em escala de magnitude, observado e intrínseco de um objeto no comprimento de onda λ . Maiores detalhes a respeito do fenômeno de extinção galáctica e da natureza da poeira do meio interestelar podem ser encontrados, por exemplo, em Bailey & Williams (1987) e Mathis (1990).

Suficientemente próximo ao plano do disco, a extinção galáctica torna o meio interestelar inteiramente opaco à luz visível em várias direções, o que limita as observações óticas a um volume relativamente pequeno em torno do Sistema Solar. Conforme já mencionado no capítulo anterior, este foi o motivo pelo qual a amostra deste trabalho foi cortada em $|b| \geq 20^\circ$.

Contudo, ainda assim faz-se necessário quantificar a extinção galáctica nas regiões amostradas e corrigir os efeitos dela decorrentes. Consideremos então as conseqüências da extinção sobre uma amostra de galáxias. Como praticamente não existe poeira no meio intergalático, a amplitude da extinção da luz visível emitida por fontes extragaláticas não mais depende da sua distância, mas apenas da direção e da banda ótica utilizada. Seja, por exemplo, uma amostra limitada em magnitude aparente, medida na banda B de Johnson. Este é o caso da amostra ORS apresentada no capítulo IV. Para uma dada direção (l,b), cujo coeficiente de absorção para objetos fora da Galáxia é $A_B(l, b)$, o efeito da extinção sobre uma galáxia de magnitude intrínseca m será o de fazer com que esta galáxia seja observada com uma magnitude

$$m_{\text{obs}} = m + A_B(l, b) . \quad (5.1)$$

Passaremos a denominar m_{obs} e m de magnitudes observada e intrínseca, respectivamente. Omitiremos daqui por diante o subíndice B das magnitudes bem como o índice "0", habitualmente aplicado às magnitudes intrínsecas. Fica assim convençãoado que estaremos sempre nos referindo a magnitudes na banda B, exceto se explicitamente mencionado o contrário. A magnitude intrínseca representa uma medida do fluxo do objeto isenta da extinção galáctica e que, portanto, reflita apenas o efeito combinado de sua luminosidade e distância. É esta a medida de magnitude necessária, portanto, para o cálculo da luminosidade de cada galáxia da amostra. A conversão de magnitude observada para intrínseca através da expressão (5.1) é trivial desde que os valores do coeficiente de extinção para diferentes direções no céu sejam conhecidos. Ao longo deste trabalho, utilizaremos sempre os valores de A_B obtidos por Burstein & Heiles (1984) para quantificar a amplitude de extinção galáctica em cada direção. As medidas de A_B destes autores foram obtidas a partir de estimativas da densidade colunar de hidrogênio neutro e da densidade superficial de galáxias em função da direção do céu. A relação entre essas medidas e o índice de avermelhamento $E(B-V)$ ($\simeq A_B / 3$) foi calibrada usando fontes estelares, tais como RR Lirae. Para maiores informações a respeito das medidas de extinção obtidas por estes autores e os métodos empregados na calibração recomenda-se a leitura de Burstein & Heiles (1982).

A redução na magnitude de cada objeto não é o único problema causado pela extinção sobre uma amostra de galáxias. Sendo o limite de corte da amostra dado por m_{lim} e sendo este limite, em geral, aplicado às magnitudes observadas m_{obs} , a seleção dos objetos da amostra se dá de maneira não-uniforme. Em termos de magnitudes intrínsecas, o limite de corte da amostra será $m_{\text{lim}} - A_B(l, b)$. Ou seja, a amostra será mais profunda nas regiões onde a extinção galáctica é menos severa. Conseqüentemente, a função de seleção da amostra passa a depender não somente da distância, mas também da direção considerada. A expressão (2.8) para a função de seleção então fica

$$\phi_{\text{obs}}(r, A_B(l, b)) = \phi_{\text{obs}}(r, l, b) = \frac{\int_{L_{\text{min}}(r, A_B)}^{\infty} \Phi(L) dL}{\int_{L_*}^{\infty} \Phi(L) dL} , \quad (5.2)$$

onde $L_{min}(r, A_B) = 4\pi r^2 f_{min} 10^{0.4A_B}$ se $r \geq r_s$, e $L_{min}(r, A_B) = 4\pi r_s^2 f_{min} 10^{0.4A_B}$, se $r < r_s$, sendo $r_s = 500 \text{ km s}^{-1}$ e $L_s = 4\pi r_s^2 f_{min}$. A função de seleção ϕ_{obs} incorpora não apenas a perda de objetos em função da distância (causada pelo corte da amostra em magnitude aparente observada), mas também a perda devida à extinção galáctica. É esta, portanto, a função de seleção que deve ser usada no cálculo do campo de densidade tal como descrito na seção II.B. Ou seja, cada galáxia da amostra deve ser pesada pelo inverso de ϕ_{obs} correspondente à distância e ao valor de A_B a si associados. Por outro lado, a determinação da função de luminosidade da amostra exige uma função de seleção, $\phi(r)$, que reflita apenas a perda de objetos devido ao corte em magnitudes. É esta função que deve ser usada na expressão (2.10) para o cálculo de $\Phi(L)$. Em analogia ao efeito da extinção sobre a magnitude de cada galáxia, que levou à definição de uma magnitude observada e outra intrínseca, podemos então denominar $\phi(r)$ e $\phi_{obs}(r, A_B)$, respectivamente, de função de seleção intrínseca e observada da amostra. $\phi(r)$ é, por definição, dada pela expressão (2.8). A relação entre estas duas funções de seleção será, portanto,

$$\phi_{obs}(r, A_B) = \phi(r 10^{0.2A_B}), \quad (5.3)$$

se $r \geq r_s$ e $\phi_{obs}(r, A_B) = \phi(r_s 10^{0.2A_B})$ em caso contrário. Como $A_B \geq 0$ e $\phi(r)$ é sempre decrescente, $\phi_{obs}(r, A_B) \leq \phi(r), \forall r$. Contrariamente a $\phi(r)$, ϕ_{obs} é sempre menor do que a unidade (exceto se $A_B = 0$ e $r < r_s \text{ km s}^{-1}$, caso em que $\phi_{obs}(r, A_B) = \phi(r) = 1$). Isso se deve ao fato de que, assim como no processo de corte em magnitude, $m_{obs} \leq m_{lim}$, a amostra é semi-limitada por volume a r_s também utilizando-se as magnitudes observadas m_{obs} e não as intrínsecas. Ou seja, a luminosidade mínima necessária a uma galáxia para ser mantida na amostra semi-limitada por volume a r_s é agora $L = 4\pi f_{min} r_s^2 10^{0.4A_B}$.

Como forma de exemplificar o efeito da extinção galáctica sobre a função de seleção e o campo de densidade, consideremos inicialmente as conseqüências de se desprezar este efeito completamente. Foi utilizada para este fim uma simulação de Monte-Carlo. As distâncias e magnitudes intrínsecas de cada objeto desta simulação foram obtidas pelo método descrito em II.D. Foram gerados ao todo 15000 pontos, todos com $m \leq 14.5$ e distribuídos uniformemente no céu, dentro dos limites de nossa amostra de galáxias. Às magnitudes intrínsecas desta simulação foram então acrescentados valores de A_B de acordo com a posição de cada "galáxia" no céu, resultando assim em uma magnitude observada para cada uma. A amostra simulada foi então cortada em $m_{obs} \leq 14.5$, de maneira a simular o processo de seleção ao qual está sujeita nossa amostra de galáxias. Os valores de $A_B(l, b)$ utilizados foram os mesmos que afetam esta última, dados por Burstein & Heiles (1984). Dos 15000 pontos criados inicialmente, 12505 satisfizeram o corte em magnitude observada. À amostra cortada em m_{obs} podemos então aplicar os métodos descritos em II.A e II.B e obter estimativas da função de seleção e do campo de densidade sem levar em conta a presença de extinção. No caso da simulação, sabemos de antemão qual a função de seleção intrínseca, $\phi(r)$, pois ela é utilizada para gerar as distâncias e as magnitudes intrínsecas m de cada objeto. Como a amostra é uniforme, conhecemos também,

exceto pelas flutuações estatísticas devido ao número finito de pontos, o campo de densidade. Torna-se possível, portanto, quantificar o efeito da extinção galáctica sobre uma amostra, a partir da comparação direta entre as grandezas observadas e as intrínsecas.

A função de seleção obtida, que denominaremos de $\phi_{obs}(r)$ é mostrada na figura 5.1. Na mesma figura, mostramos também a função intrínseca, $\phi(r)$. ϕ_{obs} , conforme esperado, não reproduz a função intrínseca, sendo sempre menor do que esta última. Cumpre enfatizar aqui que ϕ_{obs} tal como computada neste experimento, não depende da direção e, portanto, não representa a função de seleção $\phi_{obs}(r, A_B)$ definida na subseção anterior (expressão 5.2). Ainda assim, $\phi_{obs}(r)$ tem em si embutido o efeito da extinção galáctica, apresentando por isso um comportamento semelhante ao de $\phi_{obs}(r, A_B)$. Na verdade, $\phi_{obs}(r)$ reflete, pelo menos aproximadamente, a perda média de objetos, tomada sobre todas as direções cobertas pela amostra, devida à extinção galáctica. Para provar isso, na figura 5.1 mostramos também o resultado da aplicação da transformação dada por (5.3) à $\phi_{obs}(r)$, usando o valor médio de A_B incidente sobre a “amostra observada”. Vale notar que esta média foi tomada sobre todos os objetos selecionados e não sobre todas as direções do céu. Como os pontos situados em direções sujeitas a maiores valores de A_B têm uma probabilidade menor de serem selecionados quando aplicamos o corte em m_{obs} , o primeiro valor médio é menor do que o segundo. Pela figura, pode-se notar que a função de seleção obtida por esta transformação “média” é bastante semelhante à intrínseca. Uma discussão mais detalhada e analítica da relação entre $\phi_{obs}(r)$ e $\phi(r)$ será feita na próxima seção (em V.B.1).

Na figura 5.2 mostramos o campo de densidade em conchas radiais obtidos para a simulação, $D_{obs}(r)$. Este campo foi calculado da forma descrita em II.B.1, pesando-se cada objeto pelo inverso de $\phi_{obs}(r)$. Como a amostra é uniforme, esperamos medidas de densidade de valor sempre próximo à unidade para todas as distâncias. Isto de fato acontece, apesar de o efeito da extinção galáctica ter sido desconsiderado completamente. Isso se deve ao fato de que cada concha radial contém todo o ângulo sólido da amostra, estando a medida de $D_{obs}(r)$, portanto, novamente sujeita ao efeito da extinção média. Como este efeito é bem descrito por $\phi_{obs}(r)$, a estimativa de $D(r)$ obtida é isenta de erros sistemáticos. A situação é bem diferente, entretanto, quando são obtidos valores de densidade em uma rede de pontos. Neste caso, para uma dada distância r , regiões sujeitas a extinções maiores (menores) do que a média terão $D(r)$ subestimado (superestimado), pois a perda de objetos nestas regiões é, na verdade, maior (menor) do que a prevista por $\phi_{obs}(r)$. Isto pode ser confirmado pela figura 5.3, onde mostramos, em função de A_B , $D(r)$ obtido tal como detalhado na subseção II.B.2. Há claramente uma tendência nos valores de $D_{obs}(r)$ no sentido de serem menores em regiões de maior A_B . Os valores de $D_{obs}(r)$ em regiões sujeitas a pouca extinção são próximos à unidade, mostrando-se, em média, apenas um pouco acima da linha $D_{obs}(r) = 1$. Para facilitar a visualização, mostramos a curva contendo o valor médio de $D(r)$ para diferentes valores de A_B . Estes são expressos em escala logarítmica, novamente para facilitar a visualização dos

pontos no domínio de pequena extinção. Além disso, como a precisão das medidas de A_B vai apenas até a segunda casa decimal, os pontos se distribuem de maneira discretizada neste mesmo domínio. Concluimos então que a não-inclusão dos efeitos de extinção galáctica sobre uma amostra acarreta os seguintes problemas:

- 1- A função de seleção obtida, $\phi_{obs}(r)$, não representa a função intrínseca e nem reflete ponto a ponto o efeito não-uniforme da extinção galáctica. Apesar disso, ainda é possível obter uma boa estimativa de $\phi(r)$ a partir de $\phi_{obs}(r)$, utilizando o valor médio de A_B na transformação (5.3) acima.
- 2- O campo de densidade em conchas radiais não sofre de efeitos sistemáticos, sendo assim uma estimativa bastante confiável. Estimativas do campo de densidade ponto a ponto, contudo, sofrem de erros sistemáticos consideráveis, devido à insensibilidade de $\phi_{obs}(r)$ às variações na amplitude da extinção galáctica.

O experimento relatado acima dá uma idéia da amplitude do efeito de extinção, provando que este é um problema que merece atenção. Apesar dos problemas na derivação do campo de densidade, veremos mais adiante que este método pelo qual simplesmente desprezamos a extinção galáctica ainda pode ser útil. Denominá-lo-emos daqui por diante de método 1 ou simplesmente M1.

V.A.2 Métodos de correção para extinção galáctica

Conforme discutido na subseção anterior, tanto $\phi(r)$ quanto $\phi_{obs}(r, A_B)$ são necessárias caso se queira derivar corretamente o campo de densidade e a função de luminosidade $\Phi(L)$ de uma amostra. Como as duas funções de seleção estão relacionadas pela expressão (5.3), a obtenção de uma delas permite estimar a outra automaticamente, sendo necessário para isso apenas o conhecimento de $A_B(l, b)$.

Para que se possa calcular o campo de densidade corretamente sobre todo o volume amostrado, é necessário então obter a função de seleção observada para cada direção no céu, $\phi_{obs}(r, A_B(l, b))$; só desta maneira é possível quantificar corretamente o efeito da extinção galáctica ponto a ponto. Uma primeira alternativa seria a de tentar obter $\phi_{obs}(r, A_B)$ agrupando as galáxias de acordo com o valor da extinção a elas associado. No entanto, o número finito e, em geral, pequeno de galáxias amostradas para cada intervalo em A_B (assumindo que estes intervalos sejam suficientemente pequenos de forma a permitir uma boa resolução na estimativa de $\phi_{obs}(r, A_B)$) torna isso impossível de ser feito na prática. Uma alternativa mais viável e menos trabalhosa é a de obter inicialmente a função de seleção intrínseca e depois utilizar a transformação (5.3) para calcular o valor de ϕ_{obs} esperado para cada galáxia individualmente. Para calcular $\phi(r)$ a partir de uma amostra cortada em m_{obs} , faz-se necessário incorporar os efeitos de extinção galáctica diretamente ao processo de derivação dos parâmetros desta função

pelo método de probabilidade máxima parametrizada (seção II.A). Isso exige uma modificação na expressão da probabilidade condicional de que seja incluída na amostra uma galáxia de luminosidade L situada a uma distância r , $p(L | r)$ (dada por 2.11). Devemos agora obter uma estimativa da probabilidade condicional de que seja incluído um objeto com luminosidade observada L , a uma distância r e *sujeito a uma extinção* A_B . Matematicamente,

$$p(L | r, A_B) = \frac{\Phi(L10^{0.4A_B})}{\int_{L_{min}(r, A_B)}^{\infty} \Phi(L)dL}, \quad (5.4)$$

onde novamente $L_{min}(r, A_B) = 10^{0.4A_B} 4\pi f_{min} r^2$, se $r \geq r_s$ e $L_{min}(r, A_B) = L_s 10^{0.4A_B}$ do contrário. Vale aqui a mesma observação feita na seção II.B: a aplicação da expressão acima deve se restringir apenas a objetos com $r \geq r_s$, de forma a evitar galáxias para as quais o erro fracional na distância é muito grande. Usando então as versões análogas às expressões (2.9) e (2.11) para casos sujeitos a extinção, chegamos à expressão análoga a (2.12),

$$\begin{aligned} P(\{L_i\} | \{r_i\}, \{A_B^i\}) &= \prod_i^N p(L_i | r_i, A_B^i) = \\ &= \prod_i^N \frac{1}{\phi(10^{0.2A_B^i} r_i)} \frac{d\phi(r)}{dr} \Big|_{10^{0.2A_B^i} r_{max}(L_i)}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Variando os parâmetros livres α , β e r_* (ver expressões (2.13) e (2.14)) de forma a maximizar a expressão acima, as funções $\Phi(L)$ e $\phi(r)$ isentas de extinção galáctica podem então ser determinadas. Este procedimento foi aplicado à mesma simulação de Monte-Carlo utilizada na subseção anterior. O resultado obtido para $\phi(r)$ é mostrado na figura 5.4, juntamente com a função usada na criação da amostra. $\phi(r)$ tal como obtida pelo método recém descrito, reproduz quase perfeitamente a função intrínseca. A discrepância residual está dentro do limite esperado, levando-se em conta as flutuações estatísticas. Na figura 5.5, mostramos as determinações do campo de densidade em conchas radiais (painel a) e em uma rede de pontos (painel b). As densidades foram novamente determinadas pelo método descrito em II.B com a diferença de que usamos para a i -ésima "galáxia" a função de seleção

$$\phi_{obs}(r_i, A_B^i) = \phi(r_i 10^{0.2A_B^i}), \quad (5.6)$$

de acordo com a transformação (5.3). Note que não há erros sistemáticos nas densidades em função da distância ou de A_B . A obtenção de $\Phi(L)$, caso se queira, segue naturalmente pela aplicação de (2.10) usando a função $\phi(r)$ obtida. Este novo método de correção para os efeitos de extinção galáctica será denominado método 2 (ou M2).

Apesar de permitir uma correção adequada para os efeitos da extinção galáctica, conforme demonstrado pelas figuras 5.4 e 5.5, M2 é de aplicação limitada. Isso porque a correção dada

por (5.1) só é estritamente correta no caso em que dispomos de magnitudes que quantifiquem o fluxo total emitido por cada galáxia. De acordo com a discussão apresentada no capítulo IV, esse pode ser aproximadamente o caso das galáxias contidas na região ESO, para as quais Lauberts & Valentijn (1989) obtiveram medidas de B_T . As magnitudes Zwicky, contudo, são isofotais. Nesse último caso, a magnitude de um dado objeto reflete o fluxo emitido nas regiões internas a um dado nível isofotal limite, além do qual a intensidade do objeto se perde em meio à intensidade do céu. Obviamente, a existência de erros aleatórios fará com que este nível isofotal limite varie de uma galáxia para outra. Deixando de lado esses erros (trataremos de erros aleatórios na subseção V.B.2), assumamos, por ora, a existência de um nível isofotal fixo para todos os objetos, μ_{lim} . Na presença de extinção, este nível isofotal corresponderá na verdade a $\mu_{lim} - A_B$, sendo portanto mais interno do que μ_{lim} . Assim, o efeito da extinção galáctica agora será devido à combinação de dois fatores: a diminuição do brilho superficial em cada ponto por um fator A_B e a redução da área contida dentro do nível isofotal que define as magnitudes. Como este segundo fator varia de acordo com o perfil de brilho superficial de cada objeto, não é possível definir a priori qual a correção a ser aplicada a cada um. Analogamente, no caso de uma amostra limitada em diâmetro aparente, este sempre correspondente a um dado nível isofotal, a extinção galáctica causará uma redução na dimensão linear isofotal de cada objeto como consequência do segundo efeito, sendo a amplitude deste novamente dependente do perfil de cada galáxia.

Dado o exposto acima, seria interessante permitir uma certa flexibilidade na lei de extinção representada por (5.1). Efetuamos então a modificação

$$m_{obs} = m + \gamma A_B(l, b), \quad (5.7)$$

onde γ passa a ser um parâmetro adicional, livre para ajuste. As expressões das probabilidades condicionais, dadas por (5.4) e (5.5), são então as mesmas, exceto pela substituição de A_B^i pelo produto γA_B^i . A diferença principal, no entanto, passa a ser a incorporação de um quarto parâmetro ao processo de ajuste pelo método de probabilidade máxima. A este novo enfoque de determinação simultânea de $\phi(r)$ e do melhor valor para γ , denominamos método 3 (M3).

Como o efeito causado pela extinção galáctica sobre a derivação de $\phi(r)$ é de amplitude semelhante ao exemplo da figura 5.1, resolvemos tratá-lo como uma perturbação durante o processo de ajuste. Assim sendo, ao invés de ajustarmos γ simultaneamente aos parâmetros de $\phi(r)$, optamos por mantê-lo inicialmente fixo (e igual à unidade), variando os parâmetros de $\phi(r)$ (α , β e r_*) até atingirmos o nível de convergência de ajuste desejado. Feito isto, procedemos ao ajuste de γ somente, utilizando a solução obtida para os outros parâmetros na etapa anterior. Uma vez obtida uma convergência para γ , voltamos novamente a ajustar α , β e r_* . O processo é levado adiante de forma iterativa, até que o critério de convergência desejado seja atingido na primeira rodada de ajuste de uma dessas iterações. Como o processo de ajuste iterativo começa pelos parâmetros de $\phi(r)$, este método garante que o ajuste a γ se inicie a

partir da solução que seria obtida para $\phi(r)$ por M2 (em que $\gamma = 1$). Isso garante uma maior estabilidade das soluções obtidas, o que se torna particularmente importante no caso em que lidamos com amostras com poucos objetos. As dificuldades envolvidas nos ajustes a $\phi(r)$ para amostras com um número limitado de galáxias serão discutidas com mais detalhe em VI.A.4.

O método 3 foi testado novamente pelo uso de simulações. Além da simulação inicial, utilizada na discussão dos dois métodos anteriores e para a qual $\gamma = 1$, foram realizadas mais 3 simulações de Monte-Carlo, utilizando valores diferentes de γ para cada uma. As funções de seleção e campos de densidade de cada amostra simulada foram então computados com cada um dos três métodos descritos. Na figura 5.6, as funções de seleção obtidas são mostradas. Cada painel contém os resultados da aplicação dos três métodos para uma mesma simulação, cujo valor de γ aplicado na lei de extinção (5.7) é indicado. As funções obtidas por M1 novamente diferem da função intrínseca para todos os casos, exceto para aquele em que $\gamma = 0$. A diferença é tanto maior quanto maior o valor de γ . A figura 5.6 também expõe a limitação de M2; este só recupera a resposta correta para $\phi(r)$ no caso de $\gamma = 1$, estando sua função de seleção superestimada ou subestimada, dependendo de ser γ , respectivamente, menor ou maior do que a unidade. O único método que devolve $\phi(r)$ corretamente para qualquer lei de extinção de magnitudes é o método 3. Além disso, enquanto M1 e M2 assumem $\gamma = 0$ e $\gamma = 1$, respectivamente, M3 recupera o valor correto, dentro do limite de precisão de ajuste. Isso é confirmado na figura 5.7, onde mostramos os valores obtidos para γ por M3 em função do valor de entrada. Ambos os valores apresentam ótima correlação para as 4 simulações.

Comparemos agora os campos de densidade resultantes da aplicação dos três métodos. Medidas de densidade em uma rede de pontos são mostradas em função de A_B nos quatro painéis da figura 5.8. Novamente cada painel apresenta os resultados obtidos pela aplicação dos três métodos a uma mesma simulação. Contrariamente às figuras 5.3 e 5.5b, mostramos agora somente o comportamento da densidade média em função de A_B . Isso porque agora estão sendo mostrados, simultaneamente, os três campos de densidade obtidos pelos três métodos descritos acima, o que tornaria o gráfico muito confuso caso todos os pontos fossem apresentados. Como podemos notar, os métodos 1 e 2 levam a erros sistemáticos na determinação das densidades, dependendo do valor de γ . Particularmente importante de se observar é a tendência de M2 em superestimar (subestimar) $D(\mathbf{r})$ em regiões de alta densidade no caso de $\gamma < 1$ (> 1). Pode-se concluir, portanto, que o método 3 generaliza o método 2, levando sistematicamente a melhores resultados do que este.

Outra forma de discutir a eficiência dos três métodos em reproduzir corretamente o campo de densidade é pela comparação direta dos campos observados com aquele que seria obtido com uma amostra isenta dos efeitos de extinção. No caso de nossas simulações de Monte-Carlo, isso equivale a determinar $D(\mathbf{r})$ a partir da amostra selecionada por $m \leq m_{lim}$, onde m é a magnitude intrínseca. Na figura 5.9, a diferença $D(\mathbf{r}) - D_{obs}(\mathbf{r})$ é mostrada em função de A_B . A simulação utilizada nesta comparação foi aquela em que $\gamma = 2$. O método 3 é o único que

recupera um campo de densidade isento de efeitos sistemáticos em função de A_B . Cumpre notar, no entanto, que apesar de anular o efeito da extinção galáctica, M3 não recupera $D(\mathbf{r})$ perfeitamente. Isso se deve novamente à presença de flutuações estatísticas inerentes à seleção das amostras.

Na figura 5.10 mostramos os campos em conchas radiais obtidos pelos três métodos. Uma vez mais, cada painel apresenta os resultados obtidos para um valor fixo de γ . Todos os métodos tendem a gerar valores de $D_{obs}(r)$ corretamente em torno da unidade. A única exceção é dada por M2 para a simulação em que $\gamma = 0$ (painel 5.10a), na qual $D_{obs}(r)$ apresenta um comportamento crescente com a distância e um pico de valor $D(r)=2.2$ a $r \sim 5000 \text{ km s}^{-1}$. Este pico é causado por apenas um objeto, acidentalmente localizado em uma região de extinção extrema. A presença deste ponto, perfeitamente normal no caso de uma amostra não afetada pela extinção (pois $\gamma = 0$), se torna um evento extremamente raro ao assumirmos que $\gamma = 1$. O excesso de peso erroneamente atribuído a este único ponto por M2 foi suficientemente grande para levar a uma superestimativa na medida da densidade média n_1 e com isso prejudicar as estimativas de $D(r)$. Isso demonstra as limitações deste método. Outra constatação importante é que as flutuações em D_{obs} obtidas com M3 aumentam com o valor de γ associado a cada simulação. A medida mais precisa de $D(r)$, portanto, provém da aplicação de M1. O aumento nas flutuações associadas a M3 se deve ao fato de pesarmos cada objeto pelo inverso de $\phi_{obs}(r, \gamma A_B)$. Isso faz com seja introduzida uma fonte adicional de ruído do tipo "shot-noise" devido à absorção galáctica. Em outras palavras, objetos distantes e sujeitos a uma alta extinção eventualmente terão a eles atribuídos um peso que represente uma fração substancial do peso atribuído a todos os outros objetos somados. Tal não ocorre com M1, pois este despreza completamente a extinção galáctica, fazendo com que o "shot-noise" seja apenas uma função da distância. Concluimos assim, que o M1 é mais indicado para a análise do campo em conchas radiais, sendo M3 o melhor para a obtenção de $\Phi(L)$ e do campo em uma rede de pontos. Vale enfatizar, no entanto, que mesmo M3 permite apenas uma correção média para os efeitos da extinção galáctica, pois conforme já mencionamos, este efeito é variável de objeto para objeto, em função do seu perfil de brilho superficial. As conseqüências deste efeito diferenciado de absorção sobre cada galáxia serão discutidas com mais detalhe na seção VI.A.4.

V.B Influência dos erros nas magnitudes e nos diâmetros

No desenvolvimento dos métodos de determinação das funções de seleção, $\phi(r)$, de luminosidade, $\Phi(L)$ (seção II.A) e do campo de densidade $n(\mathbf{r})$ (seção II.B), foi implicitamente

assumido que distâncias, magnitudes e diâmetros aparentes são conhecidos com precisão absoluta. O mesmo se deu na seção anterior, na qual foram apresentados os métodos de correção para extinção galáctica. Obviamente, esta premissa não corresponde à realidade, pois medidas de magnitude e diâmetro são sujeitas a erros de fotometria, tanto sistemáticos quanto aleatórios. Além disso, medidas de distância baseadas em velocidades radiais são influenciadas por movimentos peculiares e erros ligados à espectroscopia. Todos esses erros têm o potencial de corromper a determinação de $\phi(r)$ ($\Phi(L)$) e da densidade de galáxias. Na verdade, a extinção galáctica nada mais é que um caso particular de erro sistemático nas magnitudes (ou diâmetros) de cada objeto, fazendo com que eles pareçam mais fracos (ou menores) para o observador. Erros sistemáticos podem também surgir pela não-uniformidade da escala de magnitudes em função da região do céu, causada por diversos motivos como variações instrumentais ou na qualidade de placas fotográficas, etc. O mesmo se aplica a medidas de diâmetro. A incompatibilidade nas escalas de diâmetro dos catálogos ESO e UGC, mencionada no final da seção IV.A é também um exemplo de erro sistemático. Há, contudo, uma diferença fundamental entre a extinção galáctica e os outros erros sistemáticos: o fato de que somente no primeiro caso conhecemos, pelo menos de maneira aproximada, a distribuição dos erros (dada por $\gamma_{AB}(l, b)$). Variações sistemáticas na escala de magnitude de um catálogo são, em geral, difíceis de quantificar e de corrigir, até porque a amplitude dessas variações pode depender de variáveis diversas, como o tipo morfológico, brilho superficial, ou as próprias magnitudes. O mesmo problema se aplica ao conhecimento da amplitude e natureza da distribuição de erros aleatórios de um catálogo, o qual exigiria determinações independentes e precisas, via observações CCD, por exemplo, das magnitudes (ou diâmetros) de um grande número de objetos em cada catálogo. É, portanto, presentemente impossível dar aos erros sistemáticos e aleatórios internos de cada catálogo usado na seleção de ORS, o mesmo tratamento aplicado à extinção galáctica. Por ora nos contentaremos com a possibilidade de investigar, através de simulações ou analiticamente, a influência que estes erros têm sobre as grandezas que nos interessam neste trabalho, em especial o campo de densidade. Nos restringiremos aqui à análise de erros sistemáticos e aleatórios nas magnitudes ou diâmetros, deixando de lado erros de distância. Além disso, serão considerados somente erros sistemáticos dependentes da direção, excluindo-se, por exemplo, erros cuja amplitude seja função da própria magnitude (ou diâmetro) de cada objeto, ou de seu tipo morfológico.

V.B.1 Erros sistemáticos

Concentremo-nos inicialmente nos erros sistemáticos. De acordo com o que foi discutido na seção anterior, a redução sistemática nas magnitudes das galáxias de uma amostra limitada em m_{lim} resulta na derivação de uma função de seleção mais rapidamente decrescente em

função da distância. Esta é a conclusão essencial a que se pode chegar no que tange à presença de quaisquer erros sistemáticos. Obviamente, um comportamento inverso é esperado para a função de seleção no caso de erros que levem a uma superestimativa das magnitudes. Na verdade, mantendo a mesma nomenclatura da seção anterior, podemos generalizar a relação entre as funções de seleção intrínseca (isenta da influência dos erros sistemáticos) e observada para o caso de uma distribuição de erros $m_{obs} - m = \Delta(l, b)$. A função de seleção observada para a amostra será sempre dada por

$$\phi_{obs}(r, \Delta(l, b)) = \phi(r10^{0.2\Delta(l, b)}). \quad (5.8)$$

Como em geral a distribuição $\Delta(l, b)$ não é conhecida, exceto no caso da extinção galáctica, não temos agora a alternativa de incorporar seus efeitos diretamente ao método de derivação de $\phi(r)$ e $\Phi(L)$. Em outras palavras, no caso de erros sistemáticos outros que não a absorção galáctica, a única alternativa disponível é a de utilizar o método 1, descrito em V.A.1. Ainda é possível, no entanto, expressar a amplitude do erro cometido na determinação do campo de densidade em função da distribuição $\Delta(l, b)$. Isso será feito a seguir.

Essencialmente, a mesma discussão apresentada na descrição de M1 (ver V.A.1) vale novamente aqui. Por exemplo, ao desconsiderarmos (por ignorância sobre $\Delta(l, b)$) os erros sistemáticos, estaremos então computando uma função de seleção dependente apenas da distância, $\phi_{obs}(r)$. Esta função terá em si incorporada apenas uma influência média dos erros dados por $\Delta(l, b)$. Pelas equações (2.17) e (2.27), a densidade obtida no ponto \mathbf{r} , normalizada pela densidade média global da amostra, será dada por

$$D_{obs}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Delta V n_1} \sum_i^{N_{obs}(\mathbf{r})} \frac{1}{\phi_{obs}(r_i)} \simeq \frac{1}{\Delta V n_1} \frac{N_{obs}(\mathbf{r})}{\phi_{obs}(r = |\mathbf{r}|)}, \quad (5.9)$$

onde $N_{obs}(\mathbf{r})$ é o número observado de objetos contidos dentro do volume ΔV centrado no ponto \mathbf{r} , ponto este situado a uma distância r . O segundo termo da direita não é exato, devido ao fato de que os objetos contidos em ΔV não estarão todos exatamente à mesma distância r (exceto se $\Delta V \rightarrow 0$). Além disso, a densidade média n_1 pode também ser afetada pelos erros sistemáticos. No entanto, o erro associado a n_1 é desprezível, pois n_1 é uma estimativa de densidade global, sendo, portanto, pouco afetada pela presença de erros sistemáticos que atuam localmente sobre a distribuição de galáxias na amostra. Já o número observado de galáxias, $N_{obs}(\mathbf{r}) = N_{obs}(r, l, b)$, depende da amplitude desses erros. Seja $N(\mathbf{r})$ o número de objetos que seriam observados no mesmo volume ΔV , caso não houvesse erros sistemáticos (ou seja, se $\Delta(l, b) = 0$). A relação entre $N_{obs}(\mathbf{r})$ e $N(\mathbf{r})$ será então

$$N_{obs}(r, l, b) = N(r, l, b) \frac{\int_{L_{min}(r10^{0.2\Delta(l, b)})}^{\infty} \Phi(L) dL}{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Phi(L) dL} = N(r, l, b) \frac{\phi(r10^{0.2\Delta(l, b)})}{\phi(r)}, \quad (5.10)$$

onde $\phi(r)$, como de hábito, representa a função de seleção intrínseca. Inserindo (5.10) em (5.9), resulta em

$$D_{obs}(\mathbf{r}) = D(\mathbf{r}) \frac{\phi(r10^{0.2\Delta})}{\phi_{obs}(r)} \simeq D(\mathbf{r}) \frac{\phi(r10^{0.2\Delta})}{\phi(r10^{0.2\bar{\Delta}})}. \quad (5.11)$$

Na expressão acima, $D(\mathbf{r})$ é o que gostaríamos de obter: a densidade no ponto \mathbf{r} isenta dos efeitos sistemáticos causados pela distribuição $\Delta(l, b)$ de erros nas magnitudes dos objetos da amostra. Já $\bar{\Delta}$ é o valor médio desta mesma distribuição de erros. Vemos pela expressão (5.11) que $D(\mathbf{r})$ será subestimado (superestimado) nos pontos sujeitos a erros sistemáticos maiores (menores) do que o valor típico embutido na função $\phi_{obs}(r)$. Essa conclusão está em perfeita consonância com os resultados do método 1, apresentados na figura 5.3 para o caso da extinção galáctica. As expressões (5.9)-(5.11), portanto, confirmam e generalizam, de maneira analítica, os resultados obtidos na subseção anterior, quando foram considerados os efeitos da absorção galáctica.

Considere-se agora o caso de densidades em conchas radiais. Usando o análogo à expressão (5.9) (ver também 2.21), temos

$$D_{obs}(r) = \frac{1}{\omega r^2 \Delta r n_1} \sum_i^{N_{obs}(r)} \frac{1}{\phi_{obs}(r_i)} \simeq \frac{1}{\omega r^2 \Delta r n_1} \frac{N_{obs}(r)}{\phi_{obs}(r)}, \quad (5.12)$$

onde ω é o ângulo sólido da amostra e $N_{obs}(r)$ é o número de objetos da amostra contidos dentro da concha radial cuja distância é r . A expressão análoga a (5.10) no caso de conchas radiais será

$$N_{obs}(r) = \sum_i^{N(r)} \frac{\phi(r_i 10^{0.2\Delta(l_i, b_i)})}{\phi(r_i)} \simeq \frac{1}{\phi(r)} \sum_i^{N(r)} \phi(r_i 10^{0.2\Delta(l_i, b_i)}), \quad (5.13)$$

onde $N(r)$ é o número de objetos que seriam amostrados à distância r na ausência de erros sistemáticos. Definindo agora $\bar{\phi}(r)$ como

$$\bar{\phi}(r) = \frac{1}{N(r)} \sum_i^{N(r)} \phi(r_i 10^{0.2\Delta(l_i, b_i)}) \simeq \phi(r) \frac{N_{obs}(r)}{N(r)}, \quad (5.14)$$

e substituindo (5.13) e (5.14) em (5.12), resulta finalmente em

$$D_{obs}(r) \simeq D(r) \frac{\bar{\phi}(r)}{\phi_{obs}(r)}. \quad (5.15)$$

Sendo assim, $D_{obs}(r)$ será imune a erros sistemáticos se $\bar{\phi}(r) \simeq \phi_{obs}(r)$. Cumpre notar aqui que as aproximações dadas nas expressões (5.12) a (5.15) tendem para a igualdade para $\Delta r \rightarrow 0$. Usando agora a definição de $\bar{\phi}(r)$, expressão (5.14), e a definição de $\phi(r)$, temos que

$$\bar{\phi}(r) = \frac{1}{N(r)} \sum_i^{N(r)} \frac{\int_{4\pi f_{min} r_i^2}^{\infty} 10^{0.4\Delta(l_i, b_i)} \Phi(L) dL}{\int_{4\pi f_{min} r_i^2}^{\infty} \Phi(L) dL}$$

$$= \frac{1}{N(r)} \sum_i^{N(r)} \left(\frac{\int_{4\pi f_{min} r_i^2 10^{0.4\bar{\Delta}}}^{4\pi f_{min} r_i^2 10^{0.4\bar{\Delta} + \Delta(l, b_i)} \Phi(L) dL}{\int_{4\pi f_{min} r_i^2}^{\infty} \Phi(L) dL} + \frac{\int_{4\pi f_{min} r_i^2 10^{0.4\bar{\Delta}}}^{\infty} \Phi(L) dL}{\int_{4\pi f_{min} r_i^2}^{\infty} \Phi(L) dL} \right), \quad (5.16)$$

onde $\bar{\Delta}$ é novamente o valor médio da distribuição $\Delta(l, b)$. Assumindo erros de pequena amplitude ($|1 - 10^{-0.4\Delta}| \ll 1$), as integrais do primeiro termo da soma acima se dão sobre intervalos pequenos comparados à integral do segundo termo. Além disso, pela própria definição de $\bar{\Delta}$, as primeiras integrais alternarão valores positivos (para $\Delta(l_i, b_i) < \bar{\Delta}$) e negativos (se $\Delta(l_i, b_i) > \bar{\Delta}$). Dessa forma, a soma sobre o primeiro termo acima será desprezível, o que resulta em $\bar{\phi}(r) \simeq \phi(r10^{0.2\bar{\Delta}})$. A condição de que $\Delta(l, b)$ seja pequeno também faz com que $\bar{\Delta}$, tomada sobre todas as direções, seja aproximadamente igual à média tomada sobre os pontos efetivamente amostrados. Dessa forma, obtemos finalmente $\bar{\phi}(r) \simeq \phi_{obs}(r)$. Este resultado, apesar de não ser uma demonstração rigorosa, confirma, de maneira analítica, a insensibilidade da medida de $D(r)$ à presença de erros sistemáticos, $D_{obs}(r) \simeq D(r)$. Além disso, a expressão (5.14) representa uma aproximação alternativa para $\phi_{obs}(r)$. Entretanto, esta aproximação é pouco prática, especialmente para uma distribuição complexa como $A_B(l, b)$. Além disso, tanto esta aproximação quanto a que se utiliza de $\bar{\Delta}$ e da transformação (5.3), são restritas a distribuições de erros sistemáticos de pequena amplitude. Essas limitações justificam a utilização de simulações de Monte-Carlo na seção anterior como forma de quantificar os efeitos da absorção galáctica. Por outro lado, para uma distribuição mais simples de erros, torna-se possível dispensar o uso de simulações de Monte-Carlo.

Seja, por exemplo, uma distribuição de erros dada por

$$\begin{aligned} \Delta(l, b) &= 0., \quad b \leq 0. \\ \Delta(l, b) &= \Delta_0, \quad b > 0. \end{aligned} \quad (5.17)$$

onde Δ_0 é uma constante. Este pode ser o caso, por exemplo, de uma amostra contendo galáxias provenientes de dois catálogos distintos, um apresentando uma variação de ponto zero na escala de magnitudes com relação ao outro. Se este erro for pequeno, $|1 - 10^{-0.4\Delta_0}| \ll 1$, usando (5.14) teremos que

$$\phi_{obs}(r) = \frac{1}{2}(\phi(r) + \phi(r10^{0.2\Delta_0})). \quad (5.18)$$

Assumindo-se que a função $\phi(r)$ seja aproximadamente conhecida, o erro relativo em $D(r)$, pela expressão (5.11), será dado por

$$\frac{\Delta D(r)}{D(r)} = \frac{D_{obs}(r) - D(r)}{D(r)} \simeq \frac{\phi(r10^{0.2\Delta(l, b)})}{\phi_{obs}(r)} - 1, \quad (5.19)$$

Na figura 5.11 mostramos o comportamento de $\Delta D/D$ em função de r para diferentes valores de Δ_0 . Utilizamos para isso a expressão (5.19) e a função $\phi(r)$ de entrada para as simulações

de Monte-Carlo da seção anterior. Variações sistemáticas da ordem de $\Delta_0 = 0.25 \text{ mag}$ já são suficientes para causar erros superiores a 25 % na derivação do campo de densidade para distâncias maiores do que 4000 km s^{-1} . Este resultado limita a confiabilidade das medidas de densidade obtidas a partir dos grandes catálogos disponíveis no momento. Além disso, fica confirmada a importância de se determinar $\phi(r)$ separadamente para regiões do céu cobertas por diferentes catálogos; somente dessa forma é possível evitar os problemas causados por erros sistemáticos entre catálogos, cuja amplitude e distribuição são desconhecidas. Cumpre enfatizar, contudo, que erros sistemáticos não são relevantes no caso de densidades em conchas radiais, mas somente para medidas localizadas de densidade.

V.B.2 Erros aleatórios

Nesta subseção será considerada a influência de erros aleatórios sobre uma amostra. Isso se faz necessário, pois há evidências da existência de erros substanciais tanto nas magnitudes quanto nos diâmetros aparentes listados nos catálogos UGC e ESO. As magnitudes Zwicky, por exemplo, tendem a ter erros da ordem de 0.3 mag. No caso do ESO-LV, estes erros devem ser um pouco menores devido ao fato de tratarem-se de medidas obtidas pela digitalização de placas fotográficas.

Assumiremos aqui erros aleatórios cuja amplitude típica não dependa da direção ou de qualquer outra variável. Seja, por exemplo, uma distribuição Gaussiana de erros nas magnitudes

$$P(m | m_{obs}) = P(m_{obs} | m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m - m_{obs})^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.20)$$

onde σ tem o mesmo valor em todas as direções e para todos as populações de objetos da amostra. Como a uma distância r fixa, uma magnitude aparente m corresponde a uma magnitude absoluta

$$M = m - 25 - 5 \log r (\text{Mpc}), \quad (5.21)$$

a distribuição de erros dada por (5.20) também pode ser expressa em termos de magnitudes absolutas

$$P(M | M_{obs}) = P(M_{obs} | M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(M - M_{obs})^2}{2\sigma^2}}.$$

Na expressão acima, $M_{obs} = m_{obs} - 25 - 5 \log r$ e $M = m - 25 - 5 \log r$ são, respectivamente, magnitudes absolutas com e sem erros aleatórios a elas incorporados. A função de seleção observada para uma amostra sujeita a erros aleatórios será então dada por

$$\phi_{obs}(r) = \frac{\int_{M_{lim}(r)}^{-\infty} \Phi_{obs}(M) dM}{\int_{\infty}^{-\infty} \Phi_{obs}(M) dM}, \quad (5.22)$$

onde $M_{lim}(r) = m_{lim} - 25 - 5 \log r$ é a magnitude absoluta mínima correspondente à distância r e

$$\Phi_{obs}(M) = \int_{-\infty}^{-\infty} \Phi(M') P(M | M') dM', \quad (5.23)$$

é a função de luminosidade observada, sendo $\Phi(M)$ a função de luminosidade intrínseca da amostra, ou seja, aquela que seria obtida por um observador que dispusesse de um detetor perfeito. Contrariamente ao caso de erros sistemáticos, ϕ_{obs} continua sendo função apenas da distância. Em outras palavras, erros aleatórios afetam as funções de luminosidade e de seleção de uma amostra, mas o fazem de maneira uniforme sobre toda a sua extensão. Esta é uma diferença fundamental que, como veremos a seguir, leva a resultados bem diferentes no que diz respeito à derivação do campo de densidade.

Na figura 5.12 mostramos a função $\phi_{obs}(r)$, resultante da aplicação da distribuição Gaussiana de erros dada por (5.20) e usando-se diferentes valores para a dispersão σ . A função intrínseca $\phi(r)$ (dada pela expressão 2.8) é também mostrada para efeito de comparação. As funções observadas foram obtidas através da integração numérica das expressões (5.22) e (5.23). ϕ_{obs} torna-se sistematicamente mais plana à medida em que aumenta a dispersão da distribuição de erros. Isso se deve ao chamado efeito Malmquist: sendo $\Phi(M)$ decrescente com M e sendo $P(M_1 | M_2) = P(M_2 | M_1)$, pela convolução representada por (5.23), $\Phi_{obs}(M)$ decrescerá de maneira mais lenta com M do que a função intrínseca. O mesmo acontecerá, portanto, com a função de seleção.

Considere-se agora o efeito dos erros aleatórios sobre o campo de densidade. Conforme discutido na subseção anterior, o campo $D(\mathbf{r})$ só será afetado se a função de seleção utilizada para sua derivação não for capaz de quantificar corretamente a perda de objetos da amostra. Esta perda pode ser devida ao corte da amostra em magnitude ou diâmetro ou a quaisquer outros fatores, tais como a extinção galáctica e outros erros sistemáticos. O desconhecimento a respeito de erros sistemáticos, por exemplo, leva à obtenção de uma função de seleção insensível às variações locais no campo de densidade causadas por estes erros, apesar de ainda permitir a derivação correta de densidades em conchas radiais. No presente caso, estão sendo considerados erros cuja amplitude, apesar de variável, independe da posição; desta forma, devemos esperar que ambos os estimadores de densidade, em conchas ou pontuais, sofram os mesmos efeitos. Pode-se aplicar aos erros aleatórios o mesmo tratamento analítico descrito na subseção anterior. A densidade observada no ponto \mathbf{r} será, portanto, novamente dada por (5.9), onde $\phi_{obs}(r)$ agora é dada por (5.22). Já a expressão para $N_{obs}(\mathbf{r})$ será

$$\frac{N_{obs}(\mathbf{r})}{N(\mathbf{r})} = \frac{\int_{M_{lim}(r)}^{-\infty} \Phi_{obs}(M) dM}{\int_{M_{lim}(r)}^{-\infty} \Phi(M) dM} = \frac{\phi_{obs}(r)}{\phi(r)}, \quad (5.24)$$

onde $r = |\mathbf{r}|$. Dessa forma,

$$D_{obs}(\mathbf{r}) \propto \frac{N_{obs}(\mathbf{r})}{\phi_{obs}(r)} = \frac{N(\mathbf{r})}{\phi(r)} \propto D(\mathbf{r}). \quad (5.25)$$

Esse resultado pode ser explicado de maneira mais intuitiva: a presença de erros aleatórios faz com que objetos com $m = m_{lim} + (-)\epsilon$ tenham uma probabilidade $P(\epsilon | 0)$ de serem incluídos (excluídos) na amostra. Como o número de objetos disponíveis com $m = m_{lim} + \epsilon$ é maior do que o número com $m = m_{lim} - \epsilon$, $N_{obs}(\mathbf{r}) > N(\mathbf{r})$, sendo a diferença entre ambos corretamente refletida pelas respectivas funções de seleção, $\phi_{obs}(r)$ e $\phi(r)$, dadas na figura 5.12.

Concluimos portanto que, desde que a distribuição de erros dada por (5.20) não varie em função da direção, o campo de densidade não é afetado por erros aleatórios. Note que até o momento, evitamos utilizar simulações de Monte-Carlo nesta subseção. Isso se deve ao fato de que, no caso de uma amostra limitada a um dado m_{lim} e sujeita a erros aleatórios, galáxias menos brilhantes do que este limite tem uma chance não-nula de nela serem incluídas. Para que este efeito seja corretamente simulado, é necessário então gerar simulações completas a limites significativamente menos brilhantes do que m_{lim} , o que aumenta consideravelmente o tempo de computação. Contudo, apenas para efeito de confirmação das previsões acima, foram geradas 2 amostras de Monte-Carlo, com erros seguindo a distribuição $P(m_{obs} | m)$ dada por (5.20) e com $\sigma = 0.2$ e 0.5 mag . As funções de seleção $\phi_{obs}(r)$ obtidas para cada uma dessas amostra simuladas são mostradas na figura 5.13. Cada painel corresponde a uma simulação, conforme indicado. Os pontos sólidos representam a função $\phi(r)$ original, usada para construir cada simulação. Já os pontos abertos representam $\phi(r)$ tal como obtida para a simulação selecionada de acordo com as magnitudes intrínsecas. A variação entre estas duas reflete apenas as limitações numéricas do procedimento de simulação, descrito em II.D. Esta variação é tanto maior quanto menor o número de pontos simulados. Cada amostra utilizada neste experimento possui 5000 pontos aproximadamente. As linhas pontilhada e tracejada, por seu turno, representam, respectivamente, $\phi_{obs}(r)$ tal como obtido pelas simulações e pelo método de integração numérica das expressões (5.22) e (5.23). Pode-se notar pela figura que as diferenças entre as duas funções observadas refletem as variações nas $\phi(r)$ intrínsecas a elas correspondentes. Isso confirma a validade das expressões (5.22) e (5.23) e do método de derivação numérica de ϕ_{obs} .

Na figura 5.14, são mostradas as diferenças entre os campos de densidade intrínseco ($D(\mathbf{r})$) e observado ($D_{obs}(\mathbf{r})$) de cada simulação em função da velocidade radial. Confirmando a previsão feita analiticamente, não há indícios de erros sistemáticos significativos. Pequenas variações sistemáticas em $D(\mathbf{r}) - D_{obs}(\mathbf{r})$ podem ser ainda encontradas. Por exemplo, no painel *b*, $D(\mathbf{r})$ tende a ser ligeiramente maior (menor) do que $D_{obs}(\mathbf{r})$ para maiores (menores) distâncias. Esses efeitos sistemáticos resultam das diferenças observadas entre as funções de seleção mostradas na figura anterior. São, portanto, inteiramente causados por

flutuações estatísticas devidas ao número finito de pontos da amostra. Já a amplitude das diferenças $D(\mathbf{r}) - D_{obs}(\mathbf{r})$ aumenta claramente com σ , sendo esta a principal consequência de erros aleatórios sobre a derivação do campo de densidade.

V.C Efeitos e correções complementares

V.C.1 Correção para efeitos de arredondamento de magnitudes e diâmetros

As magnitudes e diâmetros listados nos três catálogos de galáxias usados na seleção de ORS (ver seção IV.A), além de sofrerem erros aleatórios e sistemáticos, são também, em sua maioria, arredondados até a primeira casa decimal. Faz-se necessário, portanto, levar em conta esta limitação das medidas de magnitude e de diâmetro na determinação da função de seleção.

Seja, por exemplo, um objeto cuja magnitude é dada por m_{obs} . Na ausência de quaisquer outros erros além do arredondamento, sabemos que a magnitude m desta galáxia se encontra no domínio $[m_{obs} - \Delta/2, m_{obs} + \Delta/2]$, onde Δ é limite de precisão de m_{obs} . No caso das magnitudes listadas no catálogo UGC, por exemplo, temos $\Delta = 0.1$. Dessa forma, um corte em $m_{obs} \leq 14.5$ como critério de seleção de uma amostra, corresponde na verdade a $m \leq 14.55$. Estamos, portanto, incluindo mais objetos do que seria necessário caso m_{obs} fosse conhecida com maior precisão. Este é um dos efeitos causados pelo arredondamento. Outra consequência da discreteza nas magnitudes é o fato de que ela altera a expressão para a probabilidade condicional $p(L | r)$. Esta deve ser reescrita como

$$p([L_1, L_2] | r) = \frac{\int_{L_1}^{L_2} \Phi(L) dL}{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \Phi(L) dL} = \frac{\phi(r_{max}(L_1)) - \phi(r_{max}(L_2))}{\phi(r)}, \quad (5.26)$$

onde $L_1(L_2) = 4\pi r^2 10^{-0.4(m_{obs} + (-)\Delta m/2)}$. Ou seja, a uma distância r , o domínio possível para a magnitude m_{obs} traduz-se em um domínio de luminosidades dado por $[L_1, L_2]$.

A amplitude do efeito de arredondamento em magnitudes foi investigada através de simulações. Neste experimento, as magnitudes da simulação foram discretizadas por um valor $\Delta m = 0.1 mag$, tal como no UGC. As magnitudes B_T do ESO-LV não sofrem deste efeito. A amostra simulada foi limitada em $m = 14.55$, tendo m_{obs} sido obtida para cada objeto arredondando-se m para a casa decimal mais próxima. Valores de m múltiplos de 0.05 foram aleatoriamente aproximados para cima ou para baixo, de forma a não introduzir nenhum erro sistemático. À simulação foi então aplicado um corte em $m_{obs} \leq 14.5$, o que equivale, na

prática, a selecionar todos os pontos simulados. Os resultados são mostrados na figura 5.15, painel *a*. A função de seleção usada para gerar a simulação é dada pelos pontos em forma de um x . Já os triângulos vazios resultam da derivação de $\phi(r)$ desprezando-se os efeitos da discreteza nas magnitudes descritos acima. A diferença obtida é significativa, o que justifica a incorporação dos efeitos de arredondamento no método de derivação de $\phi(r)$. Aplicando-se portanto a expressão (5.26), foi obtida a função descrita pelos círculos no painel 5.15a. Esta última, de fato, recupera a função de seleção correta para a amostra, o que confirma a validade do procedimento utilizado. Vale notar que parte do efeito é consequência da diferença em m_{lim} . A função de seleção de entrada usada aqui foi a mesma mostrada na figura 5.1, com a diferença de que aquela corresponde a $m_{lim} = 14.5$, sendo portanto mais rapidamente decrescente com a distância. O restante do efeito se deve à mudança na expressão da função de probabilidade a ser ajustada.

No painel *b* é mostrado o resultado de uma simulação limitada em diâmetro aparente. Os símbolos usados são os mesmos que no painel *a*. Foram inicialmente gerados objetos com $\theta \geq 1.85'$ e, aos diâmetros originais, foi então aplicado um arredondamento para a casa decimal mais próxima. Tal procedimento corresponde a $\Delta\theta = 0.1'$. Este é o limite de precisão dos diâmetros dos catálogos ESO e UGC. O mesmo procedimento de arredondamento descrito anteriormente foi aplicado a diâmetros múltiplos de $0.05'$. À simulação foi então aplicado um critério de seleção dado por $\theta_{obs} \geq 1.9'$, onde θ_{obs} é o diâmetro observado. Novamente, isto equivale a selecionar todos os pontos simulados. Funções de seleção foram calculadas de acordo com o procedimento descrito na próxima subseção. Novamente os resultados demonstram a eficácia do método descrito aqui.

Vale enfatizar aqui que o método de correção para os efeitos de arredondamento, tanto no caso de magnitudes quanto de diâmetros, é o mesmo empregado por Strauss, Yahil & Davis (1991) para as amostras do SSRS e CfA. A amplitude do efeito por eles encontrado é também consistente com a obtida aqui.

V.C.2 Diâmetros

Temos, ao longo deste trabalho, sistematicamente nos concentrado no formalismo necessário ao tratamento de amostras limitadas em magnitude. No entanto, conforme enfatizado no Capítulo IV, é nossa intenção trabalhar também com amostras limitadas em diâmetro aparente. Neste caso, a função de seleção $\phi(r)$, já levando em conta a correção descrita na subseção anterior, será dada por

$$\phi(r) = \frac{\int_{D_{min}(r)}^{\infty} \Phi(D)dD}{\int_{D_s}^{\infty} \Phi(D)dD}, \text{ se } r \geq r_s, \quad (5.27)$$

e $\phi(r) = 1$, se $r \leq r_s$. Nessa última expressão, $\Phi(D)$ é a função de diâmetros absolutos. Diversos autores têm se preocupado em estudar a forma de $\Phi(D)$, bem como da distribuição bivariada de diâmetros e magnitudes absolutas, $\Psi(M, D)$ (Lynden-Bell, Lahav & Burstein 1989, Hudson & Lynden-Bell 1991, Sodr e & Lahav 1993). Estes trabalhos t em implica es importantes para a cosmologia observacional, permitindo uma análise da natureza da distribui o de galáxias em fun o dessas variáveis e de sua universalidade. Estes estudos procuram descrever $\Phi(D)$ a partir de parametriza es diferentes daquelas aplicadas a $\Phi(L)$, não existindo, a princípio, nenhum motivo para que essas fun es sejam descritas pela mesma forma paramétrica. Como conseq ncia, deveríamos, a rigor, também adotar uma parametriza o diferente no caso de amostras limitadas em diâmetro. Contudo, nosso interesse maior concentra-se na necessidade de determina o da fun o de sele o, para fins do cálculo do campo de densidade. Ou seja, do ponto de vista dos objetivos deste trabalho, mais importante do que otimizar a parametriza o de $\Phi(D)$ e estudar as suas implica es,   descrever o comportamento de $\phi(r)$ de maneira satisfatória. Adotamos, portanto, a mesma parametriza o para a fun o de sele o, tanto em amostras limitadas em magnitude quanto em diâmetro, ou seja,

$$\phi(r) = \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-2\alpha} \left(\frac{r^2 + r_*^2}{r_s^2 + r_*^2}\right)^{-\beta}, \quad (5.28)$$

onde α , β e r_* são novamente parâmetros livres para ajuste. Usando agora a expressão (5.27) podemos então deduzir a correspondente parametriza o para $\Phi(D)$

$$\Phi(D) \propto \left(\frac{\alpha}{D} + \frac{\beta D}{D_*^2 + D^2}\right) \left(\frac{D}{D_*}\right)^{-2\alpha} \left(1 + \frac{D^2}{D_*^2}\right)^{-\beta}, \quad (5.29)$$

onde $D_* = \theta_{min} r_*$. Comparando (5.29) com (2.13),   possível utilizar os diâmetros absolutos para definir uma escala de pseudo-luminosidades,

$$L = 4\pi \frac{f_{min}}{\theta_{min}^2} D^2, \quad (5.30)$$

que, por seu turno,   equivalente   transforma o

$$m = m_{lim} + 5 \log\left(\frac{\theta_{min}}{\theta}\right). \quad (5.31)$$

Em outras palavras, a conversão de diâmetros aparentes em (pseudo)magnitudes pela transforma o (5.31), faz com que o problema de ajustar $\phi(r)$ pelo método da se o II.A se torne formalmente idêntico ao que teríamos no caso de uma amostra limitada em magnitudes. Dada a simplicidade da transforma o acima e as vantagens práticas de se poder uniformizar completamente o procedimento de ajuste a ambos os tipos de amostra, foi este o caminho seguido neste trabalho.

Conforme enfatizado anteriormente, o fato de também usarmos diâmetros aparentes como critério de seleção aumenta a necessidade de admitirmos uma maior flexibilidade à lei de correção para extinção galáctica (expressões (5.1) e (5.7)). Com a ajuda de (5.31) acima, podemos agora expressar esta lei em função dos diâmetro intrínseco (θ) e observado (θ_{obs}) de um objeto

$$m_{obs} - m = \gamma A_B = 5 \log \left(\frac{\theta}{\theta_{obs}} \right), \quad (5.32)$$

Como forma de testar o tratamento dispensado a amostras limitadas em diâmetro, especialmente no que concerne à correção para os efeitos de absorção, foram realizadas novas simulações de Monte-Carlo, semelhantes àsquelas usadas na seção V.A. Na figura 5.16, o comportamento do valor obtido para o parâmetro γ , a partir da aplicação do método 3, é mostrado em função do valor de entrada, sendo γ agora definido pela expressão (5.32) acima. Esta figura é inteiramente análoga à figura 5.7 para o caso de amostras limitadas em magnitudes. Os resultados confirmam a possibilidade de se corrigir $\phi(r)$ para os efeitos de extinção também para o caso de uma amostra cortada em diâmetro aparente. Apesar de não mostradas, as funções de seleção obtidas para as 4 simulações da figura 5.16 também apresentam ótima concordância com $\phi(r)$ de entrada. Vale notar, no entanto, o aumento nas barras de erro relativamente às da figura 5.7. Na seção VI.A, quando da discussão dos problemas inerentes à derivação de $\phi(r)$ para amostras reais (VI.A.4), obteremos expressões de θ e θ_{obs} em função de A_B . Isso permitirá expressar a correção dada por (5.32) apenas em função de A_B . Discutiremos também a sensibilidade da função de probabilidade (expressão 2.12) em função do critério de seleção da amostra.

Descrição das figuras

Figura 5.1 - Ilustração do efeito de extinção galáctica sobre a determinação da função de seleção. Os pontos representam a função $\phi(r)$ utilizada na criação de uma amostra simulada cujos pontos tiveram suas magnitudes afetadas pela extinção galáctica, conforme explicado no texto. A linha tracejada representa $\phi(r)$ tal como obtida ao se ignorar completamente este efeito (método 1). A linha contínua mostra o resultado de escalonarmos esta última pela extinção média que atua sobre a amostra, de acordo com a transformação dada por (5.3).

Figura 5.2 - O campo em conchas radiais obtido para a mesma simulação da figura 5.1, novamente sem levar em conta o efeito de extinção (método 1).

Figura 5.3 - Contrastes de densidade, $D(r)$, obtidos em uma rede de pontos, para a mesma simulação das figuras 5.1 e 5.2. As densidades são mostradas em função da amplitude de absorção galáctica, de forma a ilustrar o efeito que esta última tem sobre as medidas. A discreteza da distribuição de pontos se deve ao fato de que as medidas de A_B se limitam apenas até a segunda casa decimal. A linha contínua representa a média dos valores de densidade em função de A_B .

Figura 5.4 - O mesmo que a figura 5.1, exceto pelo fato de que agora $\phi(r)$ foi obtida corrigindo-se as magnitudes da simulação para a extinção galáctica, de acordo com a expressão (5.1), e levando-se esta correção em conta durante o ajuste à função (método 2). Como a função assim obtida se ajusta bem à original, não há necessidade de se utilizar (5.3).

Figura 5.5 - Resultado da aplicação do método 2 sobre a estimativa do campo de densidade em conchas radiais (painel *a*) e em uma rede de pontos (painel *b*). Os painéis *a* e *b* contêm as mesmas informações e seguem a mesma simbologia das figuras 5.2 e 5.3, respectivamente.

Figura 5.6 - Funções de seleção obtidas pela aplicação de cada um dos três métodos discutidos na seção V.A, de acordo com o indicado. O método 3, conforme discutido no texto, consiste em corrigir as magnitudes pela expressão (5.7), sendo γ um parâmetro de ajuste. Os diferentes painéis estão associados a diferentes simulações de Monte-Carlo, às quais foi utilizado um valor diferente para o parâmetro γ . Os valores de γ são indicados em cada painel. A linha contínua, também de acordo com o indicado, representa a função de seleção original usada na geração de cada amostra.

Figura 5.7 - Valores de γ obtidos pela aplicação de M3 às quatro simulações da figura 5.6 e mostrados em função dos valores de entrada. As barras de erro representam o erro formal de ajuste.

Figura 5.8 - Painel *a*: Média dos valores dos contrastes de densidade em uma rede de pontos, em função de $\log A_B$, para a simulação em que $\gamma = 0$. Cada curva está associada a um

dos três métodos de obtenção de $\phi(r)$ e $D(\mathbf{r})$, tal como indicado. Os outros painéis referem-se às amostras em que $\gamma = 1$ (painel *b*), $\gamma = 2$ (painel *c*) e $\gamma = 3$ (painel *d*).

Figura 5.9 - Painel *a*: diferença entre o contraste de densidade verdadeiro e aquele inferido pela aplicação de M1 à simulação em que $\gamma = 2$. Painel *b*: o mesmo que no painel *a*, mas aplicando-se agora M2 à mesma simulação. Painel *c*: o mesmo que os painéis anteriores, mas com o resultado da aplicação de M3 à simulação em questão.

Figura 5.10 - Painel *a*: contrastes de densidade medidos em conchas radiais para a amostra em que $\gamma = 0$, utilizando-se os três métodos de determinação, conforme indicado. Painel *b*: o mesmo que em *a*, mas para a simulação à qual foi atribuído $\gamma = 1$. Painel *c*: o mesmo que em *a* e *b*, mas utilizando a simulação em que $\gamma = 2$. Painel *d*: o mesmo que os painéis anteriores, mas agora para a amostra com $\gamma = 3$.

Figura 5.11 - Erro fracional esperado para a estimativa do campo de densidade $D(\mathbf{r})$ em presença de erros sistemáticos nas magnitudes de amplitude igual a 0.12 (triângulos abertos), 0.25 (triângulos fechados), 0.50 (quadrados abertos) e 1.00 mag (quadrados fechados). O erro foi calculado pela aproximação dada por (5.19), sendo uma função crescente da distância, tal como mostrado na figura.

Figura 5.12 - Funções de seleção esperadas para uma amostra cujas magnitudes são sujeitas a erros aleatórios de diferentes amplitudes, conforme indicado. Os pontos sólidos representam a correspondente função de seleção que seria obtida caso tais erros não existissem. As funções esperadas foram calculadas pela expressão (5.22).

Figura 5.13 - Comparação entre as funções de seleção calculadas semi-analiticamente (expressão 5.22) e aquelas obtidas por simulação, para uma amostra sujeita a erros aleatórios. Painel *a*: Erros aleatórios seguindo uma distribuição Gaussiana de largura $\sigma = 0.2mag$. A $\phi(r)$ original usada na geração da simulação é dada pelos triângulos sólidos. A função que seria obtida em uma situação isenta de erros nas magnitudes é dada pelos triângulos abertos. As linhas pontilhada e tracejada mostram as funções de seleção observadas; a primeira, obtida pela simulação e a segunda, semi-analiticamente. Painel *b*: o mesmo que o painel *a*, mas para uma simulação com uma distribuição de erros com $\sigma = 0.5mag$.

Figura 5.14 - Erro nos contrastes de densidade calculados em uma rede de pontos para as simulações cujas funções de seleção foram estudadas na figura 5.13. Assim como na figura 5.11, esses erros são mostrados em função da distância. A amplitude típica dos erros aleatórios nas magnitudes é mostrada em cada painel.

Figura 5.15 - Efeito de arredondamento das magnitudes (painel *a*) e diâmetros (painel *b*) sobre a determinação da função de seleção. Os x's representam a $\phi(r)$ original, utilizada na geração das simulações, enquanto que os triângulos representam $\phi(r)$ obtida desprezando-se o efeito de discreteza. Já os círculos mostram o resultado da aplicação do método descrito em V.C.1.

Figura 5.16 - Valores de γ obtidos pela aplicação de M3 a simulações limitadas em diâmetro, mostrados em função dos valores de entrada. As barras de erro representam o erro formal de ajuste. Esta figura é inteiramente análoga à figura 5.7.

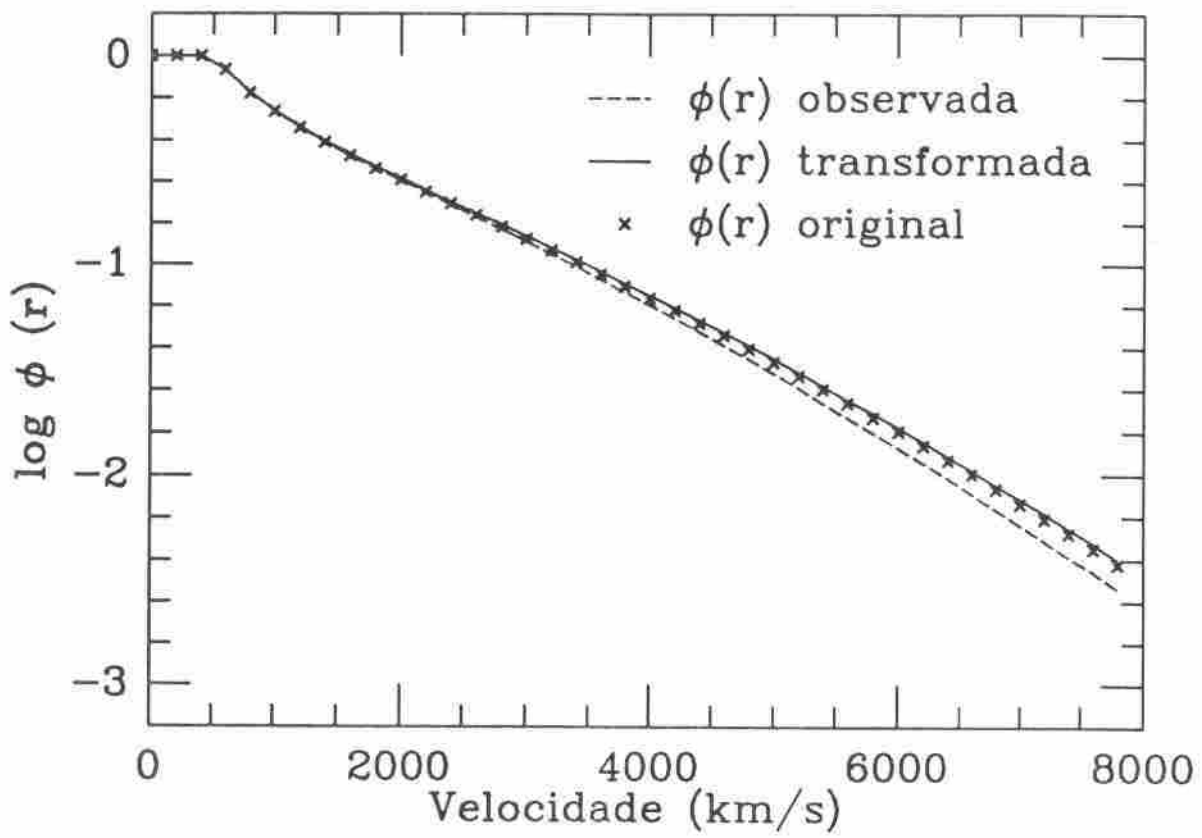


Figura 5.1

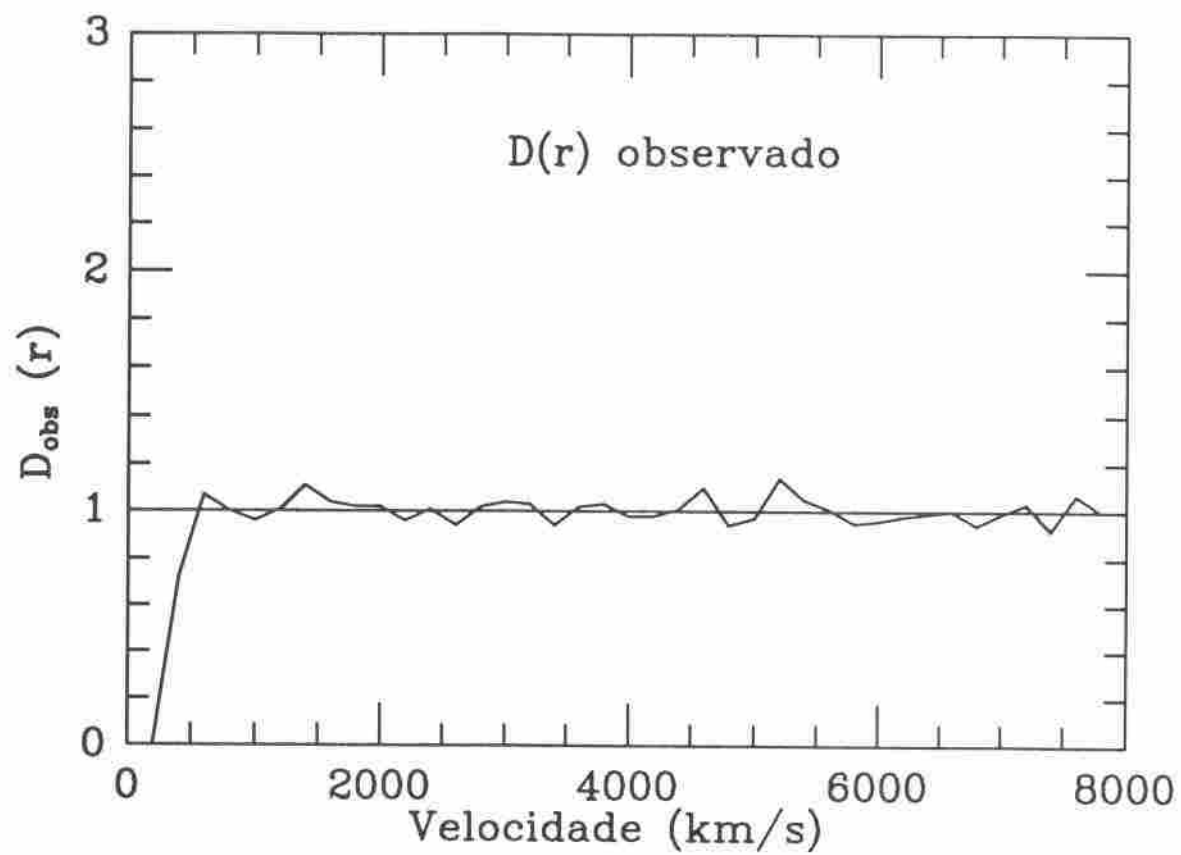


Figura 5.2

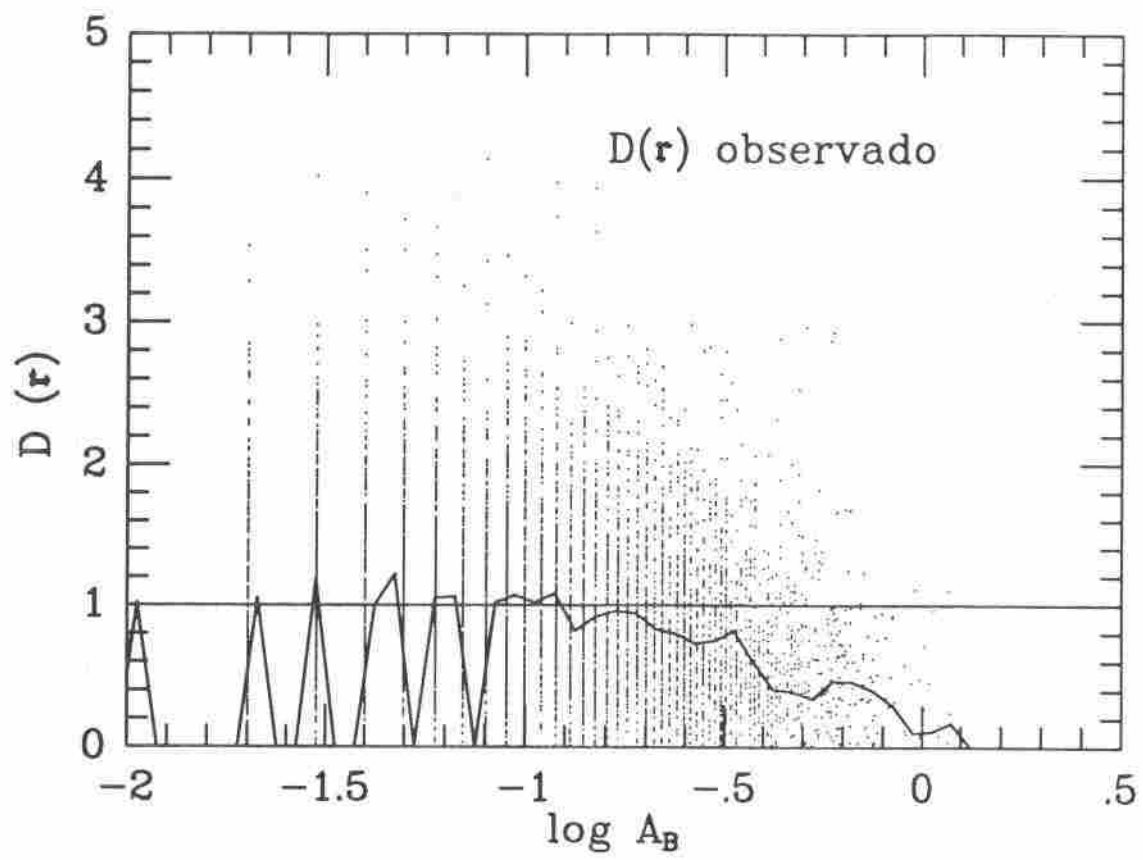


Figura 5.3

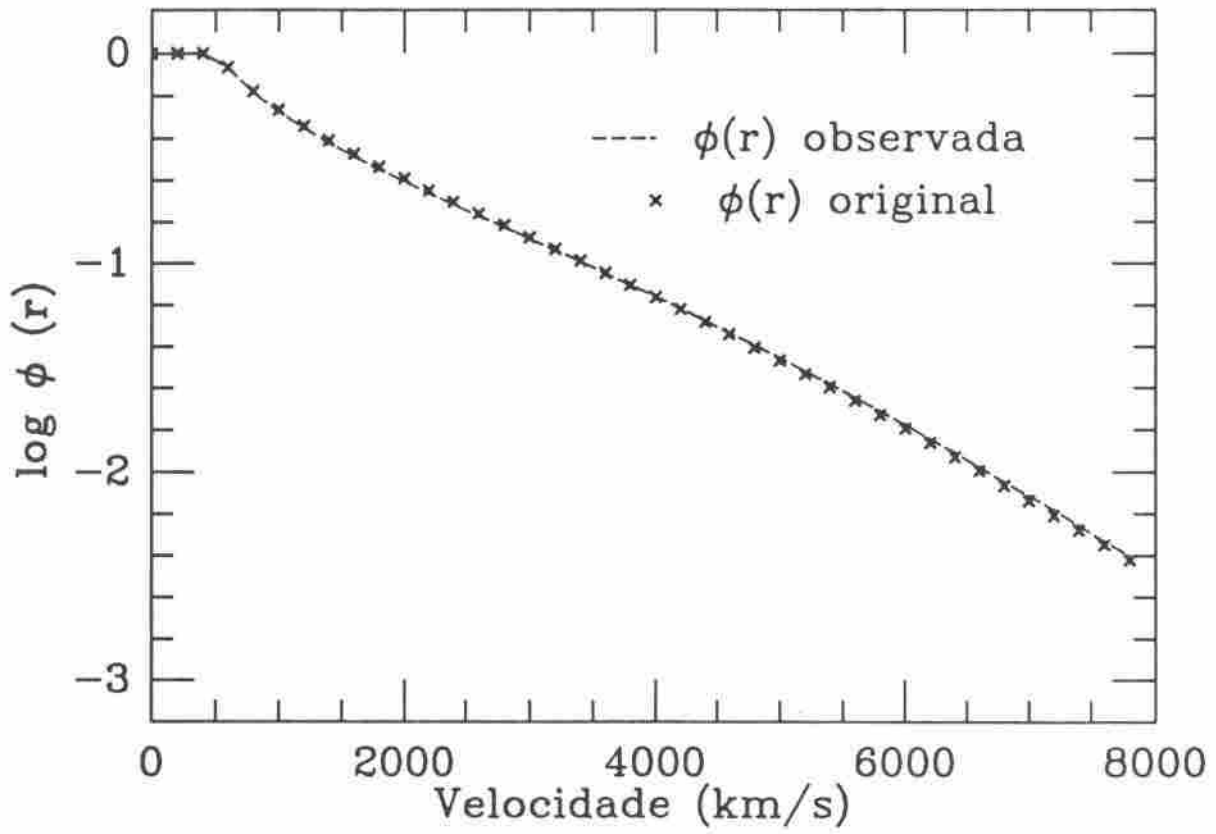


Figura 5.4

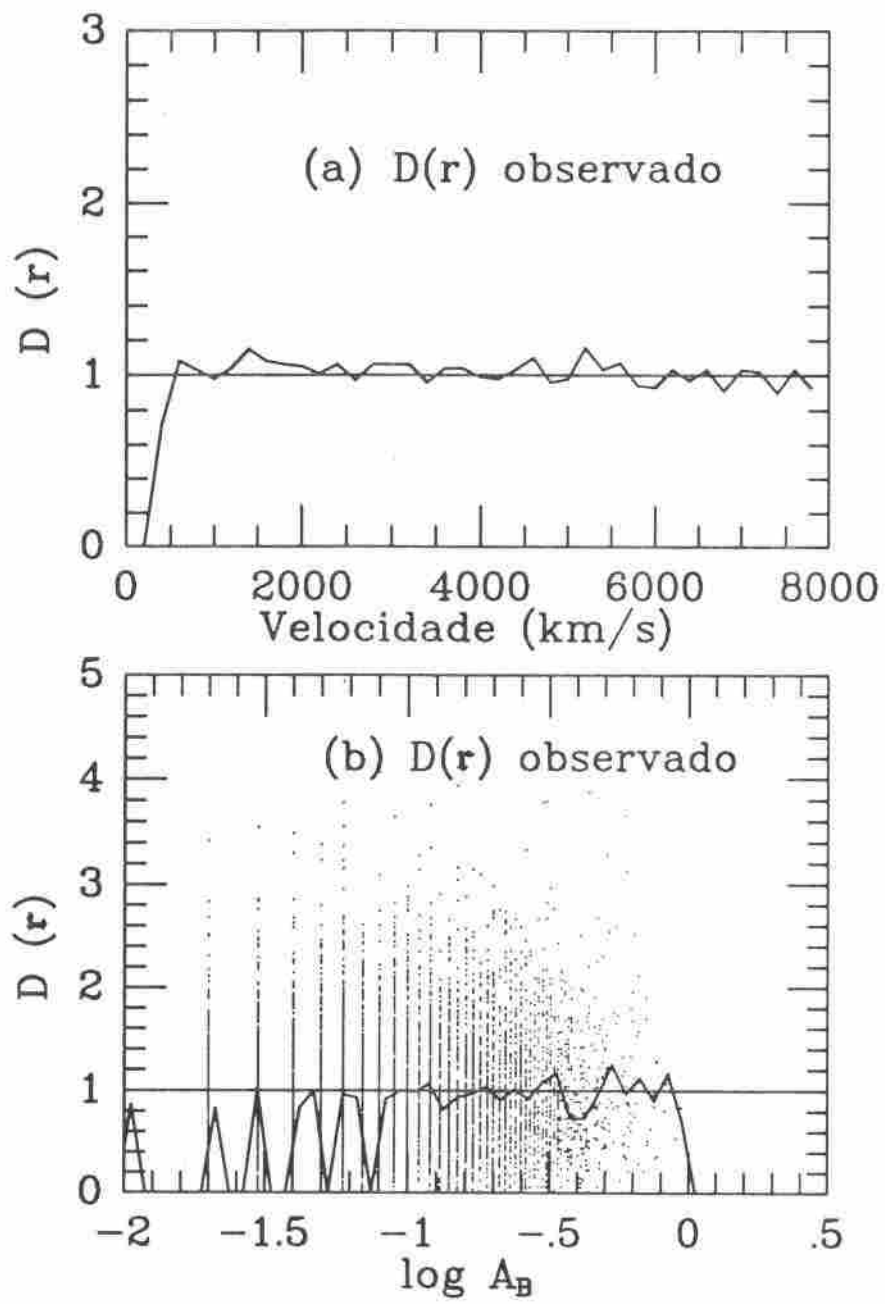


Figura 5.5

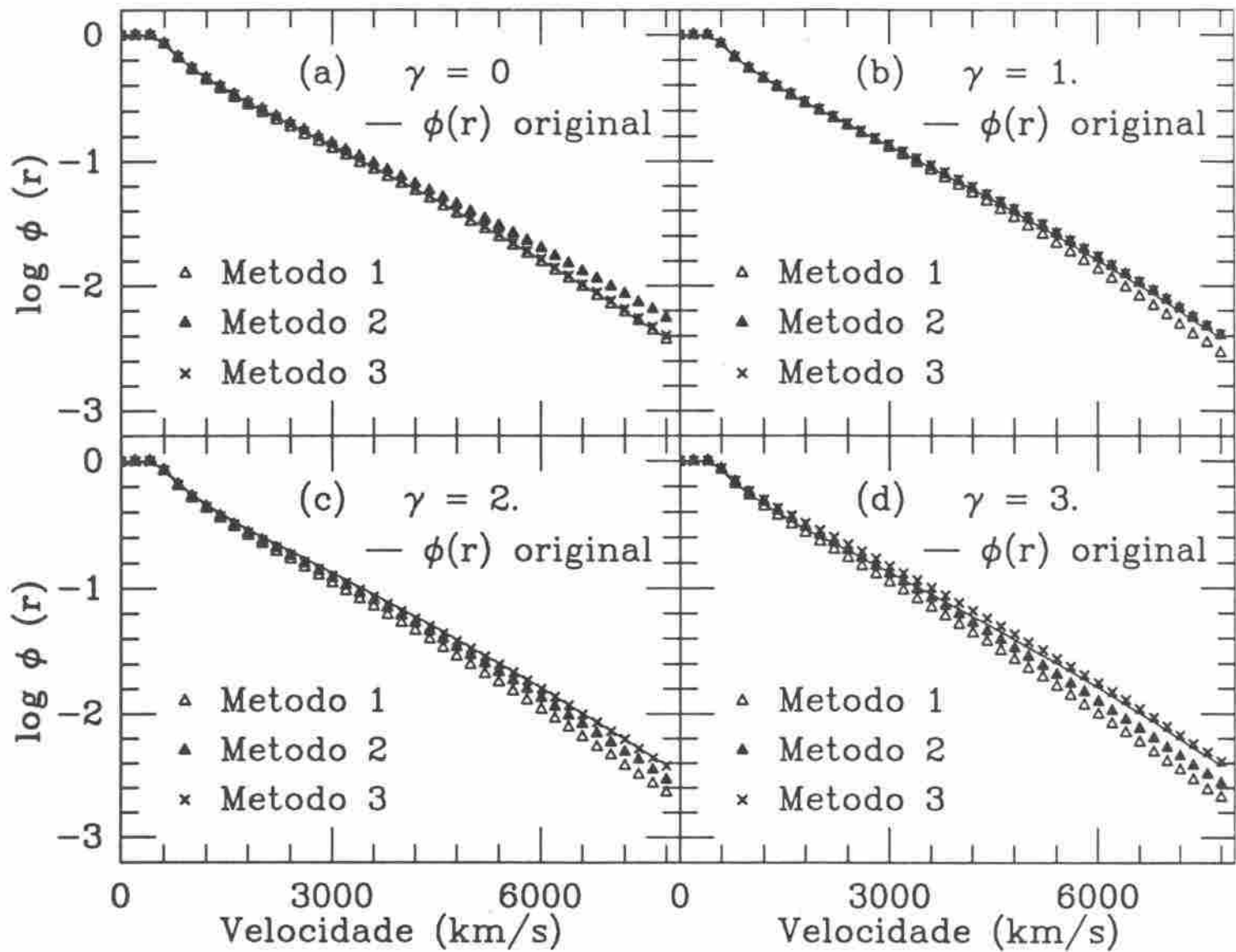


Figura 5.6

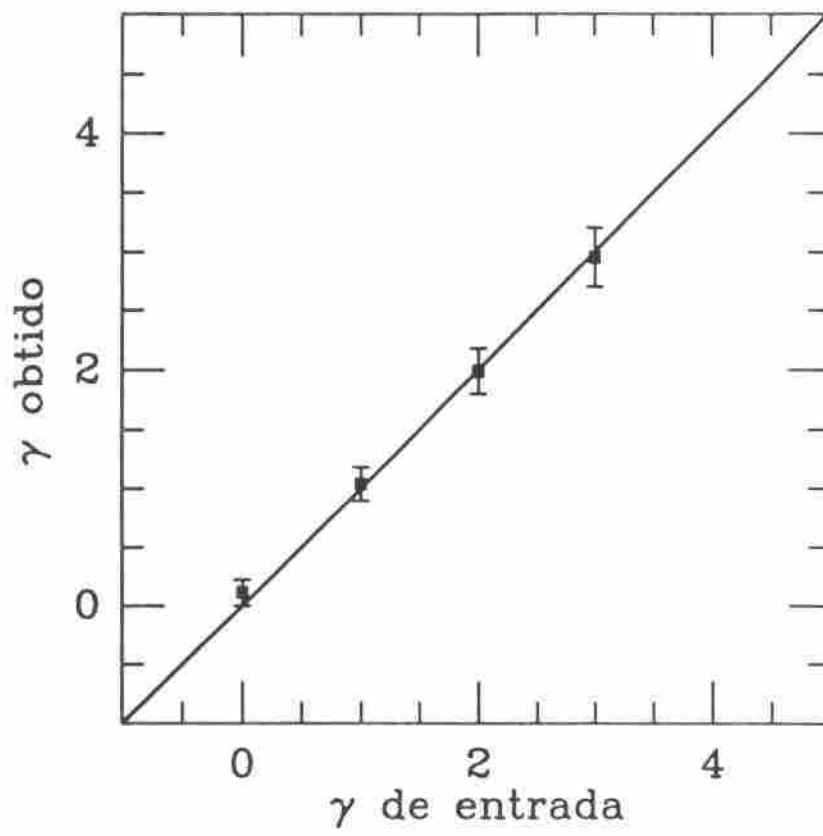


Figura 5.7

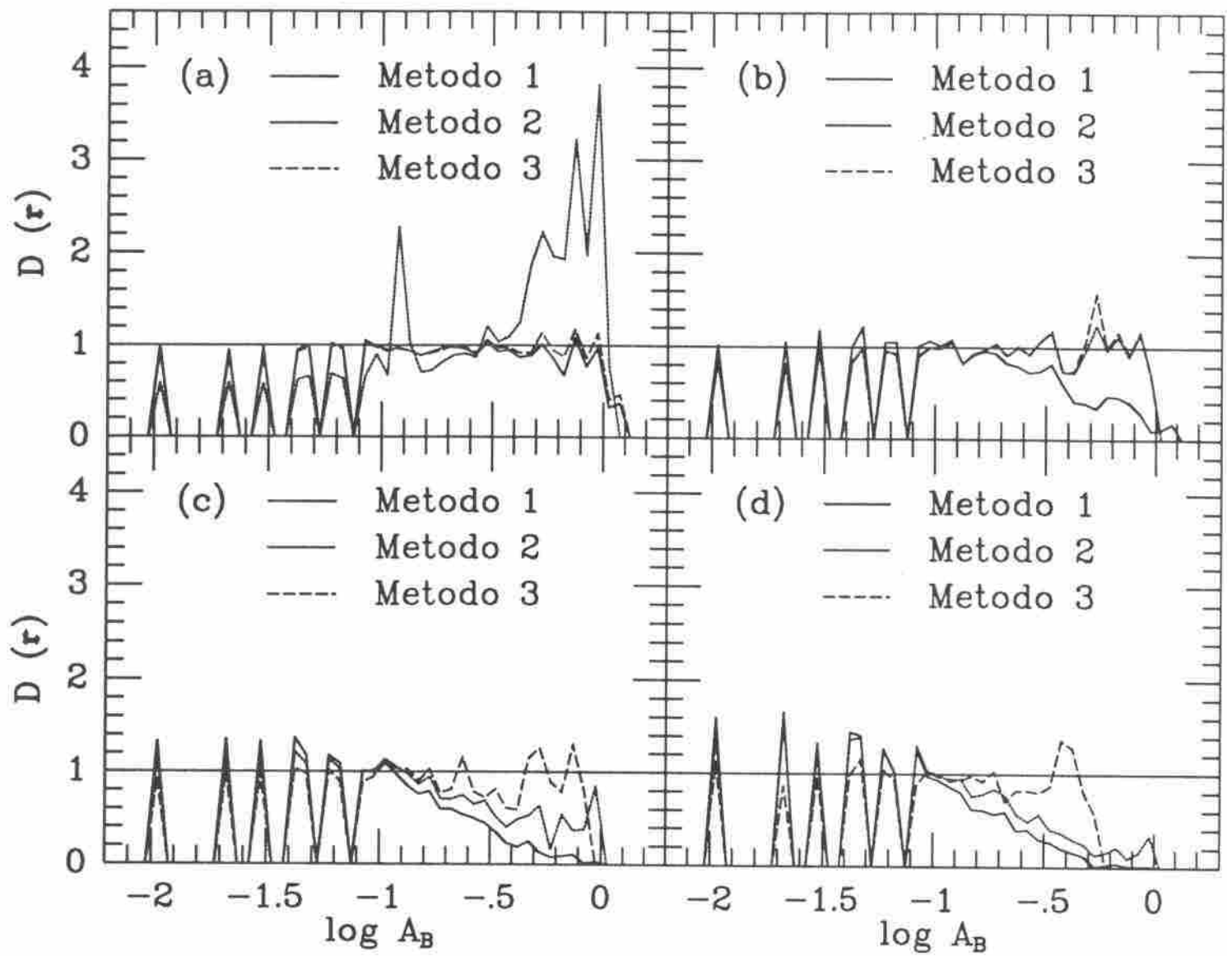


Figura 5.8

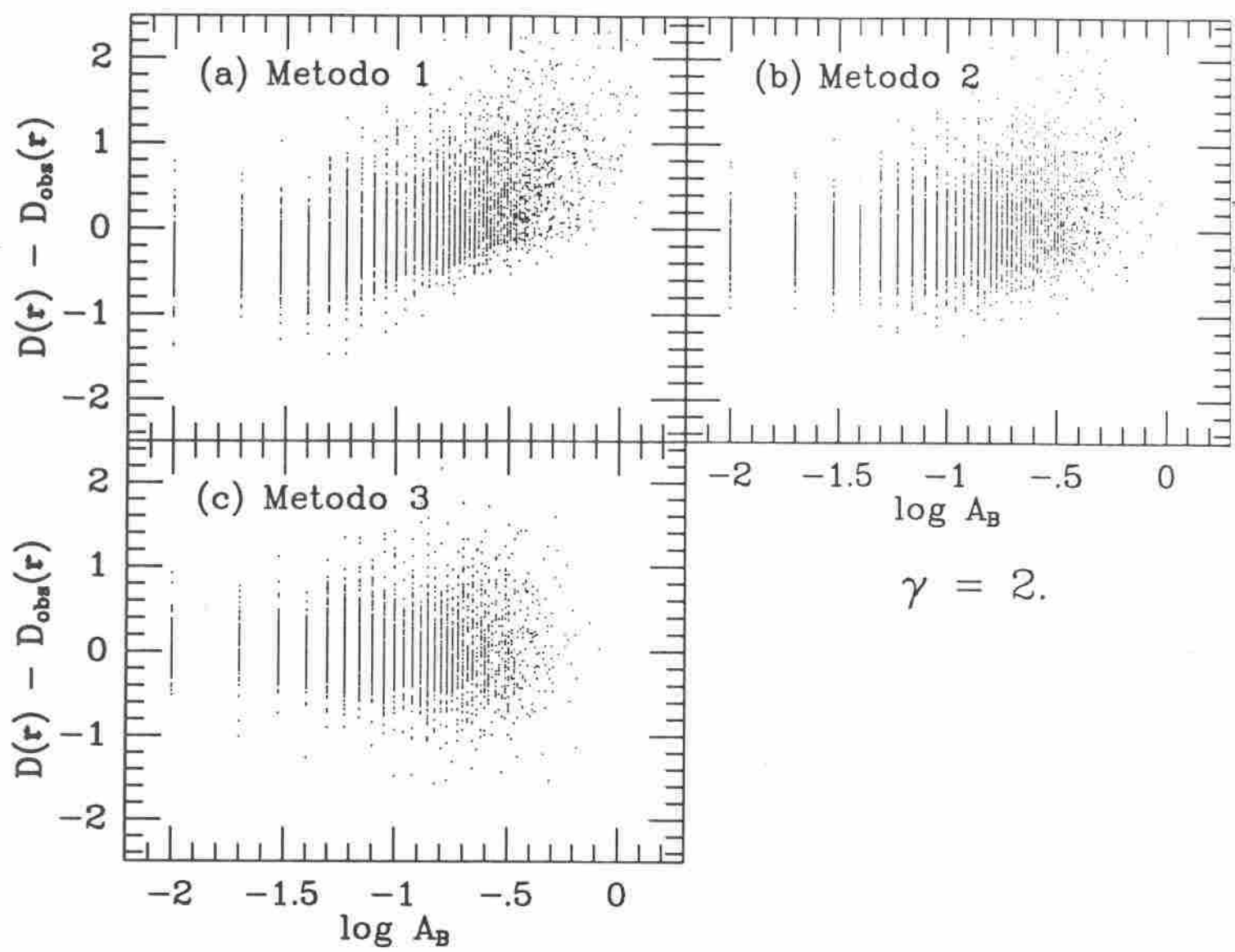


Figura 5.9

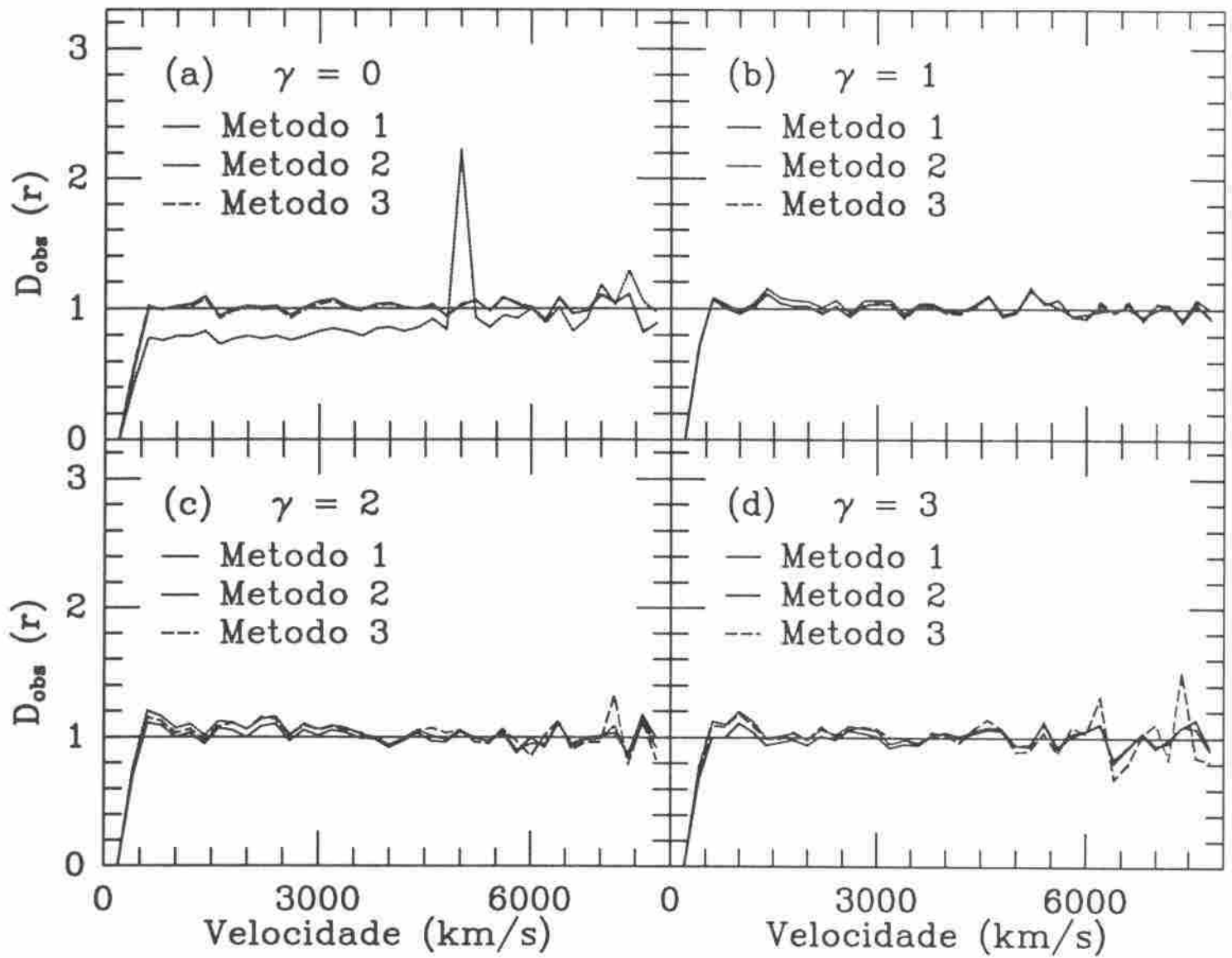


Figura 5.10

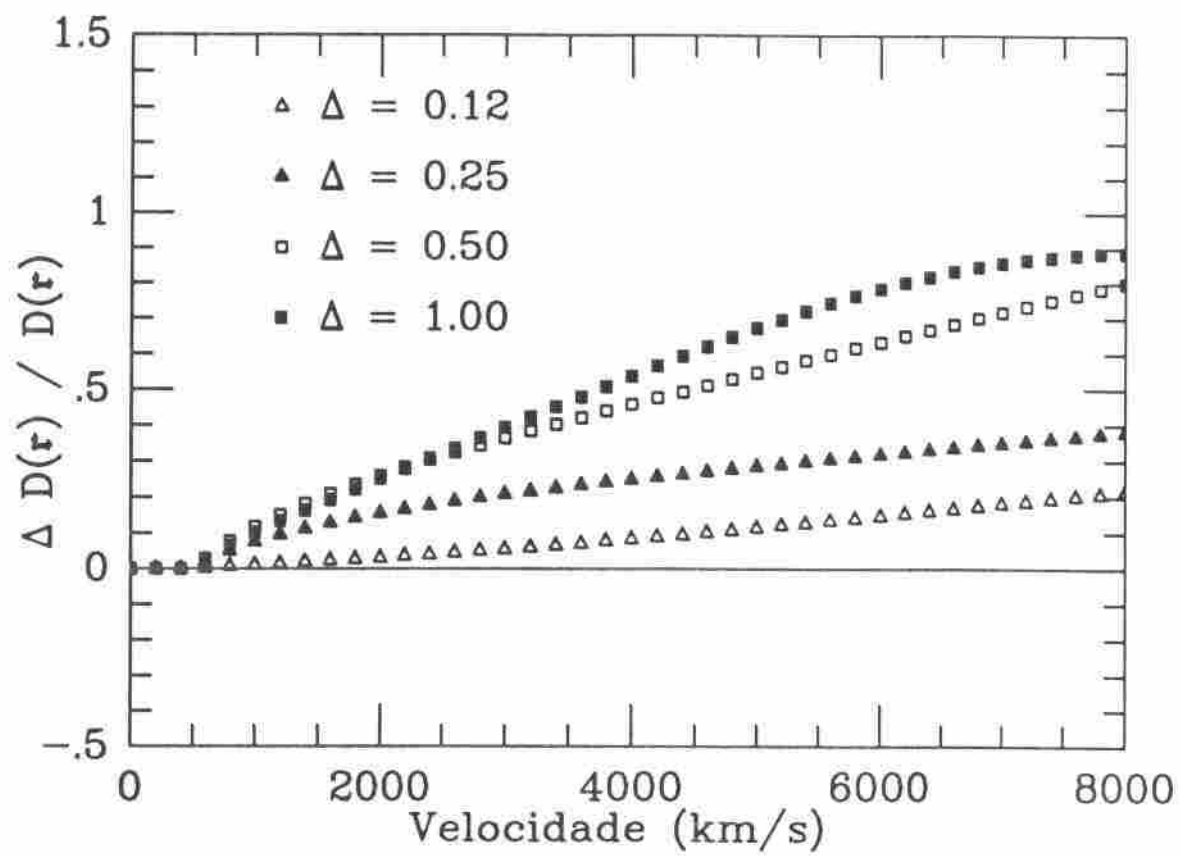


Figura 5.11

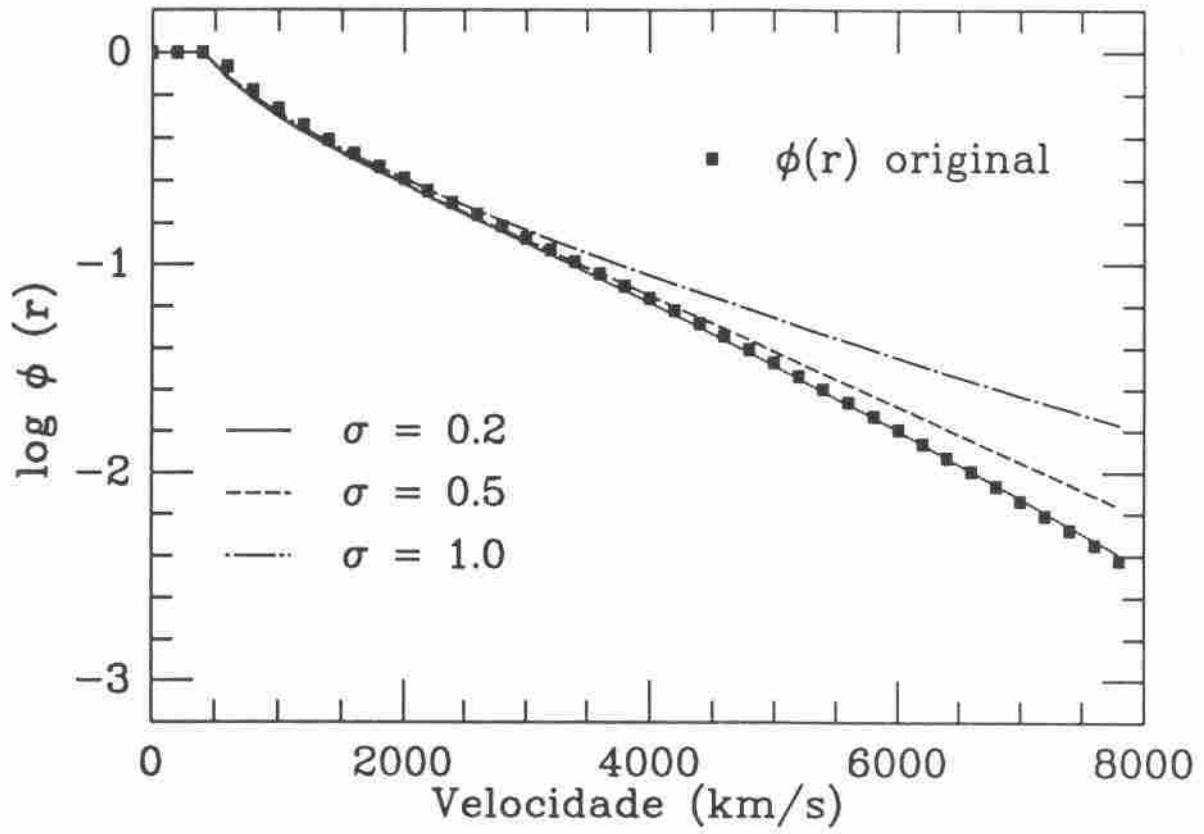


Figura 5.12

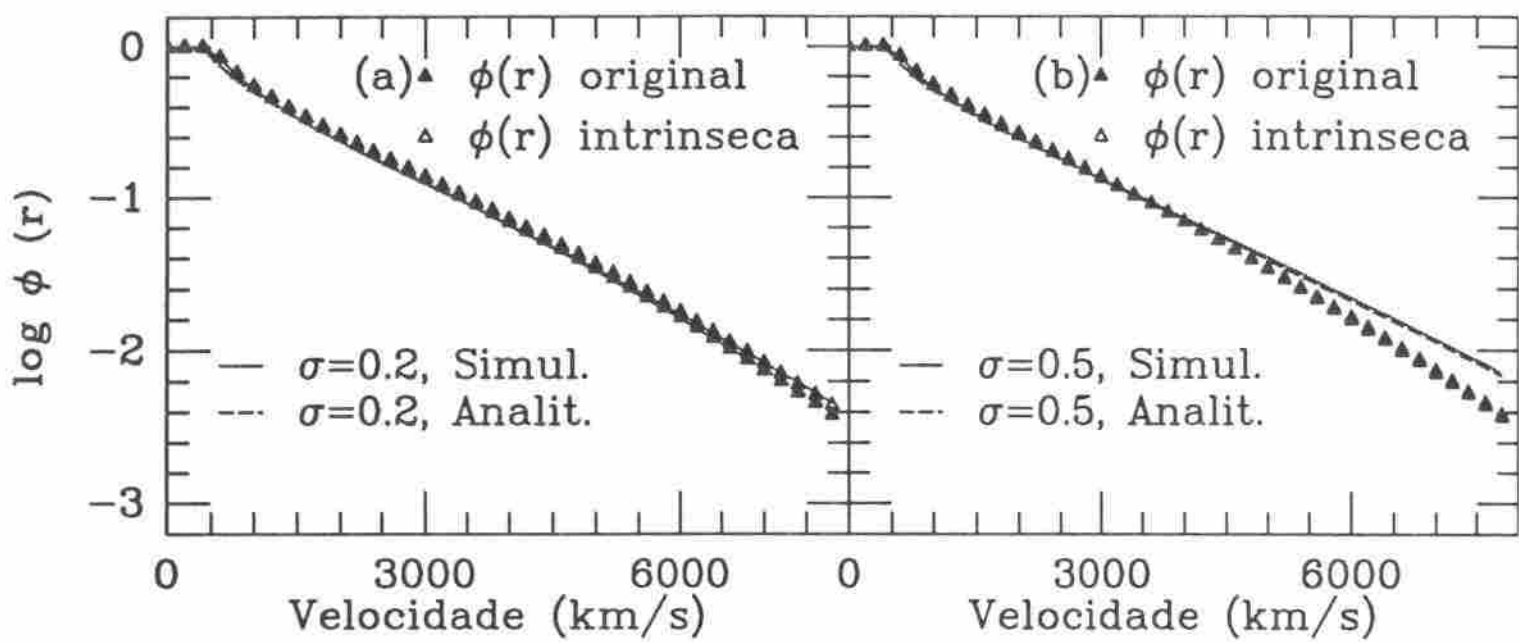


Figura 5.13

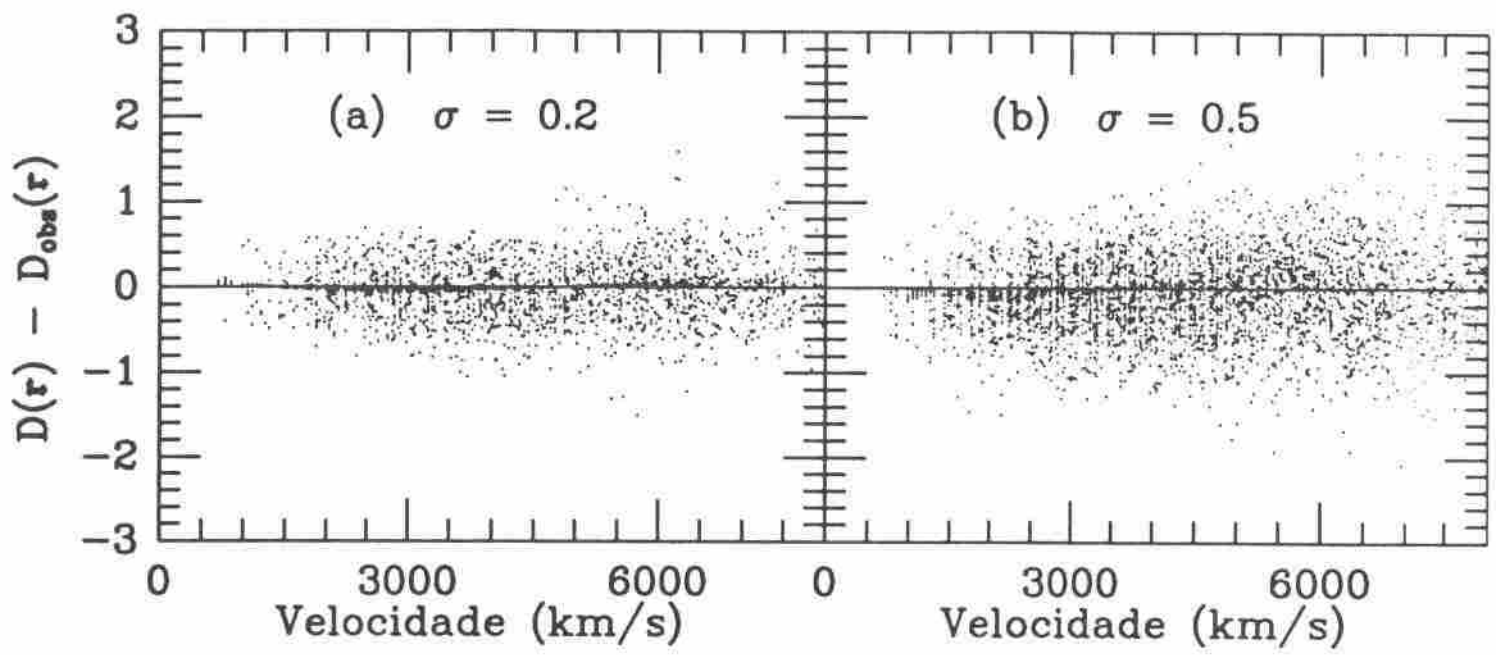


Figura 5.14

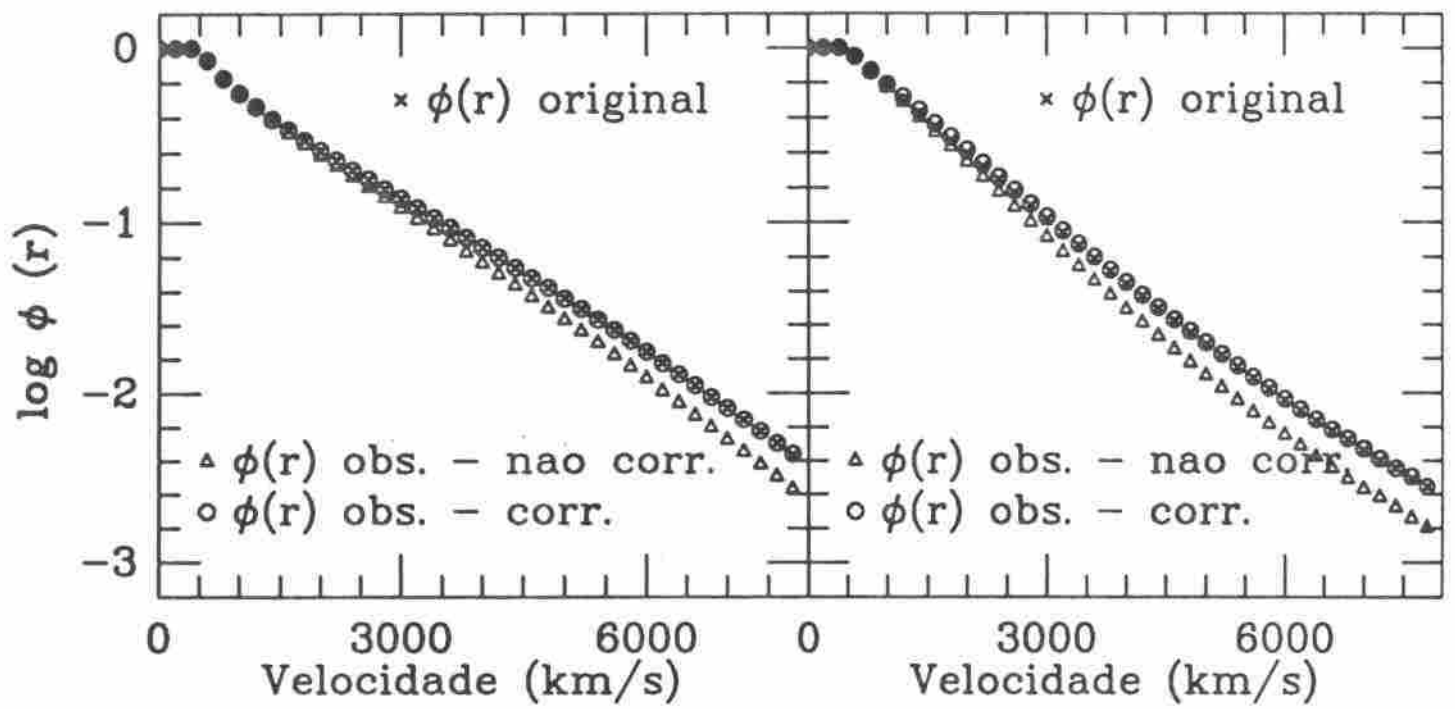


Figura 5.15

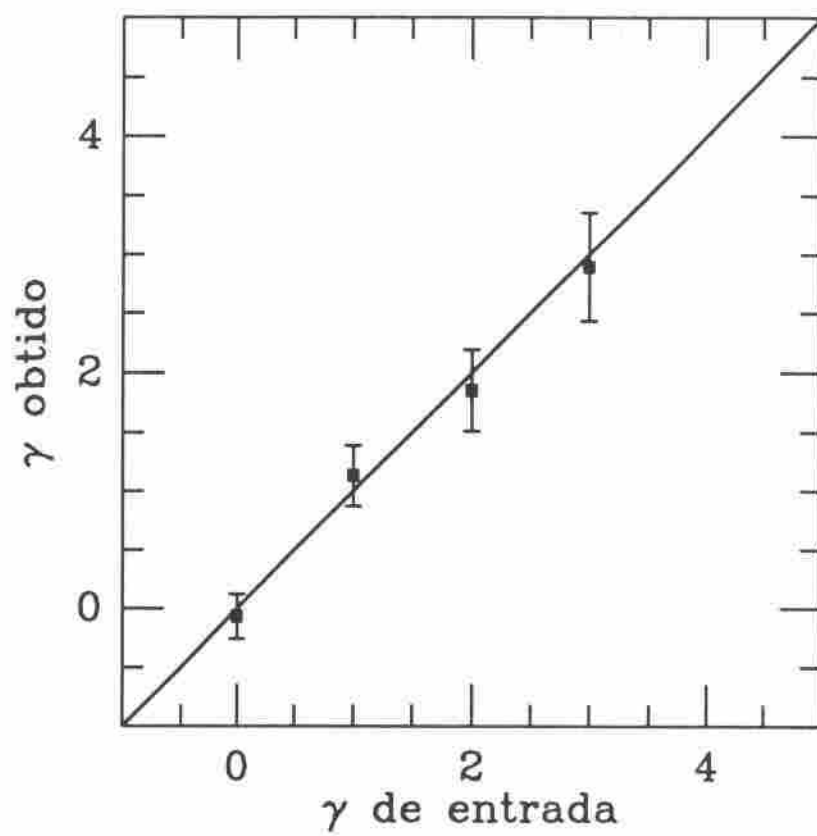


Figura 5.16

VI. ANÁLISE DO CAMPO DE DENSIDADE DE ORS

Aplicaremos aqui, sobre a amostra ORS descrita no capítulo IV, os métodos desenvolvidos nos capítulos II e V. Na seção VI.A, algumas questões preliminares necessárias à análise de ORS serão discutidas. Discutiremos também as dificuldades práticas encontradas na determinação da função de seleção $\phi(r)$ e na sua correção para os efeitos de absorção galáctica. Na seção VI.B, um estudo da dependência do campo de densidade em função da morfologia será efetuado. Essa análise de segregação seguiu a mesma metodologia aplicada à amostra do CfA (capítulo III), permitindo assim a obtenção de níveis de confiança de segregação e de fatores de segregação relativos (ver expressões 1.1 ou 6.7). Já na seção VI.C será feita uma comparação da distribuição de galáxias óticas com a de galáxias da amostra IRAS cortada em 1.2 Jy (Strauss *et al.* 1992b). Variações no campo de densidade em função do critério de seleção de galáxias ORS também serão estudadas.

VI.A Preparação da amostra

Pelo fato de se tratar de uma amostra de grande extensão, é possível obtermos para a amostra ORS estimativas de segregação mais confiáveis do que aquelas obtidas no capítulo III para o CfA. Conforme mostrado no Capítulo IV, ORS está essencialmente completa tanto em magnitudes ($m \leq 14.5$) quanto em diâmetros ($\theta \geq 1.9'$). Com o intuito de melhor aproveitar os dados disponíveis, foram utilizadas aqui, separadamente, as amostras definidas a partir de ambos os critérios de seleção. Passaremos a denominar as amostras ORS limitadas em magnitude e diâmetro de ORS- m e ORS- θ , respectivamente. Apesar de haver uma fração considerável de objetos em comum a essas duas amostras, o que faz com que elas não sejam inteiramente independentes, a utilização de diferentes critérios de seleção permite uma análise mais geral do campo de densidade de galáxias. Usando tanto ORS- m quanto ORS- θ será possível, por exemplo, testar o nível de reprodutibilidade dos resultados de segregação obtidos. Além disso, na seção VI.C, essas duas amostras serão utilizadas, juntamente com a amostra IRAS a 1.2 Jy, para estudar as possíveis variações no campo de densidade em função do critério de seleção.

No entanto, antes de procedermos à análise do campo de densidade de ORS e de suas variações, faz-se necessária a discussão de diversas questões específicas, que serão abordadas ao longo desta seção.

VI.A.1 Áreas excluídas da análise

Conforme destacado no Capítulo IV, o objetivo original deste levantamento de velocidades radiais foi o de cobrir todo o céu, exceto pela região $|b| \leq 20^\circ$. O ângulo sólido correspondente à área almejada é de 8.27 steradianos. Todavia, mesmo com o corte em latitude galáctica, ainda restam áreas do céu sujeitas a valores de absorção galáctica consideráveis. Em algumas regiões, a amplitude de A_B é suficientemente grande para impedir a inclusão de qualquer galáxia na amostra ORS. Essas regiões, portanto, não são efetivamente amostradas, tornando assim impossível a determinação do campo de densidade. Há também casos de direções do céu às quais são atribuídos valores extremos de A_B por Burstein & Heilles (1984) e que, ainda assim, contêm objetos. Tal situação leva ao aparecimento de erros de “shot noise” intratáveis. Obviamente, a presença de objetos nessas regiões, ao invés de refletir um evento raro de um objeto brilhante em uma região de alta extinção (o que justificaria a atribuição de um alto peso ao mesmo na determinação do campo de densidade), se deve a fatores como limitações na resolução espacial das medidas de A_B ou erros nas magnitudes desses objetos. O efeito causado por estes eventos já foi, inclusive, exemplificado no capítulo anterior, pelo grande pico em um dos campos de densidade em conchas radiais mostrados no painel *a* da figura 5.10. Naquele caso particular, como se tratava de uma simulação de Monte-Carlo, à qual não foram atribuídos erros de qualquer natureza, o “shot noise” se deveu à adoção de um valor muito alto para o parâmetro γ , de correção para extinção galáctica (assumiu-se $\gamma = 1$, ao passo que seu valor correto seria $\gamma = 0$). A origem do efeito, contudo, é a mesma que no presente caso: a atribuição de um peso excessivamente alto a uma única ou a um pequeno número de galáxias, em função de erros na correção para extinção galáctica. Levando em conta os problemas causados por essas regiões de alta absorção, decidimos então excluir da amostra todas as direções do céu para as quais $A_B \geq 0.7$. Este valor limite foi escolhido por ser o máximo para o qual ainda foi possível dispor de uma amostragem estatisticamente confiável de galáxias em todo o domínio de distâncias utilizado na análise. Esse novo corte aplicado à amostra resultou na perda adicional de aproximadamente 0.20 steradianos em ângulo sólido e de apenas 18 galáxias.

No caso de ORS-m, além do corte em latitude galáctica e da eliminação das outras regiões de alta extinção, há mais dois problemas que impossibilitaram a amostragem de objetos: a) não há magnitudes na região do ESGC, apenas diâmetros; b) na região ESO, as magnitudes provêm do catálogo ESO-LV, que não cobre todas as placas do levantamento original do ESO. Há, portanto, “buracos” localizados nesta região do céu, quando usamos ORS-m. Ambos estes problemas já haviam sido mencionados no Capítulo IV.

Quanto à faixa coberta pelo ESGC, há ainda o problema causado pela incompletude em velocidades radiais, que nesta região é de 13% (ver tabela IV.1). Esse nível de incompletude é suficientemente grande de forma a merecer ser levado em conta na presente análise. Além

disso, as medidas de diâmetro nesta região podem apresentar diferenças sistemáticas com relação às do ESO e do UGC. Conforme discutido nos capítulos anteriores, é conveniente, portanto, que a determinação da função de seleção seja feita separadamente para esta região, tal como será feito para as outras duas. A função de seleção também varia significativamente em função da morfologia, resultado mostrado no Capítulo III. Tal fato exige a determinação de $\phi(r)$ separadamente também para as diferentes classes morfológicas. No caso do ESGC, no entanto, isso implica determinar $\phi(r)$ para subamostras contendo um número relativamente pequeno de objetos. Diante das dificuldades envolvidas, optamos por não incluir esta região na presente análise. Esta amostra poderá ser utilizada oportunamente para diversos outros estudos como, por exemplo, na reconstituição do campo de velocidades peculiares e na determinação da aceleração induzida sobre o Grupo Local. Para isso, contudo, faz-se necessário aumentar o nível de completeza em velocidades radiais, o que já está sendo feito. Outra perspectiva importante, que poderá advir da publicação da versão final do catálogo, é a possibilidade de se compreender as possíveis diferenças sistemáticas entre o ESGC e os demais, o que, por seu turno, pode permitir a conversão de diâmetros ESGC para a escala do ESO ou do UGC.

Com a exclusão da fatia do ESGC e das regiões de alta extinção galáctica discutidas anteriormente, o ângulo sólido efetivamente coberto por ORS foi reduzido a 6.94 steradianos. Além disso, a ausência de magnitudes nas placas ESO não cobertas por Lauberts & Valentjin (1989) acarretou uma perda adicional de 0.34 steradiano sobre ORS-m.

Cumprir mencionar que a redução do ângulo sólido (e, portanto, do volume) total amostrado não é a única consequência dos problemas citados acima: esta perda tem que ser incorporada ao cálculo da densidade de galáxias. No caso da densidade média global, n_1 (ver expressão 2.16), essa é uma tarefa relativamente simples, pois exige apenas que se determine o novo volume amostrado. Este último, por seu turno, depende apenas do ângulo sólido total coberto pela amostra e do limite máximo de distância usado na análise do campo de densidade. A adoção de uma distância máxima, conforme enfatizado no Capítulo II, se faz necessária como forma de evitar erros de "shot noise" muito grandes. Os valores desta distância máxima usados para nossas amostras serão apresentados na subseção VI.B.1.

Medidas de densidade em conchas radiais (II.B.1) também são facilmente adaptadas à exclusão de determinadas regiões, bastando novamente que se conheça o ângulo sólido total efetivamente amostrado. Contudo, no caso de estimativas localizadas de densidade, tal como em uma rede de pontos, o volume efetivamente amostrado em torno de cada ponto será variável, dependendo da direção em que este se encontra. O procedimento utilizado nesta análise para lidar com esta dificuldade foi o de desconsiderar, para efeito do cálculo de densidades, todos os pontos situados em áreas excluídas. Além disso, estimativas de $D(r)$ em regiões limítrofes a áreas excluídas também exigiram um cuidado especial. Idealmente, para estes casos gostaríamos de calcular o volume efetivamente amostrado em torno de cada ponto e normalizar a contagem de galáxias em torno do ponto por este volume (ver II.B.2 para uma descrição

mais detalhada do cálculo de densidades pontuais). Isso, contudo, seria oneroso do ponto de vista computacional, principalmente no caso de pontos situados nas vizinhanças das regiões excluídas e de contornos irregulares. Uma outra alternativa seria a de renunciar ao cálculo de $D(\mathbf{r})$ não apenas nos pontos situados dentro das regiões excluídas, mas também naqueles cujo volume usado para o cálculo da densidade ocupa, ainda que parcialmente, uma dessas regiões. Este foi, na verdade, o procedimento aplicado às regiões próximas do corte em $|b| \geq 20^\circ$ e da faixa coberta pelo ESGC. Contudo, a aplicação deste procedimento a pontos em torno das demais regiões excluídas levaria a uma perda considerável e desnecessária de estimativas de densidade. Isto porque estas outras regiões, apesar de serem pequenas quando comparadas ao volume total coberto pela amostra, estão espalhadas em várias direções. A solução dada foi a de preencher essas demais regiões com “galáxias fictícias”, distribuídas uniformemente no espaço e seguindo a mesma função de seleção e densidade média obtidas para as galáxias verdadeiras. Tal procedimento equivale a substituir essas regiões vazias por uma distribuição para a qual $D(\mathbf{r})=1$. Este método tem as vantagens adicionais de ser extremamente simples de implementar, através da aplicação das técnicas de Monte-Carlo descritas na seção II.D, e de garantir a continuidade na representação do campo de densidade nas regiões excluídas. Por outro lado, as medidas de $D(\mathbf{r})$ nos pontos limítrofes às áreas excluídas não serão estritamente corretas, pois serão contaminadas pela nossa premissa de que o campo de densidade é uniforme nas áreas excluídas. Porém, como estamos interessados em comparações entre dois ou mais campos de densidade distintos, e não nas medidas de $D(\mathbf{r})$ propriamente ditas, o erro cometido não será relevante, pois será o mesmo para todas as estimativas de $D(\mathbf{r})$ que fizermos em um dado ponto.

Na figura 6.12, mais adiante, será dado um panorama geral da distribuição das regiões excluídas mencionadas aqui, bem como daquelas regiões adicionais a serem excluídas da análise da seção VI.C.

VI.A.2 Regiões de alta densidade

Suficientemente próximo de aglomerados ou outras regiões de alta densidade, as velocidades peculiares tendem a causar distorções consideráveis na distribuição de galáxias inferida pelos “redshifts”. Prova disso é a existência dos chamados “dedos de Deus”, que são alongamentos na distribuição de objetos ao longo da direção radial, visíveis em muitos aglomerados. No caso do aglomerado de Virgo, por exemplo, a dispersão de velocidades radiais estimada para suas galáxias componentes é de aproximadamente 1000 km s^{-1} . Como a distância de Virgo é mais ou menos desta ordem, a superposição dos movimentos peculiares pode induzir a erros de 100% para as distâncias de galáxias deste aglomerado. Como forma de evitar este problema, a todas as galáxias tidas como membros de Virgo foi atribuída a posição correspondente ao seu

centro. Ou seja, essas galáxias foram “colapsadas” sobre um único ponto no espaço. O mesmo foi feito com outros aglomerados e regiões de alta densidade. São elas, além de Virgo: Coma, Perseus e Ursa Major na região do UGC e Hydra, Centaurus, Fornax e Eridanus na região ESO. Este tratamento dispensado para regiões não-lineares foi aplicado também no Capítulo III. A posição central assumida para cada uma dessas estruturas, bem como o critério de definição usado para decidir quais objetos pertencem a esses aglomerados, são os mesmos que antes (ver tabela 2 de Yahil *et al.* 1991 e tabela 2 de Strauss *et al.* 1992a).

Exceto pelo mencionado acima, não foram aplicadas quaisquer outras correções para a presença de velocidades peculiares. Este procedimento foi também adotado por Strauss *et al.* (1992a); conforme observado por estes autores, no que concerne à determinação da função de seleção e do campo de densidade, o efeito de se corrigir “redshifts” para a atração causada por Virgo, por exemplo, é pequeno. Conclusões semelhantes foram obtidas por Thuan *et al.* (1991).

VI.A.3 Amostra ESO limitada em magnitude

Conforme discutido no capítulo IV, a amostra limitada em magnitude na região do catálogo ESO tem em si embutidos dois critérios de seleção: $\theta \geq 1'$, que representa o critério de seleção nominal do próprio catálogo e B_T (ou m_{25}) ≤ 14.5 . Portanto, a função de seleção para esta amostra é dada por

$$\phi(r) = \frac{\int_{L_{min}(r)}^{\infty} \int_{D_{min}(r)}^{\infty} \Psi(L, D) dD dL}{\int_{L_s}^{\infty} \int_0^{\infty} \Psi(L, D) dD dL}, \quad (6.1)$$

sendo $D_{min}(r) = \theta_{min} r$ e as definições de $L_{min}(r)$ e L_s as mesmas dadas anteriormente no Capítulo II (ver seção II.A). Já $\Psi(L, D)$ é, tal como na seção V.C.2, a função bivariada de luminosidade e diâmetro absoluto.

Temos aqui uma situação diferente de uma amostra limitada apenas em diâmetro, cujo método de cálculo de $\phi(r)$ foi descrito em V.C.2. Naquele caso, assim como para uma amostra limitada apenas em magnitude, o comportamento da função de seleção depende de uma única variável: o diâmetro (magnitude) absoluto(a) mínimo(a) correspondente a cada distância, $D_{min}(r) = \theta_{min} r(L_{min}(r))$. Foi então possível facilmente generalizar o método de determinação de $\phi(r)$ para os dois casos. Já no presente caso, a perda de objetos com a distância se dá tanto pelo limite em magnitude como por diâmetro. Isso tem que ser levado em conta no processo de determinação de $\phi(r)$. De maneira rigorosa, deveríamos então parametrizar a função $\Psi(L, D)$ e maximizar a quantidade

$$P(\{L_i, D_i\} | \{r_i\}) = \prod_i \frac{\Psi(L_i, D_i)}{\int_{D_{min}(r_i)}^{\infty} \int_{L_{min}(r_i)}^{\infty} \Psi(L, D) dL dD} \propto \prod_i \frac{\Psi(L_i, D_i)}{\phi(r_i)}, \quad (6.2)$$

que é análoga à expressão (2.12) para o caso de uma amostra cortada tanto em diâmetro quanto em magnitude.

Contudo, a relação entre $\Psi(L, D)$ e $\phi(r)$ não é trivial como a expressão (2.10), o que tornaria a expressão (6.2) acima também mais complicada do que (2.11). Sendo assim, optamos por seguir um caminho operacionalmente mais simples, apesar de menos rigoroso, e que consiste em manter novamente a mesma parametrização para $\phi(r)$ e para a função de probabilidade a ser maximizada, (2.11), mas definindo $r_{max}^i = \min(r_{max}(L_i), r_{max}(D_i))$ para cada i -ésimo objeto. Esse procedimento simples permite a correta derivação da função de seleção definida por (6.1). Isso pôde ser comprovado utilizando-se a amostra do UGC, para qual dispomos tanto de diâmetros, até o limite de $\theta \geq 1'$, quanto de magnitudes, até o limite $m \leq 14.5$. Na figura 6.1, mostramos $\phi(r)$ tal como obtida para as amostras UGC limitadas em magnitude somente (triângulos abertos) e tanto em magnitude quanto em diâmetro, tal como ocorre para amostra do ESO (triângulos sólidos). Esta última foi obtida da primeira pela multiplicação da primeira pela fração de galáxias com $\theta \geq 1'$ a cada distância. Já a linha tracejada representa a função de seleção obtida pelo nosso método simplificado. Note que esta última descreve perfeitamente a função de seleção correta para a amostra cortada tanto em magnitude quanto em diâmetro. Evitamos, portanto, a complicação de ter que estabelecer uma parametrização e uma expressão para a probabilidade condicional distintas para a amostra ESO limitada em magnitude. Pagamos contudo, o preço de não sermos capazes de obter $\Psi(L, D)$ por este método, pois, ao forçarmos a mesma parametrização para $\phi(r)$, perdemos o controle da parametrização de $\Psi(L, D)$ a ela correspondente.

VI.A.4 Dificuldades na derivação das funções de seleção

Conforme discutido nos capítulos II e V, a determinação de $\phi(r)$ é um passo fundamental para a obtenção de medidas de densidade. Assim sendo, cabe aqui uma discussão sobre as particularidades envolvidas em sua determinação para as amostras ORS- m e ORS- θ .

Uma vez que nossas amostras, por serem uma composição de diferentes catálogos de galáxias, apresentam diferenças sistemáticas nas escalas de magnitude e diâmetro, optamos por estimar $\phi(r)$ separadamente para as regiões do ESO e do UGC. Além disso, a experiência com a amostra do CfA revela que existem diferenças substanciais nas funções de luminosidade das diferentes subamostras morfológicas. Portanto, funções de seleção foram determinadas separadamente para cada subamostra morfológica estudada. Estas subamostras, bem como suas funções de seleção e medidas de densidade serão apresentadas na seção VI.B. Procuramos ainda investigar a influência da extinção galáctica sobre $\phi(r)$. Para isso, foram aplicados às subamostras de ORS- m e ORS- θ os métodos 1 e 3 descritos no Capítulo V. Usaremos novamente aqui as abreviações M1 e M3 quando nos referirmos a estes métodos de determinação de $\phi(r)$.

A determinação de $\phi(r)$ para as diversas subamostras de ORS- θ e de ORS-m, contudo, acarretou complicações adicionais, que não existiam no caso das simulações de Monte-Carlo utilizadas no Capítulo V. A necessidade de subdividirmos nossas amostras de dados de acordo com a região do céu e também em classes morfológicas, resultou em uma redução considerável no número de objetos utilizado em cada ajuste a $\phi(r)$. Enquanto as simulações de Monte-Carlo possuíam de 5000 a 15000 pontos, as subamostras analisadas neste capítulo, conforme será visto mais adiante, possuem tipicamente entre 300 e 1200 galáxias. No Capítulo V, a geração de simulações com muito mais objetos do que nossas amostras reais se justificava pelo fato de que o objetivo destas simulações era o de testar os diferentes métodos de ajuste a $\phi(r)$, bem como quantificar a influência de erros sistemáticos e aleatórios sobre $\phi(r)$ e o campo de densidade. Era importante, portanto, minimizar os efeitos devidos às flutuações estatísticas. No caso das subamostras morfológicas de ORS-m e ORS- θ , no entanto, essas flutuações não são desprezíveis e exigiram um maior cuidado na derivação de $\phi(r)$.

Particularmente importante foi a definição do nível de convergência apropriado para o ajuste de $\phi(r)$. Conforme descrito na seção II.A, este ajuste foi feito pela minimização da função de probabilidade $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ (dada pela expressão 2.12) de cada subamostra até que esta viesse a convergir para um dado valor. No caso de amostras pequenas, a adoção de um critério muito rigoroso de convergência para o ajuste de $\phi(r)$, não raro, tende a causar problemas numéricos e computacionais, bem como erros induzidos pela presença de pontos espúrios. Por outro lado, um limite de convergência muito flexível pode resultar em ajustes pouco precisos e dependentes dos valores iniciais adotados para os parâmetros α , β , r_* e γ . A diretriz adotada neste trabalho foi a de procurar obter ajustes os mais precisos possível, mas que ainda assim não incorressem em problemas computacionais e que fossem realmente representativos da população de galáxias associada a cada subamostra. Na prática, o limite de convergência foi determinado através da utilização da técnica de “bootstrapping”, introduzida na seção II.C. Para cada uma das subamostras morfológicas estudadas, foram obtidas diversas séries de 50 realizações de “bootstrapping” cada uma. Em cada uma dessas séries de simulações o limite de convergência de ajuste foi mantido fixo. Para cada série, computamos então a fração de realizações para as quais o ajuste a $\phi(r)$ tenha sido bem sucedido. Definimos como ajuste bem sucedido, aquele que não tenha sofrido problemas numéricos, tenha sido o resultado de pelo menos 5 iterações de ajuste e que tenha resultado em uma função de seleção monotonicamente decrescente com a distância. Este último critério é condição necessária para que $\Phi(L)$ seja sempre positiva. Já a imposição de um número mínimo de iterações garante a exclusão de ajustes muito dependentes dos valores iniciais assumidos para os parâmetros. O limite de convergência adotado aqui para cada subamostra foi o menor valor que tenha resultado em pelo menos 80% de ajustes bem sucedidos a $\phi(r)$. Esse valor foi, em geral, da ordem de $\Delta \ln P(\{L_i\} | \{r_i\}) = 0.01 - 0.20$, onde $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ é dada pela expressão (2.12).

Outro elemento complicador foi o fato de que para várias subamostras, principalmente de ORS- θ , foram obtidos valores negativos para o parâmetro γ quando usamos M3. Obviamente, um valor negativo para γ é novamente irrealista, pois indicaria um aumento no fluxo das galáxias da amostra como resultado da presença da poeira da Galáxia. Podemos citar três fatores que podem explicar esses resultados:

- 1- A possível presença de erros sistemáticos, dependentes da direção do céu, nas magnitudes e diâmetros. Erros sistemáticos nas próprias medidas de A_B também podem induzir a incertezas significativas no valor obtido para γ .
- 2- As flutuações estatísticas causadas pelo número limitado de objetos podem tornar γ , assim como os outros parâmetros de ajuste, relativamente indeterminado.
- 3- O fato de subamostras limitadas em diâmetro apresentarem uma maior incidência de valores negativos de γ se deve possivelmente à maior variabilidade do efeito de extinção sobre os diâmetros, uma vez que, neste caso, este efeito é uma função do perfil de cada objeto.

A combinação destes diversos fatores pode eventualmente dominar o efeito da extinção propriamente dito, fazendo com que $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ seja insensível a γ . Antes de se aplicar diretamente o método 3 às subamostras ORS, faz-se necessário, portanto, uma investigação criteriosa destas possibilidades.

Conforme discutido no capítulo anterior, o desconhecimento sobre a existência de erros sistemáticos impossibilita um estudo cuidadoso de seus efeitos sobre a determinação de $\phi(r)$. As duas últimas alternativas dadas acima, no entanto, podem ser testadas como forma de explicar os resultados aparentemente inconsistentes obtidos para algumas das subamostras ORS.

Considere-se inicialmente as flutuações estatísticas devidas ao número limitado de objetos em cada subamostra. Para quantificar estas flutuações, foram realizadas novas simulações de Monte-Carlo, mas mantendo agora o número de objetos próximo dos valores correspondentes às subamostras reais. Exceto pelo número de objetos, estas novas simulações seguiram processo idêntico àquele usado para gerar as simulações dos capítulos anteriores (seção II.D). Na figura 6.2 são mostrados os valores obtidos para γ em função dos valores de entrada, ou seja, daqueles que foram usados na aplicação da lei de extinção, expressão (5.7), a cada simulação. O painel *a* reproduz os resultados obtidos a partir de simulações limitadas em magnitude, enquanto o painel *b* mostra o caso de diâmetros. Estas últimas foram tratadas pelo método apresentado na subseção V.C.2, que prevê a conversão dos diâmetros em pseudo-magnitudes (expressão 5.31). Assim como no capítulo anterior, em ambos os casos, as simulações foram construídas assumindo valores fixos para γ , que são mostrados no eixo horizontal dos painéis da figura 6.2. Na verdade, conforme será visto a seguir, o efeito de extinção varia de objeto para objeto, especialmente no caso de diâmetros. De qualquer forma, o painel *a* da figura 6.2 é análogo à

figura 5.7 e o painel *b* é análogo à figura 5.16. Pela comparação de 6.2a com 5.7, pode-se notar o significativo aumento nas barras de erro obtidas para γ . Cumpre lembrar que as simulações a que se refere a figura 5.7 tinham 15000 pontos cada. As barras de erro no painel 6.2a são suficientemente grandes para serem eventualmente consistentes com valores negativos para este parâmetro. Apesar do aumento nos erros, contudo, ainda há uma clara correlação entre os valores de entrada e os inferidos por M3. Além disso, os valores finais obtidos para γ mantêm-se relativamente insensíveis aos valores assumidos no início do processo de ajuste a $\phi(r)$. Isso foi testado diretamente pela realização de ajustes a partir de diferentes valores iniciais. Finalmente, a inclusão de erros aleatórios às magnitudes e às medidas de A_B novamente pouco alteram os resultados mostrados, exceto por um pequeno aumento adicional nas barras de erro. Este experimento revela uma relativa insensibilidade de M3 a este tipo de erro.

No caso de amostras limitadas em diâmetro (painel 6.2b), o parâmetro γ é aquele que correlaciona as pseudo-magnitudes intrínseca e observada (que por seu turno, dependem dos diâmetros intrínseco e observado, respectivamente; ver expressão (6.5) abaixo). Houve novamente um aumento substancial no espalhamento dos pontos deste painel com relação aos da figura 5.16. A mesma conclusão vale quando se compara os dois painéis da figura 6.2. As barras de erro são significativamente maiores no caso de simulações limitadas em diâmetro. Esse efeito já havia sido observado no Capítulo V. Esse comportamento sugere, portanto, uma maior insensibilidade de $P(\{L_i\} | \{r_i\})$ ao valor de γ no caso de subamostras limitadas em diâmetro. Os resultados deste experimento também parecem indicar que flutuações estatísticas sejam responsáveis, em grande parte, pela incidência de valores negativos de γ em algumas subamostras.

Seja agora a dependência do efeito de extinção com o perfil de cada galáxia. Esta variabilidade é mais pronunciada no caso de amostras limitadas em diâmetro. Para provar isso, utilizamos um tratamento analítico do problema. Considere-se, por exemplo, o efeito de extinção sobre a magnitude e o diâmetro de um objeto cujo perfil de brilho superficial é dado por uma exponencial. Este tipo de perfil é típico do disco de espirais, que por seu turno, constituem a maioria das galáxias de nossa amostra. Seja I_0 a intensidade superficial central do objeto e sejam as medidas de magnitude e diâmetro aquelas correspondentes ao nível isofotal I_{lim} . O raio isofotal intrínseco (isento dos efeitos da extinção galáctica) deste objeto será então dado por

$$\theta = \theta_e \ln\left(\frac{I_0}{I_{lim}}\right), \quad (6.3)$$

onde θ_e é o raio no qual o brilho da galáxia é I_0/e . Como, em cada ponto, o brilho superficial da galáxia será reduzido por um fator $10^{-0.4A_B}$, o raio efetivamente medido será

$$\theta_{obs} = \theta_e \ln\left(\frac{I_0 10^{-0.4A_B}}{I_{lim}}\right) = \theta - 0.92\theta_e A_B. \quad (6.4)$$

Em termos de pseudo-magnitudes (exps. 5.31 e 5.32), podemos inferir então que

$$m_{obs} \simeq m + \frac{4A_B}{\theta/\theta_e}. \quad (6.5)$$

Raciocínio semelhante para o caso de uma magnitude nos leva à relação

$$m_{obs} = m + A_B + 2.5 \log \frac{(1 - \exp(-\theta/\theta_e)(\theta/\theta_e + 1))}{(1 - \exp(-\theta_{obs}/\theta_e)(\theta_{obs}/\theta_e + 1))}, \quad (6.6)$$

entre as magnitudes isofotais observada e intrínseca. Note que a expressão (6.6) tende à expressão (5.1) no caso em que $\theta_{obs} \rightarrow \theta \rightarrow \infty$, ou seja, se considerarmos magnitudes totais e não isofotais. Como o argumento do logaritmo na expressão acima é maior do que a unidade, esperamos que $\gamma > 1$ no caso de magnitude isofotais. Comparando as expressões (6.5) e (5.7) pode-se também concluir que γ será próximo da unidade no caso de uma amostra limitada em diâmetros somente se $\theta/\theta_e \simeq 4$. Isso só ocorrerá para objetos de perfil muito lentamente decrescente em função da distância ao centro da galáxia. Valores mais realistas para esta razão sugerem $\gamma \sim 0.3 - 0.8$ para o caso de diâmetros. Dada a amplitude dos erros esperados na derivação de γ , concluímos então que valores negativos de γ não são surpreendentes, principalmente para as subamostras de ORS- θ . Além disso, pelas expressões (6.5) e (6.6), pode-se deduzir que a correção para extinção galáctica é mais variável para diâmetros do que para magnitudes. Isso porque, para magnitudes, a dependência desta correção com o perfil do objeto se deve apenas a um termo aditivo perturbativo sobre a lei de extinção, expressão (5.1). Já no caso de diâmetros, a correção depende integralmente do perfil do objeto, sendo assim sujeita a maiores variações. Como a variabilidade do efeito de extinção não foi incorporada às simulações de Monte-Carlo mostradas na figura 6.2, os erros associados a γ podem ser, portanto, ainda maiores do que para aqueles mostrados naquela figura, especialmente no caso de amostras limitadas em diâmetro. Por outro lado, os ajustes a $\phi(r)$ das simulações foram feitos utilizando-se o mesmo limite de convergência para todas. Não tomamos, portanto, o mesmo cuidado em definir o critério de convergência apropriado para cada caso, o que tende a aumentar o espalhamento dos pontos. Relevando o caráter apenas qualitativo desta discussão, assumiremos aqui que esses dois efeitos aqui mencionados se cancelam, fazendo com que as barras de erro da figura 6.2 sejam estimativas realistas dos erros esperados para as subamostras de ORS-m e ORS- θ .

Levando-se em conta todos os problemas abordados acima, adotamos então o seguinte procedimento no que tange à determinação da função de seleção para as diferentes subamostras:

- 1- As funções de seleção de subamostras limitadas em magnitude foram obtidas tanto pelo método 1 quanto pelo método 3.
- 2- Subamostras limitadas em diâmetro tiveram $\phi(r)$ determinada pelo método 1 apenas, não tendo sido feita qualquer tentativa de corrigi-la para efeitos de absorção. Conforme

veremos mais adiante, este procedimento será fortalecido pela constatação de que o efeito de extinção pouco altera os resultados da análise de segregação das subamostras de ORS-m.

VI.B Análise de segregação morfológica

Uma vez discutidos todos os problemas inerentes à análise de ORS, os resultados da determinação de $\phi(r)$ e de $D(r)$ para as diversas subamostras de ORS-m e ORS- θ podem ser apresentados. Nesta seção trataremos de um dos temas centrais deste trabalho, que é a investigação da possível existência de segregação de galáxias em grandes escalas e de sua dependência com a morfologia.

A mesma divisão morfológica utilizada no Capítulo III foi novamente aplicada para ORS. Ou seja, foram comparados os campos de densidade descritos pelas galáxias “early-type” (E/S0s, $-7 \leq T \leq 0$), espirais ($1 \leq T \leq 6$) e irregulares e anãs ($7 \leq T \leq 11$). Há pequenas diferenças nas classificações morfológicas entre os diferentes catálogos. Essas diferenças são, contudo, insignificantes dada a largura de nossos intervalos em T . Além disso, o catálogo ESO-LV apresenta três valores de T para cada objeto: o antigo, obtido visualmente por Lauberts (1982), o revisado (Lauberts & Valentijn 1989) e o paramétrico, obtido automaticamente a partir do levantamento fotométrico de Lauberts & Valentijn (1989). Este último, contudo, não se encontra disponível para todos os objetos ESO. Optamos, portanto, pela utilização do tipo revisado. As diferenças são novamente pequenas se comparadas à largura das nossas subamostras morfológicas. Um outro problema relacionado aos tipos morfológicos é o fato de que o catálogo do UGC não inclui a classificação numérica de de Vaucouleurs para seus objetos. A única descrição numérica da morfologia das galáxias deste catálogo de que dispomos é aquela feita por Burstein (1991). Estas medidas de T , obtidas a partir da descrição qualitativa dos tipos morfológicos apresentada no UGC, se encontram em uma escala diferente da de de Vaucouleurs. Tipos de Vaucouleurs para os objetos do UGC foram então obtidos pela conversão da classificação de Burstein para a de de Vaucouleurs. Apesar de induzir a erros adicionais nos valores de T , este procedimento é, uma vez mais, perfeitamente adequado à nossa subdivisão em grandes classes morfológicas. Podemos então afirmar que nossas subamostras morfológicas são definidas de maneira não-ambígua. Todavia, uma análise de segregação mais refinada, utilizando subdivisões morfológicas menores, exigiria um estudo mais detalhado dos erros de classificação envolvidos e da compatibilidade dos tipos do UGC com aqueles do ESO. Note ainda, que uma análise deste tipo sofreria de um agravamento dos problemas causados pelas flutuações estatísticas, em função da divisão de ORS em subamostras menores.

Em analogia ao que foi feito com a amostra do CfA, foram utilizadas aqui duas subamostras de espirais e duas de E/S0s, sendo uma cortada a $R_{max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ e a outra a $R_{max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$. As subamostras a 4000 km s^{-1} foram utilizadas na comparação dos campos de densidade desses dois tipos com o das irregulares/anãs, pois estas últimas se tornam extremamente escassas além desta distância. Já a análise de segregação entre espirais e E/S0s pôde ser feita com as subamostras cortadas a 8000 km s^{-1} . A definição dessas distâncias máximas (R_{max}) foi feita de acordo com o método descrito na subseção II.B.1. São ao todo, portanto, 10 subamostras para o caso de ORS- θ e 10 para o caso de ORS-m (2 regiões X 5 subamostras morfológicas) cujas $\phi(r)$ foram obtidas separadamente.

VI.B.1 Funções de seleção

Os valores obtidos para os parâmetros da função de seleção α , β , r_* e γ (este último somente para ORS-m e M3) são mostrados nas tabelas 1 e 2, para cada uma das 20 subamostras consideradas. A tabela 1 se refere a ORS-m e a tabela 2, a ORS- θ . A tabela 1 lista os parâmetros de $\phi(r)$ obtidos tanto por M1 quanto por M3. Em ambas as tabelas, listamos também a distância máxima (em unidades de velocidade) usada na definição de cada subamostra, R_{max} , o número de galáxias incluídas, N_g , e a densidade média global, n_1 . Esta última foi calculada de acordo com o procedimento descrito em II.B e é expressa em número de galáxias por Mpc^3 , assumindo-se $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} Mpc^{-1}$.

Tabela 1. Parâmetros das funções de seleção das subamostras morfológicas de ORS-m.

Amostra	R_{max}	N_g	α	β	r_* (3000 km s^{-1}) ⁻¹	γ	n_1 ($10^{-2} Mpc^{-3}$)
Método 1							
ESO - $m \leq 14.5$							
E/SO	8000	864	0.39	4.70	2.98	---	3.98
Espir.	8000	1120	0.20	6.45	3.17	---	3.05
Irr./anãs	4000	184	0.01	2.35	0.58	---	3.22
E/SO	4000	480	0.44	4.66	3.37	---	5.88
Espir.	4000	632	0.23	8.42	3.85	---	4.20
UGC - $m \leq 14.5$							
E/SO	8000	979	0.30	9.69	4.60	---	2.12
Espir.	8000	1616	0.20	6.16	3.16	---	2.58
Irr./anãs	4000	181	0.66	1.97	0.90	---	2.62
E/SO	4000	460	0.28	7.80	3.83	---	1.55
Espir.	4000	875	0.21	6.73	3.38	---	2.64
Método 3							
ESO - $m \leq 14.5$							
E/SO	8000	864	0.40	4.77	3.16	0.54	4.14
Espir.	8000	1120	0.20	6.67	3.46	1.00	3.08
Irr./anãs	4000	184	-0.32	2.48	0.45	1.08	3.58
E/SO	4000	480	0.45	4.33	3.48	0.85	6.54
Espir.	4000	632	0.24	12.74	5.38	1.29	4.70
UGC - $m \leq 14.5$							
E/SO	8000	979	0.31	9.80	4.61	-0.22	2.11
Espir.	8000	1616	0.21	6.39	3.42	0.85	2.71
Irr./anãs	4000	181	0.75	2.25	1.20	0.91	2.82
E/SO	4000	460	0.30	9.31	4.63	1.05	1.68
Espir.	4000	875	0.21	6.64	3.47	1.00	2.73

Tabela 2. Parâmetros das funções de seleção das subamostras morfológicas de ORS- θ .

Amostra	R_{max}	N_g	α	β	r_* (3000 km s^{-1}) ⁻¹ ($10^{-2} Mpc^{-3}$)	n_1
Método 1						
ESO - $\theta \geq 1.9'$						
E/S0	8000	366	0.59	6.41	3.31	2.97
Espir.	8000	920	0.10	3.51	2.04	1.48
Irr./anãs	4000	296	0.05	2.26	0.69	2.98
E/S0	4000	262	0.50	3.75	2.13	4.42
Espir.	4000	561	0.14	3.47	2.19	2.57
UGC - $\theta \geq 1.9'$						
E/S0	8000	323	0.08	2.76	0.99	1.55
Espir.	8000	1161	0.11	3.03	1.32	3.23
Irr./anãs	4000	222	0.36	2.50	0.74	1.73
E/S0	4000	222	0.07	2.77	0.97	0.98
Espir.	4000	767	0.07	2.73	1.15	2.90

As subamostras de espirais são sempre mais numerosas do que as outras duas, o que simplesmente reflete a maior abundância desses objetos nos catálogos de galáxias disponíveis. Por outro lado, há uma relativa escassez de galáxias irregulares/anãs. Isso se deve ao fato de que estes objetos, em geral pequenos e pouco luminosos, tendem a não satisfazer os critérios de seleção de ORS-m ou ORS- θ , exceto quando se encontram relativamente próximos. Em outras palavras, $\phi(r)$ decai mais rapidamente para as irregulares/anãs do que para as outras duas subamostras. Isso se reflete nos valores dos parâmetros de ajuste: a profundidade característica de cada subamostra, dada por r_* , é sistematicamente menor para as irregulares/anãs do que para as outras subamostras. O mesmo ocorre com o valor de β . Ainda com relação ao número de galáxias selecionadas em cada subamostra, vale notar a significativa variabilidade na distribuição de objetos por classe morfológica em função do critério de seleção usado. Enquanto que para ORS-m o número de E/S0s é sempre superior a 50% do total de espirais, em

ORS- θ esta proporção diminui consideravelmente. Já o inverso ocorre para a fração de irregulares/anãs. Há, portanto, um aumento na proporção de objetos de baixo brilho superficial e razão bojo/disco (B/D) em ORS- θ relativamente a ORS-m.

As funções de seleção das subamostras morfológicas são mostradas nas figuras 6.3 e 6.4. A figura 6.3 se refere a ORS-m e a figura 6.4, a ORS- θ . Conforme indicado em cada uma, os diferentes símbolos representam as diferentes subamostras morfológicas. Também de acordo com o indicado, os símbolos sólidos da figura 6.3 representam $\phi(r)$ tal como obtida por M3, enquanto que os vazios representam M1. Barras de erro são também mostradas para alguns pontos de todas as $\phi(r)$. Estes pontos foram escolhidos aleatoriamente. As barras de erro, obtidas a partir de realizações de “bootstrapping” feitas para cada amostra, delimitam a distribuição de valores de $\phi(r)$ a 1σ . Pela inspeção das figuras, podemos confirmar diretamente a existência de variações significativas em $\phi(r)$ em função da morfologia: $\phi(r)$ tende a decrescer bem mais rapidamente para as irregulares/anãs do que para as espirais. Isso vale tanto para ORS-m quanto para ORS- θ , e também para as duas regiões do céu estudadas. A função de seleção das E/S0s apresenta um comportamento intermediário. Estas variações são de amplitude maior do que aquelas esperadas pelas flutuações estatísticas. Comparando os diferentes painéis, pode-se também confirmar a existência de diferenças em $\phi(r)$ em função da região do céu considerada. As subamostras morfológicas de ESO- θ , por exemplo, tendem a decrescer mais lentamente com a distância do que as subamostras UGC- θ . Isso pode ser, pelo menos em parte, devido à maior profundidade do primeiro catálogo com relação ao segundo. Alternativamente, para o caso das espirais, este efeito pode ser causado por erros sistemáticos de classificação morfológica no UGC, fazendo com que espirais distantes sejam erroneamente classificadas como elíticas ou S0s (ver Capítulo III). Esta possibilidade explicaria o fato de a diferença entre ESO- θ e UGC- θ ser mais pronunciada para aquela subamostra. Já a presença do corte adicional em $\theta \geq 1'$ existente no catálogo ESO (ver VI.A.3) parece ter sido corretamente compensada: as funções de seleção obtidas para as subamostras de ESO-m são bastante semelhantes às das subamostras de UGC-m.

O efeito de extinção galáctica sobre as subamostras de ORS-m é de amplitude perfeitamente consistente com os resultados das simulações de Monte-Carlo, não havendo portanto nenhuma surpresa com relação ao papel desempenhado pela extinção sobre os nossos dados. A pequena mas sistemática amplitude do efeito pode ser constatada tanto diretamente, pela inspeção das figuras 6.3 e 6.4, quanto pelas variações sofridas pelos parâmetros das tabelas 1 e 2 quando aplicamos o método 3 em substituição ao método 1; a profundidade (r_*) inferida para as subamostras aumenta sistematicamente com a correção para extinção. O mesmo ocorre para a densidade média. Vale lembrar que $\phi(r)$ obtida com M3 representa uma estimativa da função de seleção intrínseca, ou seja, aquela que seria obtida para uma amostra isenta dos efeitos da extinção galáctica. A função de seleção que efetivamente representa a perda de objetos em função do critério de seleção e da absorção (ϕ_{obs} na linguagem do Capítulo V), não pode

ser mostrada, pois depende não apenas da distância, mas também da direção. Valores desta última, contudo, são utilizados nas estimativas de densidade e foram obtidos, para cada objeto, a partir de $\phi(r)$, aplicando-se a transformação (5.3).

Quanto aos valores de γ , estes se encontram majoritariamente em torno da unidade. A única exceção são as amostras de E/S0s cortadas a $R_{max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$. Na região ESO, foi obtido um valor de 0.54 para este parâmetro, enquanto que no UGC, $\gamma < 0$. A relevância desses ajustes foi testada modificando-se o limite de convergência adotado. A variação no valor derivado para γ , contudo, foi pequena em ambas as amostras. Conforme demonstrado em VI.A.4, os erros esperados para estes parâmetros são suficientemente grandes para, eventualmente, induzir à obtenção de $\gamma < 0$. Os erros formais de ajuste associados aos demais parâmetros variam tipicamente entre 20% a 60%. Com relação a estes ajustes, cumpre notar ainda que não está excluída a possibilidade de haver correlações entre os parâmetros utilizados, bem como entre os erros a eles associados. No entanto, as conseqüências dessas possíveis correlações sobre nossos ajustes são pouco importantes; como vimos no Capítulo III, a parametrização adotada neste trabalho permite a descrição correta da função de luminosidade de cada amostra. Cumpre mencionar também que, analogamente àquele capítulo, foram efetuados para a amostra ORS alguns testes sobre a universalidade da função de luminosidade, bem como da função de diâmetro. Os resultados são os mesmos obtidos anteriormente, não tendo sido, portanto, mostrados aqui.

Conforme já mencionado, para as subamostras de espirais e de E/S0s, foram utilizados dois limites de distância máxima ($R_{max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$ e $R_{max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$), tal como fizemos no Capítulo III. Podemos então testar a reproducibilidade dos ajustes a $\phi(r)$ comparando os resultados obtidos com as amostras cortadas a 4000 e 8000 km s^{-1} . Obviamente, a amostra cortada a 4000 km s^{-1} está contida na amostra a 8000 km s^{-1} , o que faz com que elas não sejam independentes. No entanto, a escolha do nível de convergência de ajuste se deu de maneira independente para ambas, o mesmo acontecendo com o processo de ajuste propriamente dito. Na figura 6.5, são mostradas algumas comparações entre $\phi(r)$ obtida com uma amostra cortada a 4000 km s^{-1} com a sua correspondente a 8000 km s^{-1} . Os casos exemplificados são os das subamostras de ORS-m cujas $\phi(r)$ foram corrigidas para a extinção. Estas são as subamostras que apresentaram as maiores variações em função da distância máxima adotada. Como esperado, $\phi(r)$ não parece depender fortemente do valor adotado para R_{max} . As discrepâncias observadas são maiores para maiores distâncias, onde o ajuste a $\phi(r)$ para as subamostras cortadas a 4000 km s^{-1} representam uma extrapolação. Mesmo nesses casos, no entanto, as diferenças são consistentes com o nível de incerteza dos ajustes, que é novamente quantificado pelas barras de erro.

VI.B.2 Estimativas de densidades

Uma vez determinadas as respectivas funções de seleção, foi possível então obter os campos de densidade associados às diferentes subamostras morfológicas. Foram utilizadas para este fim tanto medidas de densidades radiais, $D(r)$, quanto medidas de densidades pontuais, $D(\mathbf{r})$. Os métodos utilizados no cálculo destas representações do campo de densidade são aqueles descritos em II.B.1 e II.B.2, respectivamente, exceto pelas ressalvas feitas em VI.A.

Como resultado da exclusão de regiões adicionais, discutida na seção VI.A, o ângulo sólido coberto pelas amostras ORS- θ e ORS-m é de 6.94 e 6.60 steradianos, respectivamente. A diferença é devida às placas não cobertas pelo ESO-LV. A estimativa de $D(r)$ sobre toda a amostra, portanto, levaria inevitavelmente a uma suavização excessiva das não-homogeneidades da distribuição de galáxias a cada distância. Assim sendo, optamos por determinar $D(r)$ separadamente para as regiões do ESO e do UGC. Esse procedimento traz a vantagem adicional de nos permitir testar a confiabilidade dos resultados obtidos, uma vez que eventuais variações no campo de densidade em função da morfologia, se existirem, devem estar presentes nas duas regiões.

No caso das medidas localizadas de densidade, o procedimento de escolha dos pontos do espaço nos quais estas foram obtidas foi o mesmo que no Capítulo III: esses pontos foram escolhidos aleatoriamente a partir de uma rede regular de pontos, de forma a guardarem entre si, tipicamente, a distância média entre partículas da amostra sendo estudada (ver seção III.3.3 para maiores detalhes).

Procederemos inicialmente à análise de ORS-m (seção VI.B.2.a). A análise de ORS- θ será feita em VI.B.2.b

VI.B.2.a Segregação morfológica em ORS-m

Nas figuras 6.6 e 6.7, são mostradas as densidades em conchas radiais, $D(r)$, obtidas para as subamostras morfológicas limitadas em magnitude. Os valores de $D(r)$ mostrados nas figuras 6.6 e 6.7 foram obtidos pelo método 1, sem incorporar, portanto, qualquer correção para os efeitos de extinção. Conforme demonstrado no Capítulo V, $D(r)$ não é afetado pela presença de erros sistemáticos, como a absorção galáctica. Além disso, estimativas de $D(r)$ obtidas com M1 são sujeitas a ruídos estatísticos de menor amplitude (ver V.A.2). A figura 6.6 corresponde à região do ESO, enquanto que a 6.7 corresponde à região do UGC. Os 4 painéis de ambas as figuras se equivalem e se utilizam da mesma simbologia: o painel *a* mostra $D(r)$ para as três subamostras morfológicas, tal como indicado; nos painéis *b*, *c* e *d* são feitas comparações entre os campos dos três pares de subamostras morfológicas possíveis de serem

formados. Os pares de amostras em questão são indicados em cada painel, ao lado dos símbolos usados na representação de seus respectivos $D(r)$. Seguindo a nomenclatura dos capítulos II e III, denominaremos a primeira subamostra de cada par (representada por uma linha sólida) de amostra densa. A outra amostra será designada amostra esparsa. As outras linhas apresentadas em cada painel são o resultado de simulações de Monte-Carlo. Essas simulações foram obtidas pelo procedimento descrito em II.C e nos permitem estimar visualmente a significância estatística das diferenças entre os campos $D(r)$ de cada par. A segunda linha contínua representa, para cada valor de r , a mediana da distribuição de valores de $D(r)$ sobre todas as simulações. Já as linhas pontilhadas (tracejadas) correspondem aos percentis de 25% (5%) e 75% (95%) da mesma distribuição. As figuras em questão são, portanto, análogas à figura 3.7. Duas observações fazem-se necessárias aqui:

- 1- As estimativas de $D(r)$ e sua intercomparação para as três subamostras morfológicas, obviamente, se limitaram ao volume compreendido pela distância máxima R_{max} adotada na definição das mesmas. Isso explica as diferenças nas escalas horizontais de cada painel.
- 2- Tal como descrito em II.C, as simulações utilizadas nas comparações das figuras 6.6 e 6.7 foram construídas de forma a reproduzir, em média, o campo de densidade da amostra densa, que é sempre mostrada pelas linhas sólidas. De fato, em todos os painéis, as duas linhas sólidas mostradas se confundem sobre todo o domínio de distâncias incluído. As diferenças residuais são consistentes com o número finito de simulações. Para cada comparação foram efetuadas 100 realizações de Monte-Carlo. Ajustes a $\phi(r)$ para estas simulações foram feitos pelo mesmo método usado para as amostras verdadeiras, tendo o critério de convergência destes ajustes sido mantido fixo no valor adotado para as respectivas amostras.

A inspeção das figuras 6.6 e 6.7 revela inúmeras informações interessantes. Inicialmente, podemos notar em todos os painéis a presença do Superaglomerado Local de galáxias (SL), ao qual o nosso Grupo Local pertence. O SL é representado pelas regiões com $D(r) > 1$ e situadas a distâncias $\lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$. O SL é particularmente notável na região do UGC (figura 6.7) pelo grande pico em $D(r)$ a $r=1000 \text{ km s}^{-1}$ causado pelos aglomerados de Virgo e Ursa Major. Na região do ESO (figura 6.6), os picos são causados pelo complexo de grupos e aglomerados de Fornax, Eridanus e Doradus. Vale notar ainda a presença do aglomerado de Coma na região do UGC ($V \simeq 7000 \text{ km s}^{-1}$), que é particularmente delineado pela distribuição de E/S0s (painel 6.7b).

Quanto à existência de segregação de galáxias em função da morfologia, pode-se observar a presença de uma fração significativa de pontos das subamostras esparsas que se encontram fora dos limites dados pelos percentis a 5% e a 95% das simulações. Para esses pontos, portanto, existe uma segregação significativa, cuja existência não pode ser explicada apenas pela amplitude das flutuações estatísticas. Este é o caso, por exemplo, do pico na densidade de E/S0s

devido ao aglomerado de Coma, no painel 6.7b. Este pico é relativamente pouco proeminente na distribuição das espirais. Analogamente, o pico causado pelos aglomerados de Virgo e Ursa Major é significativamente menor para as galáxias irregulares/anãs do que nas outras duas subamostras (painéis 6.7c e 6.7d). Níveis consideráveis de segregação estão também presentes na região do ESO (figura 6.6), em todas as comparações de $D(r)$.

Como forma de quantificar de maneira global a segregação entre os diferentes pares de subamostras, foram aplicados aqui os mesmos métodos usados no Capítulo III. Ou seja, para cada par de subamostras cujos $D(r)$ são comparados, foi obtido o valor do parâmetro P (expressão 3.4) e este foi então comparado com os valores inferidos para o mesmo parâmetro utilizando-se as simulações de Monte-Carlo no lugar da amostra esparsa. Os resultados das comparações das figuras 6.6 e 6.7 são apresentados na primeira metade da Tabela 3. A outra metade mostra os resultados da aplicação do método 3, que serão discutidos a seguir. Cada linha da tabela 3 lista os parâmetros relevantes no sentido de quantificar a presença de segregação de um dado par de subamostras. Os pares envolvidos em cada comparação são dados pela coluna 1 e o correspondente valor obtido para P , P_{obs} , na coluna 2. O percentil a 5% da distribuição de valores de P para as série de simulações é mostrado na coluna 3. Vale lembrar aqui que P é uma medida da probabilidade de que um dado campo $D(r)$ seja resultante da mesma população de galáxias que a correspondente amostra densa. Portanto, quanto menor o valor de P , maior o nível de segregação observado. Na coluna 4, mostramos o número de simulações esparsas com $P < P_{obs}$, enquanto que na coluna 5 listamos a fração representada pelas demais simulações. Esta última representa o nível de confiança de segregação global associado a cada par de subamostras (NCS).

Tabela 3. Indicadores de segregação morfológica em ORS-m a partir de densidades em conchas radiais.

Comparação	P_{obs}	P5%	# $P < P_{obs}$	NCS (%)
Método 1				
ESO - $m \leq 14.5$				
Espir. X E/S0	42.5	53.7	0	100.0
Espir. X Irr./anãs	23.7	27.1	1	99.0
E/S0 X Irr./anãs	21.2	26.0	0	100.0
UGC - $m \leq 14.5$				
Espir. X E/S0	37.3	54.2	0	100.0
Espir. X Irr./anãs	23.0	27.4	0	100.0
E/S0 X Irr./anãs	25.6	26.0	4	96.0
Método 3				
ESO - $m \leq 14.5$				
Espir. X E/S0	42.5	54.5	0	100.0
Espir. X Irr./anãs	26.6	24.3	7	93.0
E/S0 X Irr./anãs	23.2	23.2	4	96.0
UGC - $m \leq 14.5$				
Espir. X E/S0	39.0	54.6	0	100.0
Espir. X Irr./anãs	26.9	24.0	7	93.0
E/S0 X Irr./anãs	27.4	25.1	10	90.0

Tabela 4. Indicadores de segregação morfológica em ORS-m a partir de densidades em uma rede de pontos.

Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
Método 1						
Espir. X E/S0	0.24	0.11	100.0	0.93	0.76	33.0
Espir. X Irr./anãs	0.21	0.14	99.0	1.25	1.32	77.0
E/S0 X Irr./anãs	0.31	0.13	100.0	1.43	1.32	97.0
Método 3						
Espir. X E/S0	0.25	0.11	100.0	0.90	0.79	57.0
Espir. X Irr./anãs	0.18	0.22	92.0	1.22	1.65	70.0
E/S0 X Irr./anãs	0.22	0.16	99.0	1.41	1.57	84.0

A análise de segregação foi feita também para o caso em que procuramos corrigir os campos de densidade para os efeitos de absorção galáctica. Neste caso, o método 3 de derivação de $\phi(r)$ foi, consistentemente, aplicado tanto às amostras reais (cujos ajustes a $\phi(r)$ são mostrados na tabela 1 e na figura 6.3) quanto às simulações de Monte-Carlo. Foram novamente criadas 100 dessas simulações em cada comparação. Os parâmetros de segregação obtidos a partir da adoção do método 3 são mostrados na segunda metade da tabela 3. Conforme discutido nas seções V.A e V.B, a aplicação de M3 é necessária para a correta determinação de medidas localizadas de densidade, como em uma rede de pontos, pois a não-correção de $\phi(r)$ para efeitos sistemáticos acarreta distorções dependentes da amplitude desses efeitos e da distância. Como M3 corrige apenas para os efeitos de extinção galáctica, medidas de $D(\mathbf{r})$ podem ainda assim estar sujeitas a outro erros sistemáticos. Como forma de minimizar esses eventuais erros, as medidas de densidade em uma rede foram restritas a 4000 km s^{-1} .

Na figura 6.8, o resultado da comparação entre os campos de densidade, $D(\mathbf{r})$, é mostrado para os três pares de subamostras morfológicas considerados. M3 foi utilizado na geração desta figura. Cada painel mostra a diferença de densidade entre a amostra densa e a esparsa para cada ponto, em função da densidade da amostra densa. Os pares de subamostras sendo comparados em cada painel são indicados. Esta figura é inteiramente análoga à figura 3.11. Estimativas de $D(\mathbf{r})$ foram feitas tanto na região do ESO quanto na região do UGC e são mostradas conjuntamente na figura 6.8. Valores de $D(\mathbf{r})$ foram também calculados para cada uma das 100 simulações de Monte-Carlo associadas a cada par de subamostras morfológicas. Cumpre enfatizar que as medidas de densidade das subamostras reais e das simulações foram

todas feitas nos mesmos pontos do espaço, de forma a permitir sua comparação. Assim como no Capítulo III, os pontos foram escolhidos aleatoriamente, levando-se em conta a distância média entre partículas da amostra esparsa (III.3.3). O tratamento dispensado aos pontos próximos às regiões excluídas de ORS-m foi aquele descrito em VI.A. As linhas sólidas da figura 6.8 representam três posições percentuais da distribuição de diferenças $D_1(\mathbf{r}) - D_2(\mathbf{r})$ obtidas entre as simulações de Monte-Carlo ($D_2(\mathbf{r})$) e a amostra densa ($D_1(\mathbf{r})$). A linha intermediária indica a mediana das diferenças. Já a linha superior (inferior) indica a posição do percentil a 95% (5%) desta distribuição. Caso as subamostras densa e esparsa fossem realizações de uma mesma distribuição de galáxias, esperaríamos, portanto, que algo em torno de 10% dos pontos de cada painel estivessem além desses dois limites extremos. Este não aparenta ser o caso, especialmente do painel *a*, onde o número de pontos além dos percentis extremos parece ser maior do que este valor. Novamente com o intuito de quantificar o nível de segregação observado, computamos a fração de medidas de $D(\mathbf{r})$ que se situa fora dos dois percentis extremos. Esta fração, que denominamos f_{dev} , foi obtida também para cada uma das simulações de Monte-Carlo. Nas colunas 2 e 3 da tabela 4, respectivamente, mostramos para cada comparação (dada na coluna 1), o valor de f_{dev} a ela correspondente e o percentil a 95% da distribuição de f_{dev} para as simulações. Este parâmetro desempenha, no presente caso de estimativas locais de densidade, papel análogo ao do parâmetro P obtido para as conchas radiais. Assim sendo, níveis de confiança de segregação foram também obtidos a partir da distribuição de f_{dev} para as simulações e são listados na coluna 4.

A comparação das densidades locais em um grande número de pontos distribuídos no espaço permitiu ainda a estimativa de fatores de segregação relativos, b_r , entre os campos de densidade das amostras densa e esparsa. Esses valores são listados na coluna 5 da tabela 4 e foram obtidos a partir de um ajuste linear às medidas de $D(\mathbf{r})$ de cada par de amostras. Ajustes idênticos foram feitos a cada uma das simulações de Monte-Carlo. A distribuição de valores de b_r para as simulações, relativamente à amostra densa, permitiu inferir limites de relevância estatística para os desvios, com relação à unidade, dos fatores de segregação obtidos na comparação das amostras densa e esparsa. Nas colunas 6 e 7 da tabela 4 são mostrados, respectivamente, o percentil a 95% da distribuição de valores de b_r das simulações e o nível de relevância obtido. Detalhes sobre o método de determinação dos fatores de segregação serão dados um pouco mais adiante.

De posse da vasta quantidade de informações sobre os campos de densidade delineados pelas diferentes subamostras de ORS-m, podemos agora tentar aprender algo sobre a existência de segregação morfológica nesta amostra. Pela inspeção das tabelas 3 e 4, pode-se inferir claramente a existência de segregação de galáxias em função da morfologia. Ou seja, a julgar pelas medidas de densidade obtidas nesta análise, as diferentes subamostras morfológicas não são realizações de uma mesma população de galáxias, pelo menos no que concerne à sua distribuição. Este resultado está de acordo com as conclusões do Capítulo III. Note o alto nível

de confiança de segregação obtido na grande maioria das comparações entre as subamostras. Por exemplo, a comparação entre as subamostras de E/S0s e de espirais sempre resultou em um NCS de 100%, independentemente da representação do campo de densidade utilizada, do método de determinação de $\phi(r)$ empregado ou da região do céu considerada. Esta comparação é a que envolve as duas maiores subamostras, sendo portanto sujeita às menores flutuações estatísticas. Já as comparações envolvendo as subamostras de irregulares/anãs apresentaram níveis de segregação um pouco menos significativos. Ainda assim, no caso em que foi aplicado o método 1 (fixando $\gamma = 0$), foram obtidos NCS sempre superiores a 95%. Outra constatação importante é a de que houve uma queda sistemática nos níveis de segregação quando procuramos corrigir os campos de densidade para os efeitos de extinção. Esta queda foi mais acentuada na comparação entre as subamostras de espirais e de irregulares/anãs: de 99% para 93% na região ESO, de 100% para 93% no UGC e de 99% para 92% na representação das densidades em rede. O efeito também ocorre para a comparação entre E/S0s e irregulares/anãs. Assumindo uma distribuição gaussiana para os valores de P, estes resultados indicam que os campos de densidade $D(r)$ delineados pelas diferentes subamostras apresentam desvios da ordem de, no mínimo, 2σ um com relação ao outro. Cumpre observar ainda que a perda de relevância estatística de segregação associada a M3, ao invés de refletir o efeito da correção do campo de densidade para absorção galáctica, se deve ao aumento nas flutuações estatísticas quantificadas pelas simulações de Monte-Carlo. Dois argumentos sustentam esta conclusão:

- 1- A queda nos NCS se deu tanto para estimativas de densidade em conchas quanto para as medidas em uma rede de pontos. A primeira representação do campo de densidade, contudo, não é afetada pela absorção galáctica. Assim sendo, se a correção para extinção fosse a causa da diminuição nos níveis observados de segregação, ela só se manifestaria sobre os parâmetros da tabela 4.
- 2- A hipótese de um aumento nas flutuações é consistente com o fato de que as diferenças entre os resultados dos métodos M1 e M3 são maiores nas comparações envolvendo as subamostras de irregulares/anãs. De acordo com o que foi mostrado em VI.A.4, o número relativamente baixo de objetos nas subamostras estudadas, especialmente de irregulares/anãs, pode levar a erros significativos no ajuste de $\phi(r)$. Em especial, o fato de γ ter sido livremente ajustado durante o processo de simulação usando M3, levou à obtenção de algumas funções de seleção com valores excessivamente altos deste parâmetro. Como o ruído nas estimativas de densidade aumenta com o valor de γ (devido ao aumento no "shot noise"), esse fator sozinho é capaz de explicar a redução nos NCS obtidos com M3.

Para confirmar que a causa do problema está no aumento nas flutuações devido às variações em γ , realizamos o seguinte experimento: a análise de segregação foi repetida, calculando-se o campo de densidade de acordo com M3 para as amostras reais, mas mantendo γ fixo ao longo do processo de geração das simulações de Monte-Carlo. Isso foi feito

da seguinte forma: o processo de “bootstrapping” da amostra densa e conseqüente geração da simulação densa (ver ítem 1 da seção II.C), se deu com γ fixado no valor obtido para aquela amostra. Além disso, no ajuste de $\phi(r)$ para a simulação esparsa (ver novamente seção II.C), também assumimos para este parâmetro o mesmo valor que o obtido para a amostra esparsa. Dessa forma, a incerteza associada ao valor de γ e as flutuações daí decorrentes não foram propagadas sobre a subseqüente determinação do campo de densidade das simulações. Os índices de segregação obtidos com este experimento são listados na tabela 5. Nela são incluídos os mesmos parâmetros das tabelas 3 e 4. Conforme indicado, a primeira parte se refere às densidades em conchas enquanto a segunda se refere à representação baseada em medidas de densidade em uma rede de pontos. Os parâmetros desta tabela, de fato, se assemelham bastante aos obtidos por M1. Os NCS são novamente maiores do que 95% em todas as comparações efetuadas. Cumpre enfatizar novamente que, neste experimento, o efeito da extinção sobre $D(\mathbf{r})$ foi corrigido, tendo-se apenas mantido fixo o valor de γ no processo de simulação. Além disso, a análise de segregação foi também repetida utilizando-se o método 2 de determinação de $\phi(r)$, em que γ é simplesmente mantido fixo e igual a 1 durante todo o processo (ver V.A.2). Os resultados são novamente bastante semelhantes aos da tabela 5. Concluímos então que o alto nível de segregação morfológica observado não é um artifício causado pela presença de extinção galáctica sobre a amostra. A mesma conclusão vale também para a presença de outros eventuais erros sistemáticos dependentes de posição, pois estes não devem afetar as medidas de $D(\mathbf{r})$. Como, idealmente, devemos evitar a incorporação desnecessária de flutuações, como aquelas causadas pelo ajuste a um parâmetro adicional, adotaremos como nossa melhor estimativa de segregação entre as subamostras de ORS-m aquela dada pelo último experimento (tabela 5).

Voltemos agora às medidas obtidas para os fatores de segregação relativos entre as diferentes subamostras. Conforme discutido nos Capítulos II e III, este é assumido como sendo um fator de proporcionalidade linear entre os campos de densidade de duas distribuições distintas. Matematicamente temos

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_1(\mathbf{r}) = b_r \left(\frac{\delta n}{n}\right)_2(\mathbf{r}), \quad (6.7)$$

onde b_r é o fator de segregação relativo entre as populações 1 e 2 e $\delta n/n = D(\mathbf{r}) - 1$ é o contraste relativo de densidade de cada uma no ponto \mathbf{r} . Obviamente, a relação dada pela expressão acima é assumidamente uma simplificação; não há nenhuma garantia de que ela seja válida, mesmo que em um domínio restrito de densidades e de escalas. Apesar das incertezas, esperamos que a determinação de valores para b_r possa trazer mais informações sobre as variações no campo de densidade de galáxias em função da morfologia. Medidas de b_r foram então obtidas neste trabalho através de ajustes, utilizando a expressão (6.7), feitos às densidades pontuais das subamostras morfológicas. Como estas medidas de densidade são muitas vezes bastante ruidosas, aplicamos aos pontos de ajuste cinco métodos diferentes de minimização dos resíduos. Os valores finais de b_r representam a média dos resultados desses cinco métodos. Estes valores são os listados nas tabelas 4 e 5. A convenção adotada neste

trabalho é a de que a subamostra densa representa a população 1 na expressão (6.7), enquanto que a esparsa representa a população 2.

Tabela 5. Dados de segregação morfológica para o experimento M3- γ fixo aplicado a ORS-m.

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# P < P_{obs}	NCS (%)		
ESO - $m \leq 14.5$						
Espir. X E/S0	43.8	55.6	0	100.0		
Espir. X Irr./anãs	25.7	26.5	3	97.0		
E/S0 X Irr./anãs	22.2	26.8	0	100.0		
UGC - $m \leq 14.5$						
Espir. X E/S0	38.2	54.9	0	100.0		
Espir. X Irr./anãs	25.3	27.5	1	99.0		
E/S0 X Irr./anãs	25.2	26.2	4	96.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
Espir. X E/S0	0.25	0.11	100.0	0.90	0.79	48.0
Espir. X Irr./anãs	0.20	0.15	100.0	1.22	1.26	84.0
E/S0 X Irr./anãs	0.28	0.14	100.0	1.41	1.44	88.0

Os resultados obtidos indicam um aumento no grau de aglomeração de galáxias ao longo da seqüência de Hubble: E/S0s ocupam um extremo, apresentando maiores contrastes de densidade do que as demais, enquanto que as irregulares/anãs aparentemente possuem picos de menor amplitude em seu campo de densidade. Espirais formam um grupo intermediário, sendo a medida de b_r relativo às E/S0s menor do que a unidade. Note que os valores obtidos para os fatores de segregação nas três comparações são internamente consistentes: o valor previsto para uma das três comparações a partir das outras duas é bastante próximo daquele

medido diretamente. Este é um fato encorajador, principalmente se levarmos em conta as incertezas nas medidas de $D(r)$ e as dúvidas com relação à validade da expressão (6.7). Os valores de b_r são idênticos nas tabelas 4 e 5, como não poderiam deixar de ser, pois foram obtidos a partir dos mesmos pontos de ajuste. A diferença, contudo, está nos valores do percentil a 95% da distribuição de fatores de segregação das simulações de Monte-Carlo. O espalhamento nas medidas de b_r é visivelmente maior nas comparações da tabela 4, uma vez mais em função da maior amplitude de flutuações induzidas pela variação de γ . Apesar do comportamento sistemático observado em função da morfologia, as medidas de b_r são todas elas compatíveis com a unidade. O nível de relevância de que estas medidas sejam diferentes de 1 é particularmente baixo para a comparação entre as espirais e as E/S0s. Mesmo para os outros dois casos, no entanto, a relevância estatística nunca ultrapassa os 90%. Este resultado difere do obtido para a amostra do CfA (ver tabela 3 do Capítulo III), para a qual foram obtidos valores de b_r significativamente diferentes de 1 nas comparações envolvendo irregulares/anãs. Os fatores de segregação obtidos no Capítulo III, no entanto, caíram enormemente com a exclusão das regiões de alta densidade. Seria interessante, portanto, investigar o efeito que estas últimas têm sobre os resultados obtidos até agora para ORS-m.

Fizemos então um último experimento com as subamostras morfológicas de ORS-m: a análise de segregação foi refeita considerando-se apenas galáxias de campo. Ou seja, seguindo o que foi feito no Capítulo III, foram excluídas das três subamostras morfológicas de ORS-m, galáxias pertencentes aos aglomerados de Virgo, Coma, Perseus e Ursa Major na região do UGC e de Hydra, Centaurus, Fornax e Eridanus no ESO. Os campos de densidade delineados pelas galáxias restantes foram então obtidos. Exceto pela exclusão dessas regiões de alta densidade de galáxias, o procedimento usado neste novo experimento foi o mesmo de antes e envolveu a obtenção de novas funções de seleção, valores de γ , medidas de densidade média n_1 e a realização de simulações de Monte-Carlo. Além de permitir a comparação com os resultados do Capítulo III, a importância deste experimento reside na possibilidade de testarmos a existência de segregação em ambientes de baixa densidade, para os quais efeitos evolutivos causados pela interação das galáxias com seu meio ambiente são possivelmente menos relevantes. A existência de segregação morfológica no interior de aglomerados ricos de galáxias já foi claramente estabelecida (Oemler 1974, Dressler 1980, Ferguson & Sandage 1991), constituindo-se este caso particular de segregação na maior evidência da existência de uma relação morfologia-densidade. Resta, contudo, determinar se esta relação se estende a escalas maiores, representativas de super-aglomerados de galáxias. Conforme citado no Capítulo I, esta questão é relevante como forma de testar determinados modelos cosmológicos e cenários de formação de galáxias.

Os parâmetros de ajuste a $\phi(r)$ obtidos para as subamostras de campo são mostrados na tabela 6. Esta tabela contém os mesmos parâmetros da tabela 1, com a diferença de que desta vez nos restringimos apenas ao método 3. Houve relativamente pouca variação nos valores

obtidos para α , β , r_* , γ com relação aos anteriores. A densidade média n_1 contudo caiu sistematicamente em quase todos os casos, como seria obviamente de se esperar com a exclusão dos ambientes de alta densidade. A perda de objetos devida a esta exclusão foi mais pronunciada na subamostra de E/S0s; mais de 10% dessas galáxias foram eliminadas juntamente com os aglomerados ricos, ao passo que esta fração é menor para as outras duas subamostras. Como as funções de seleção obtidas para essas subamostras de campo são bastante semelhantes às anteriores, optamos por não mostrá-las.

Os resultados de segregação obtidos para as galáxias de campo são mostrados na tabela 7. Esta tabela é estruturalmente igual à tabela 5. O tratamento dispensado à correção para a extinção foi também igual ao do experimento anterior: uma vez obtidos valores de γ para as subamostras densa e esparsa (listados na tabela 6), estes foram mantidos fixos durante o processo de criação das simulações de Monte-Carlo.

Os níveis de confiança de segregação obtidos foram novamente altos. Uma pequena diminuição de NCS nos casos envolvendo irregulares/anãs pode ser notada com relação aos valores da tabela 5. Contudo, o menor valor de NCS obtido foi de 92%. Esta queda é possivelmente uma consequência do aumento nas flutuações estatísticas devido à diminuição de número de objetos. Alternativamente, ela pode ser realmente devida à exclusão de regiões de alta densidade. O fato de esta queda ser mais visível na comparação entre E/S0 e irregulares/anãs favorece a primeira alternativa. Conforme mencionado acima, a primeira destas duas subamostras sofreu a maior perda fracional de objetos em função da exclusão dos aglomerados. Vale notar ainda que esta queda sistemática nos NCS ocorre apenas na região do UGC, onde, devido à presença do aglomerado de Virgo, a fração de objetos localizados em regiões de alta densidade é maior.

Tabela 6. Parâmetros das funções de seleção das subamostras morfológicas ORS- m de campo.

Amostra	R_{max}	N_g	α	β	r_* (3000 km s^{-1}) $^{-1}$	γ	n_1 ($10^{-2} Mpc^{-3}$)
Método 3							
ESO - $m \leq 14.5$							
E/S0	8000	768	0.38	4.93	3.21	0.65	3.68
Espir.	8000	1065	0.20	7.36	3.68	1.00	3.03
Irr./anãs	4000	175	-0.18	2.51	0.54	1.09	3.09
E/S0	4000	384	0.42	4.77	3.69	0.99	4.65
Espir.	4000	577	0.21	9.29	4.29	1.02	3.83
UGC - $m \leq 14.5$							
E/S0	8000	874	0.33	12.41	5.33	-0.09	2.11
Espir.	8000	1513	0.20	6.39	3.40	0.89	2.53
Irr./anãs	4000	167	0.79	2.29	1.30	0.92	2.84
E/S0	4000	374	0.30	9.16	4.48	1.01	1.55
Espir.	4000	779	0.20	6.64	3.49	1.01	2.48

Quanto aos fatores de segregação relativos, eles se tornaram ainda mais consistentes com a unidade. Esse é particularmente o caso da comparação entre E/S0s e irregulares/anãs, para a qual b_r caiu de 1.4 para 1. Uma queda brusca deu-se também para o valor de NC em todas as comparações. O comportamento observado para b_r com a exclusão dos aglomerados é, portanto, consistente com os resultados obtidos com a amostra do CfA. Nesta última, os fatores de segregação, que eram inicialmente inconsistentes com a unidade, tornaram-se compatíveis com este valor após a exclusão dos aglomerados. O fato de a variação nos valores de b_r ser sistematicamente menor em ORS- m do que para aquela amostra se deve provavelmente ao menor peso das regiões de alta densidade no presente caso. Vale notar que um valor de b_r próximo à unidade não está necessariamente em contradição com a existência de um nível significativo de segregação entre os diferentes tipos de galáxias. Os resultados obtidos aqui e no Capítulo III sugerem que a relação linear dada por (6.7) não é válida sobre um amplo domínio de densidades: b_r é significativamente diferente de 1 em aglomerados e outras regiões de alta densidade, sendo menor nas regiões mais gerais da distribuição de galáxias. Isso implica a existência de uma curvatura na expressão (6.7), que não sendo levada em conta, contribui

para as incertezas na determinação deste parâmetro. Alternativamente, podemos imaginar a existência de variações no campo de densidade em função morfologia, cuja amplitude não esteja diretamente correlacionada com a densidade geral de galáxias (ou de matéria), resultando novamente em uma maior indeterminação dos fatores de segregação relativos.

Voltaremos a discutir esses resultados no final deste capítulo, após investigarmos a existência de segregação morfológica em ORS- θ (VI.B.2.b. a seguir) e a dependência do campo de densidade de galáxias com o critério de seleção (VI.C).

Tabela 7. Dados de segregação morfológica para as subamostras de campo em ORS-m.

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# $P < P_{obs}$	NCS (%)		
ESO - $m \leq 14.5$						
Espir. X E/S0	42.6	57.4	0	100.0		
Espir. X Irr./anãs	23.8	25.8	1	99.0		
E/S0 X Irr./anãs	23.7	26.0	2	98.0		
UGC - $m \leq 14.5$						
Espir. X E/S0	41.2	55.9	0	100.0		
Espir. X Irr./anãs	24.9	25.0	3	97.0		
E/S0 X Irr./anãs	27.6	26.8	8	92.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
Espir. X E/S0	0.23	0.12	100.0	0.99	0.73	0.0
Espir. X Irr./anãs	0.20	0.16	99.0	1.04	1.39	18.0
E/S0 X Irr./anãs	0.26	0.14	100.0	1.02	1.22	11.0

VI.B.2.b Segregação morfológica em ORS- θ

A análise de segregação morfológica da amostra ORS- θ se deu de maneira inteiramente análoga à da subseção anterior. Conforme discutido em VI.A.4, contudo, as dificuldades envolvidas na determinação de um valor confiável para o parâmetro γ , de correção para os efeitos de extinção, são maiores no caso das subamostras de ORS- θ . Como os resultados obtidos na análise de segregação em ORS-m são praticamente independentes desta correção, optamos pela determinação do campo de densidade usando M1 somente.

As medidas de densidade em conchas para as subamostras limitadas em diâmetro são mostradas nas figuras 6.9 e 6.10. A primeira se refere à região do ESO e a segunda, à região do UGC. Em ambas foram utilizadas as mesmas convenções e simbologia adotadas nas figuras 6.6 e 6.7. Assim como no caso daquelas figuras, a presença do SL é marcante em todos os painéis das figuras 6.9 e 6.10, especialmente nesta última. Na verdade, a comparação dos campos $D(r)$ de ORS- θ com os seus correspondentes em ORS-m revela uma significativa correlação entre as estruturas delineadas pelas duas amostras. Uma abordagem quantitativa desta correlação entre ORS-m e ORS- θ será feita na próxima seção.

Novamente, a estrutura mais notável das figuras 6.9 e 6.10 é o grande pico na distribuição de galáxias causado pelos aglomerados de Virgo e Ursa Major (figura 6.10, $v=1000 \text{ km s}^{-1}$ em todos os painéis). Este pico agora é mais pronunciado para a amostra de irregulares/anãs do que para as demais. Contrariamente ao caso de ORS-m, no entanto, a diferença agora é compatível com o nível de flutuação esperado. Isso pode ser deduzido pela posição dos percentis associados às simulações de Monte-Carlo. A mesma conclusão, no entanto, não se aplica à comparação de diversas outras medidas de $D(r)$. O pico causado por Coma na distribuição de E/S0s, por exemplo, continua incompatível com a densidade de espirais observada naquela região (painel 6.10b). Além disso, ambas as figuras revelam a existência de várias outras regiões nas quais as diferenças entre as amostras densa e esparsa não são consistentes com as flutuações estatísticas embutidas nas duas. Como complementação, na figura 6.11 são mostradas as medidas de $D(r)$ para as três comparações estudadas. Esta figura é inteiramente análoga à figura 6.8. Podemos observar a presença de uma fração significativa de pontos além do domínio delimitado pelos percentis a 5% das flutuações em $D(r)$ observadas nas simulações de Monte-Carlo.

Na tabela 8 abaixo, são mostrados os parâmetros relevantes à análise de segregação das subamostras morfológicas de ORS- θ . As funções de seleção de cada uma dessas subamostras já foram mostradas na figura 6.4 e seus parâmetros listados na tabela 2. A primeira parte da tabela 8 lista os parâmetros extraídos da representação do campo em conchas radiais, enquanto que a segunda parte se refere a uma rede de pontos. Nesta tabela são apresentados os mesmos indicadores de segregação da tabela 5.

Valem para essas novas comparações os mesmos comentários feitos com relação às subamostras de ORS-m. Medidas de $D(r)$ se restringiram à distância máxima de 4000 km s^{-1} para a subamostra de irregulares/anãs e de 8000 km s^{-1} para as outras duas. A determinação dos níveis de confiança de segregação (NCS) utilizou-se de 100 realizações de Monte-Carlo para cada comparação. Uma vez mais, os métodos descritos nas seções II.B e II.C foram utilizados. Medidas de $D(r)$ se restringiram a 4000 km s^{-1} em todas as comparações, inclusive entre as E/S0s e as espirais, como forma de limitar os efeitos sistemáticos discutidos na seção V.B sobre as presentes medidas de densidade.

Tabela 8. Parâmetros de segregação das subamostras morfológicas de ORS- θ .

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# $P < P_{obs}$	NCS (%)		
ESO - $\theta \geq 1.9'$						
Espir. X E/S0	50.4	53.5	2	98.0		
Espir. X Irr./anãs	23.9	26.1	0	100.0		
E/S0 X Irr./anãs	15.0	26.6	0	100.0		
UGC - $\theta \geq 1.9'$						
Espir. X E/S0	49.3	53.7	2	98.0		
Espir. X Irr./anãs	22.0	26.1	0	100.0		
E/S0 X Irr./anãs	23.6	27.2	0	100.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
Espir. X E/S0	0.23	0.16	98.0	1.05	1.36	24.0
Espir. X Irr./anãs	0.19	0.13	100.0	0.91	0.71	35.0
E/S0 X Irr./anãs	0.39	0.10	100.0	0.85	0.67	36.0

Pode-se inferir pela tabela 8 que a existência de segregação é bastante significativa para as subamostras de ORS- θ , em concordância com os resultados obtidos para amostras limitadas em magnitude. O critério de seleção, portanto, não parece influir fortemente nas características globais da distribuição de galáxias, pelo menos no que tange à existência de segregação. Curiosamente, os maiores NCS são agora observados nas comparações envolvendo a subamostra de irregulares/anãs. A diferença contudo é pequena, comparável à incerteza associada aos NCS em função do número finito de simulações usadas. Esta incerteza, que é da ordem de 2%, foi estimada pela realização de mais de uma série de 100 simulações para algumas das comparações estudadas. Outra diferença com relação aos resultados obtidos com ORS-m está nos valores de b_r . O fator de segregação relativo é, no presente caso, mais consistente com a unidade do que para as subamostras de ORS-m. Isso se reflete tanto nos valores de b_r propriamente ditos quanto nos níveis de relevância estatística a eles associados (NC). Todos são menores do que aqueles obtidos na análise da subseção anterior. Ainda assim, vale notar que os fatores de segregação obtidos aqui são novamente consistentes entre si. Entretanto, a seqüência de variação de b_r em função da morfologia é agora exatamente a inversa daquela obtida anteriormente: a distribuição de galáxias E/S0 assume agora contrastes menores do que a distribuição de irregulares/anãs.

Para finalizar o estudo de segregação morfológica, o efeito de excluirmos os aglomerados das subamostras de ORS- θ foi considerado. Conforme observado anteriormente, as conseqüências de se fazer isto para as subamostras de ORS-m foram relativamente pequenas, exceto por uma diminuição sistemática nos fatores de segregação relativos. Já para a amostra do CfA, também limitada em magnitude, houve uma queda mais acentuada nos níveis de segregação e nos valores de b_r em particular. Os resultados para ORS- θ são apresentados nas tabelas 9 e 10. A primeira lista os parâmetros de ajuste a $\phi(r)$. Novamente, houve apenas uma pequena diferença com relação aos valores da tabela 2. Contrariamente ao caso das subamostras limitadas em magnitude, a perda de objetos agora se deu de maneira mais homogênea sobre as três classes morfológicas. Na tabela 10 apresentamos os indicadores de segregação encontrados. Consistentemente com a uniformidade da perda de objetos entre as três subamostras, os resultados demonstram que a exclusão dos aglomerados agora tem menos impacto sobre a análise de segregação do que no caso de ORS-m: os NCS se mantiveram em patamares estáveis, assim como os fatores de segregação. Podemos então concluir que, apesar de a existência de segregação em função da morfologia ser visível tanto em ORS-m quanto em ORS- θ , a influência das regiões de alta densidade sobre este resultado é, possivelmente, maior na primeira do que na última. Tal conclusão aponta para variações no campo de densidade dependentes do critério de seleção da amostra, o que será investigado a seguir.

Tabela 9. Parâmetros das funções de seleção das subamostras morfológicas ORS- θ de campo.

Amostra	R_{max}	N_g	α	β	r_* (3000 km s^{-1}) ⁻¹	n_1 ($10^{-2} Mpc^{-3}$)
Método 1						
ESO - $\theta \geq 1.9'$						
E/S0	8000	319	0.61	5.84	3.21	2.93
Espir.	8000	877	0.10	3.57	2.04	1.50
Irr./anãs	4000	282	0.02	2.11	0.63	2.72
E/S0	4000	215	0.49	3.04	1.80	3.51
Espir.	4000	518	0.15	3.85	2.34	2.36
UGC - $\theta \geq 1.9'$						
E/S0	8000	269	0.20	2.87	1.14	1.70
Espir.	8000	1070	0.12	3.08	1.36	2.99
Irr./anãs	4000	201	0.36	2.48	0.75	1.61
E/S0	4000	171	0.11	2.51	0.92	1.01
Espir.	4000	678	0.07	2.77	1.19	2.68

Tabela 10. Dados de segregação morfológica para as subamostras de campo em ORS- θ .

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# $P < P_{obs}$	NCS (%)		
ESO - $\theta \geq 1.9'$						
Espir. X E/S0	50.8	54.3	2	98.0		
Espir. X Irr./anãs	24.2	27.7	0	100.0		
E/S0 X Irr./anãs	15.1	26.7	0	100.0		
UGC - $\theta \geq 1.9'$						
Espir. X E/S0	50.5	55.2	0	100.0		
Espir. X Irr./anãs	20.0	25.8	0	100.0		
E/S0 X Irr./anãs	22.2	25.6	0	100.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
Espir. X E/S0	0.21	0.16	100.0	1.11	1.40	64.0
Espir. X Irr./anãs	0.17	0.13	100.0	1.02	1.36	4.0
E/S0 X Irr./anãs	0.40	0.12	100.0	0.89	0.64	39.0

VI.C Comparação entre amostras óticas e IRAS

De maneira geral, variações na amostragem da população de galáxias são passíveis de ocorrer em função do critério de seleção usado para cada amostra. Estas variações podem eventualmente vir a ser entendidas e mesmo quantificadas. Por exemplo, amostras selecionadas em diâmetro possuem uma fração maior de galáxias irregulares/anãs e menor de E/S0s, quando comparadas a amostras baseadas em magnitudes. Isso pôde ser observado pela comparação da distribuição de galáxias por morfologia de ORS-m e ORS- θ na seção anterior. Anteriormente, tal constatação já havia sido feita pela intercomparação de outras amostras limitadas em magnitudes e diâmetros (da Costa *et al.* 1988; Zucca *et al.* 1991). As diferenças

na composição morfológica entre estes dois tipos de amostra reflete uma diferença mais fundamental de amostragem, em função do brilho superficial. Em outras palavras, variações na distribuição de objetos por tipo morfológico decorrem da relação deste parâmetro com o brilho superficial. A comparação dos campos de densidade de duas amostras como ORS- θ e ORS-m pode, por conseguinte, nos ajudar a investigar a possível existência de segregação em função deste último parâmetro.

Outro exemplo importante de variação sistemática na amostragem de galáxias em função do critério de seleção é dado pelas amostras IRAS. Seja, por exemplo, a amostra limitada em 1.2 Jy. Apesar de ser também limitada em fluxo (ou equivalentemente, em magnitude), esta amostra também apresenta diferenças em sua composição morfológica com relação a uma amostra ótica, como ORS-m. A fração de espirais da amostra IRAS é maior do que a de uma amostra ótica também limitada em magnitude. Galáxias brilhantes no infra-vermelho distante são, possivelmente, objetos em processo de formação estelar intensa, fenômeno em geral observado mais comumente em discos de galáxias espirais. Seria interessante, portanto, investigar a possibilidade de que estes objetos se distribuam de maneira diferente da população geral de galáxias. A eventual dependência da distribuição de galáxias com a emissividade no infra-vermelho pode contribuir para o melhor entendimento dos processos reponsáveis por essa radiação e de sua relação com o ambiente de densidade.

Dado o exposto acima, o campo de densidade das amostras ORS-m e ORS- θ definidas anteriormente, bem como da amostra IRAS de 1.2 Jy serão comparados nesta seção. Uma vez mais, serão usados os mesmos métodos de análise de segregação aplicados às subamostras morfológicas, com o intuito de determinar se os campos de densidade de ORS-m, ORS- θ e IRAS são ou não resultantes de uma mesma população. Antes porém, fazem-se necessárias algumas observações.

- 1- Vimos que objetos de diferentes tipos morfológicos segregam-se espacialmente em grandes escalas. Portanto, a definição de um campo de densidade de galáxias oticamente selecionadas perde o sentido, se não for especificado, concomitantemente, qual o tipo morfológico em questão. Como nosso objetivo é o de comparar os campos delineados por ORS-m e ORS- θ com aquele da amostra IRAS, e sendo esta última predominantemente composta por galáxias espirais, optamos por nos restringir apenas a galáxias deste tipo morfológico ($1 \leq T \leq 6$). Isso foi feito consistentemente às três amostras em questão. No caso do IRAS, tipos morfológicos só são disponíveis para objetos em comum com as amostras óticas. Para evitar problemas de incompleta devida à ausência de classificação morfológica, foram aleatoriamente atribuídos valores de T às galáxias IRAS sem classificação morfológica disponível, de acordo com a distribuição em T das demais. Obviamente, este procedimento leva a uma contaminação da amostra IRAS por objetos de outros tipos morfológicos. Felizmente, somente 16% dos objetos na amostra IRAS a 1.2 Jy e com distâncias menores do que $R_{max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$ não possuem classificação morfológica.

Dentre aquelas galáxias IRAS para as quais há um valor de T , 72% são espirais. A grande maioria das demais é composta por S0s, irregulares ou anãs. A carência de elíticas detectadas pelo IRAS já havia sido observada anteriormente por diversos autores, entre eles de Jong *et al.* (1984) e Thuan & Sauvage (1992). Conforme já havíamos adiantado, este percentual de espirais no IRAS é superior ao encontrado em amostras óticas limitadas em magnitude, tipicamente em torno de 55%, ou mesmo em amostras selecionadas por diâmetro (60-65%) (da Costa *et al.* 1988). A fração de espirais na amostra IRAS também é maior do que aquela observada para ORS-m e ORS- θ , o que pode ser confirmado pela inspeção das tabelas 1 e 2.

- 2- O alto percentual de objetos em comum com os catálogos óticos (84%) já sugere que o campo de densidade IRAS é possivelmente consistente com aqueles delineados por ORS-m e ORS- θ . O objetivo desta análise, no entanto, é exatamente o de determinar se os objetos restantes distribuem-se de maneira consistente com as galáxias brilhantes na região ótica do espectro. Para quantificar as eventuais diferenças existentes, foram novamente usadas simulações de Monte-Carlo, geradas uma vez mais de acordo com as prescrições da seção II.C. Contudo, a existência de objetos comuns às amostras ORS e IRAS exigiu uma modificação no processo de geração dessas simulações. Isso porque a fração de objetos em comum entre IRAS e ORS-m, por exemplo, contribui para a determinação do campo de densidade das duas amostras, o que leva a um acoplamento nas respectivas medidas de densidade. Em outras palavras, estas duas amostras não são inteiramente independentes do ponto de vista estatístico. Para incorporar este vínculo, os processos de “bootstrapping” e diluição (ver os itens 1 e 2 de II.C) da amostra densa foram aplicados somente às suas galáxias independentes, ou seja, àquelas que não pertencem à amostra esparsa. Dessa forma, os objetos comuns, que não contribuem para as diferenças entre as duas amostras, foram sempre mantidos em todas as 100 simulações realizadas para cada comparação. Além disso, como os objetos que pertencem somente à amostra densa não formam um subconjunto aleatório desta, a fração de objetos eliminados não foi, no presente caso, dada pela expressão (2.28). A fração $f(r)$ que permite a incorporação das flutuações estatísticas associadas apenas a esses objetos independentes é dada por:

$$f(r) = \left(\frac{n_2 \phi_2(r)}{n_1 \phi_1(r)} - \frac{N_c(r)}{N_1(r)} \right) \frac{1}{1 - N_c(r)/N_1(r)}. \quad (6.8)$$

Na expressão acima, o índice 1 se refere à amostra densa, o 2 à amostra esparsa, $N(r)$ é o número de objetos a cada distância r , n é a densidade média global e $N_c(r)$ é o número de galáxias comuns às duas amostras. Pelo fato de o IRAS não ser atingido pela extinção galáctica, a razão $N_c(r)/N_1(r)$ deve, na verdade, variar não apenas com a distância, mas também em função da direção. O mesmo, possivelmente vale para a comparação entre ORS-m e ORS- θ , pois, conforme discutido anteriormente, o efeito de absorção galáctica

sobre a última deve ser menor. Contudo, a expressão (6.8) já permite uma correção adequada para a presença de objetos em comum, principalmente para a representação de densidades em conchas radiais. Além disso, como será mostrado mais adiante, a adoção deste método alternativo de simulação, resultou em uma redução nos ruídos estatísticos nelas embutidos, o que é esperado no caso de duas amostras estatisticamente vinculadas.

- 3- A comparação dos campos de densidade de duas amostras, deve-se restringir somente às áreas cobertas por ambas. No caso das subamostras morfológicas de ORS, isso se deu naturalmente, pois estas eram provenientes de uma mesma base de dados, sofrendo portanto das mesmas limitações. No presente caso, isso já não ocorre. A amostra IRAS, apesar de não sofrer de problemas de extinção galáctica, não cobre determinadas porções do céu. Conforme descrito em Strauss *et al.* (1990), regiões a menos de 5° do plano galático não foram amostradas, de forma de evitar uma contaminação excessiva por fontes galáticas. Além disso, algumas áreas do céu não foram cobertas pelo satélite. Para essas regiões faz-se necessário que dispenseemos o mesmo tratamento dado às regiões não amostradas por ORS. A faixa correspondente a $|b| \leq 5^\circ$ está completamente contida na região excluída de ORS, $|b| \leq 20^\circ$. O mesmo não se pode dizer das regiões não observadas pelo satélite. Por outro lado, a maior parte das áreas de alta extinção galáctica excluídas de ORS, foram perfeitamente cobertas no levantamento infra-vermelho. O mesmo se aplica à faixa do ESGC e às placas do ESO não cobertas pela fotometria do ESO-LV. O procedimento adotado aqui foi o de excluir da análise todas as regiões não cobertas por pelo menos uma das duas amostras a serem comparadas. Para a determinação de densidades em uma rede de pontos, novamente preenchemos as regiões de alta extinção localizadas fora da faixa $|b| \leq 20^\circ$ com “galáxias fictícias” aleatoriamente distribuídas. O mesmo foi feito para as placas-problema do ESO e para as regiões não cobertas pelo satélite IRAS. Medidas de densidade próximas das faixas do ESGC e de $|b| \leq 20^\circ$ foram totalmente excluídas, assim como na seção anterior.

Para dar uma idéia da distribuição dessas regiões problemáticas e da extensão de cada uma, na figura 6.12 é mostrado um mapeamento de todas as áreas excluídas da presente análise. O conjunto dessas áreas engloba todas as zonas de exclusão aplicadas na análise de segregação morfológica. O mapa mostra toda a esfera celeste, utilizando o sistema de coordenadas galáticas. Painéis semelhantes foram mostrados no Capítulo IV, figura 4.5. Na figura 6.12, as duas faixas listradas delimitam a região próxima ao plano Galático ($|b| \leq 20^\circ$) e a faixa do ESGC ($-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$). As outras regiões foram aleatoriamente preenchidas com pontos, seguindo o mesmo algoritmo usado na geração das galáxias fictícias. O número de pontos usados nesta figura foi feito arbitrariamente grande de forma a facilitar a visualização das zonas excluídas. Pontos com diferentes símbolos representam regiões distintas, de acordo com a convenção dada. Note o grande espalhamento e irregularidade nos contornos das áreas não amostradas pelo ESO-LV e das regiões de alta extinção galáctica. Já a faixa não coberta

pelo IRAS é basicamente uma área estreita e descontínua, quase perpendicular ao plano da Galáxia. A perda adicional de ângulo sólido devida à exclusão desta nova região foi de 0.27 steradiano, o que reduziu o ângulo sólido envolvido na presente análise para 6.33 steradianos.

Exceto pelas ressalvas feitas acima, o processo de determinação do campo de densidade das diferentes amostras se deu como de hábito. Ajustes às funções de seleção foram novamente levados a cabo, utilizando-se os mesmos métodos descritos nos capítulos II e V. À amostra de espirais de ORS-m foi feito um ajuste através do método 3. Já para a correspondente amostra limitada em diâmetro, utilizamos M1. O mesmo, obviamente, se deu para a amostra de espirais do IRAS, pois esta não sofre os efeitos de absorção. Para esta última, foi feito apenas um único ajuste a $\phi(r)$, usando simultaneamente tanto as galáxias situadas na região do ESO quanto as do UGC. Tal procedimento se justifica pelo fato de que as medidas de fluxo no infra-vermelho foram todas obtidas com o mesmo detetor, não sofrendo, portanto, de variações sistemáticas em função da região do céu.

As funções de seleção óticas são marcadamente semelhantes às das subamostras de espirais estudadas na seção anterior. As presentes amostras de espirais de ORS-m e ORS- θ só não são idênticas às anteriores devido à exclusão de alguns objetos situados na região não coberta pelo IRAS. Como a perda de objetos foi pequena, optamos, portanto, por não listar os parâmetros de ajuste a $\phi(r)$ obtidos para as amostras óticas. Na figura 6.13, a função de seleção do IRAS é comparada com as de ORS-m e ORS- θ . O painel *a* mostra a comparação com as $\phi(r)$ óticas do ESO, enquanto que o painel *b* ilustra a comparação com as funções obtidas na região do UGC. Em ambos os painéis, $\phi(r)$ obtida para o IRAS é a mesma. Apesar de ser também limitada em fluxo, a amostra IRAS apresenta uma função de seleção distinta da de ORS-m. O total de objetos contidos na amostra de espirais IRAS é de 1387. Desse total, 675 pertencem também a ORS- θ , enquanto que 1002 estão em comum com ORS-m. Já ORS-m e ORS- θ possuem 1475 galáxias em comum, de um total de 2644 e 2005, respectivamente. Os valores obtidos para os parâmetros α , β , r_* de IRAS foram 0.437, 2.202 e 1.984, respectivamente. Note o alto percentual de objetos em comum entre os três pares de amostras, o que justifica a necessidade de levarmos este fato em conta na comparação entre os campos de densidade.

Nas figuras 6.14 e 6.15, mostramos esta comparação para o caso de densidades em conchas radiais. Estas figuras seguem a mesma simbologia adotada nas figuras 6.6, 6.7, 6.9 e 6.10 deste capítulo. Mesmo tendo-se determinado $\phi(r)$ utilizando toda a amostra IRAS, as medidas de $D(r)$ foram obtidas separadamente para as regiões do ESO e UGC, novamente com o objetivo de evitar uma suavização excessiva das estruturas que compõem o campo de densidade. A figura 6.14 se refere à região ESO e a 6.15 ao UGC. Assim como nas figuras anteriores, pode-se notar o Superaglomerado Local em todos os painéis. O pico associado a Coma, por seu turno, já não é particularmente visível, pois as amostras comparadas neste caso são compostas apenas por galáxias espirais.

A diminuição nas flutuações quantificadas pelas simulações de Monte-Carlo, em função das alterações no processo de simulação aplicado aqui, pode ser constatada pela comparação das figuras 6.14 e 6.15 com os painéis 6.6b e 6.7b. Estes últimos mostram o resultado da comparação entre as subamostras de espirais e de E/SOs de ORS-m. O efeito é parcialmente causado pelo fato de que as amostras apresentadas aqui são maiores do aquelas comparadas em 6b e 7b. Porém, a diferença entre as flutuações é bastante grande, o que demonstra que o acoplamento entre as medidas de densidade a serem comparadas aqui está sendo adequadamente incorporado aos métodos de simulação.

As medianas das distribuições de densidades das simulações de Monte-Carlo, uma vez mais, são consistentes com $D(r)$ das respectivas amostras densas. No presente caso, contudo, há exceções a esta regra. Uma inspeção cuidadosa dos painéis das figuras 6.14 e 6.15 revela a existência de pontos nos quais as simulações não reproduzem, em média, o campo de densidade da amostra densa. Este problema é particularmente visível no caso da comparação envolvendo a amostra ORS-m e ORS- θ na região do ESO (painel 6.14b). A causa desta discrepância está no fato de que, para estes pontos, $N_c(r) > N_1(r)(n_2\phi_2(r)/n_1\phi_1(r))$, o que leva a $f(r) < 0$ (ver expressão 6.8). Ou seja, o número de objetos em comum, que não tomam parte dos processos simulativos, já é suficiente para levar a uma medida de densidade das simulações maior do que aquela correspondente à amostra densa no mesmo ponto. Uma observação importante é que a maioria dos pontos desviantes se encontram a distâncias $r \leq 2000 \text{ km s}^{-1}$. Isto porque galáxias próximas têm uma probabilidade maior de satisfazerem, simultaneamente, os critérios de seleção das três amostras estudadas aqui, sendo $N_c(r)$, portanto, maior a menores distâncias.

Uma solução para o problema mencionado acima seria a de se eliminar parte dos objetos em comum nas regiões onde eles existem em excesso. Isto, no entanto, induziria a uma superestimativa das flutuações esperadas para as medidas de densidade. A alternativa adotada aqui foi a de estimar P e NCS apenas nos pontos para os quais $D(r)$ da amostra densa está contido dentro dos limites impostos pelos percentis a 25% e 75% das simulações. Este procedimento garante que aqueles parâmetros serão computados apenas naquelas regiões em que as simulações de Monte-Carlo possuem as características necessárias para a análise. Quanto às medidas de $D(\mathbf{r})$, os indicadores de segregação para estas foram determinados utilizando-se apenas os pontos situados a distâncias maiores do que $r \geq 2000 \text{ km s}^{-1}$. Conforme mencionado, este corte elimina a maior parte das regiões problemáticas. A perda de pontos em função deste corte foi de aproximadamente 30%. Foi observado, no entanto, que para a comparação entre ORS- θ e IRAS, não há nenhum ponto em que $f(r) < 0$. Para este caso foram então utilizadas também todas as medidas de $D(\mathbf{r})$. De qualquer forma, cumpre mencionar que devido a estes problemas causados pelos objetos em comum, bem como à não incorporação da possível variação de $N_c(r)/N_1(r)$ em função do efeito diferenciado de extinção galáctica, a análise de segregação apresentada nesta seção deve ser considerada como preliminar. Outro possível problema da presente análise é a ausência de classificação morfológica para uma fração

de galáxias IRAS. Uma análise mais definitiva, que permita uma quantificação mais precisa das flutuações esperadas para o campo de densidade de amostras não-independentes, será feita em futuro breve.

As diferenças entre as densidades das amostras densa e esparsa estão, em sua maioria, situadas dentro dos limites previstos para as simulações de Monte-Carlo. Estas diferenças em $D(r)$ são particularmente pequenas na comparação entre ORS-m e IRAS: apenas dois ou três pontos dos painéis 6.14c e 6.15c se encontram fora dos limites dados pelas flutuações estatísticas. Nos demais painéis, contudo, ainda há um número significativo de pontos para os quais isto ocorre. Novamente, a relevância estatística das diferenças observadas foi quantificada e níveis de confiança de segregação extraídos para cada comparação. Os resultados obtidos são apresentados pela tabela 11. A tabela lista os indicadores de segregação associados tanto à representação do campo em conchas radiais quanto à de uma rede de pontos. As comparações para as quais esta última representação restringiu-se a $r > 2000 \text{ km s}^{-1}$ encontram-se assinaladas. As três comparações entre as amostras densa e esparsa utilizando-se desta segunda representação são mostradas na figura 6.16. Novamente, pode-se notar que uma fração significativa das medidas de densidade encontram-se fora dos percentis extremos das simulações. Finalmente, na tabela 12 mostramos os resultados da análise de segregação restrita apenas às amostras de campo.

Pelas tabelas 11 e 12 pode-se notar que os NCS obtidos nesta seção são, em geral, menores do que aqueles inferidos na análise de segregação morfológica. Outra constatação importante é a de que os NCS obtidos a partir das medidas de densidade em rede são sistematicamente maiores do que aqueles correspondentes a $D(r)$. Isto pode ser devido às limitações, já discutidas, do método de diluição representado pela expressão (6.28). Como este método é mais confiável para as medidas de densidade em conchas radiais, nos concentraremos mais nessas últimas.

O campo de densidade delineado pelas espirais do IRAS é pelo menos marginalmente consistente com aquele associado às espirais de ORS-m: os NCS associados a $D(r)$ são sempre menores do que 87%, exceto pela comparação das medidas localizadas de densidade na amostra de campo. Curiosamente, os valores mais baixos para os níveis de confiança são os listados na tabela 11. A comparação feita na região do ESO mostra um valor particularmente baixo: 68%, o que corresponde a um desvio de apenas 1σ assumindo-se uma distribuição Gaussiana de valores de P . Pode-se concluir, portanto, que não há segregação significativa entre espirais brilhantes no infra-vermelho e aquelas mais fracas nesta região do espectro. Este resultado confirma estudos anteriores (Dey, Strauss & Huchra 1988, Babul & Postman 1990, Strauss *et al.* 1992a). A presente análise, contudo, não revela a deficiência de galáxias IRAS em aglomerados, observada por estes autores. Isto se deve ao fato de que esta deficiência está ligada à falta de objetos “early-type” nas amostras IRAS. Na presente análise, estes objetos foram excluídos de todas as amostras desde o início. De qualquer forma, a emissão de radiação no infra-vermelho parece ser o resultado de processos passíveis de ocorrerem em ambientes propícios à formação

de espirais normais. Isso, contudo, não exclui a possibilidade de que condições ambientais eventualmente influam nesses processos, especialmente em regiões de alta densidade.

Tabela 11. Indicadores de segregação entre ORS-m, ORS- θ e IRAS.

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# P < P_{obs}	NCS (%)		
ESO						
ORS-m X ORS- θ	36.9	36.8	5	95.0		
ORS-m X IRAS	50.5	41.1	32	68.0		
ORS- θ X IRAS	46.1	50.9	2	98.0		
UGC						
ORS-m X ORS- θ	47.3	44.3	7	93.0		
ORS-m X IRAS	53.6	45.4	19	81.0		
ORS- θ X IRAS	49.7	46.3	7	93.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
ORS-m X ORS- θ	0.17	0.10	100.0	0.93	0.83	48.0 (*)
ORS-m X IRAS	0.11	0.12	86.0	0.99	0.77	2.0 (*)
ORS- θ X IRAS	0.20	0.12	100.0	1.03	1.20	26.0

(*) Foram usadas somente medidas de densidade em regiões com $r > 2000 \text{ km s}^{-1}$.

Tabela 12. Indicadores de segregação entre ORS-m, ORS- θ e IRAS para subamostras de campo.

Conchas Radiais						
Comparação	P_{obs}	P5%	# $P < P_{obs}$	NCS (%)		
ESO						
ORS-m X ORS- θ	37.7	37.5	5	95.0		
ORS-m X IRAS	48.4	44.3	17	83.0		
ORS- θ X IRAS	50.1	50.5	3	97.0		
UGC						
ORS-m X ORS- θ	45.7	48.0	3	97.0		
ORS-m X IRAS	53.8	47.2	13	87.0		
ORS- θ X IRAS	51.0	48.7	11	89.0		
Rede de pontos						
Comparação	f_{dev}	95 %	NCS	b_r	95 %	NC
ORS-m X ORS- θ	0.17	0.11	100.0	0.90	0.82	64.0 (*)
ORS-m X IRAS	0.14	0.12	99.0	0.99	0.81	3 (*)
ORS- θ X IRAS	0.21	0.12	100.0	1.09	1.13	77.0

(*) Foram usadas somente medidas de densidade em regiões com $r > 2000 \text{ km s}^{-1}$.

As comparações entre ORS-m e ORS- θ , por seu turno, revelam índices mais significativos de segregação ($NCS \geq 90\%$). Tal resultado pode ser interpretado como indicativo da existência de segregação por brilho superficial em grandes escalas. Vale observar, no entanto, que a comparação entre ORS-m e ORS- θ não permite um estudo otimizado de segregação em função deste parâmetro; há, provavelmente, uma grande superposição nas distribuições de brilho superficial entre as duas amostras. Uma outra consequência importante deste resultado, no entanto, é o fato de que as propriedades da distribuição e aglomeração de galáxias em grandes escalas, inferidas a partir de levantamentos tridimensionais, estão sujeitas a efeitos de seleção não desprezíveis, em função do critério de definição adotado para as diferentes amostras.

A comparação entre ORS- θ e IRAS leva novamente a níveis de confiança de segregação relativamente altos. Em todos os casos, NCS é maior do que 89%. Este resultado indica que as duas amostras em questão provavelmente não são derivadas de uma mesma população. A

segregação observada entre ORS- θ e IRAS pode ser novamente consequência da existência de segregação em função do brilho superficial. Uma hipótese alternativa é a de que as diferenças entre ORS- θ e IRAS sejam, pelo menos em parte, resultantes da segregação morfológica, fruto da contaminação da amostra IRAS com objetos de outros tipos morfológicos (ver item 1, no início desta seção). De qualquer forma, os campos de densidade de ORS- θ e IRAS apresentam desvios da ordem de 2σ um do outro, sendo a amplitude desta diferença, provavelmente, maior do que o que poderia ser atribuído aos efeitos de contaminação. Na verdade, este mesmo problema de contaminação morfológica existe também na comparação entre ORS-m e IRAS. Neste caso, contudo, a correção para a contaminação morfológica da amostra IRAS tenderia a reforçar ainda mais a consistência do campo de densidade desta com o de ORS-m.

Finalmente, os fatores de segregação relativos, em todas as comparações, são baixos e sempre compatíveis com a unidade ($NC \leq 80\%$). Novamente estes resultados, por terem sido obtidos a partir de densidades em rede, são sujeitos a incertezas adicionais, associadas ao processo de simulação usado nesta seção. Isto, somado à maior dificuldade de reproduzir corretamente o campo de densidade das amostras densas nas simulações de Monte-Carlo, faz com que os resultados obtidos nesta seção devam ser encarados com cautela. No próximo capítulo, apresentamos as conclusões finais deste trabalho de tese. Os resultados deste e dos outros capítulos serão então novamente discutidos e comparados com mais detalhe aos resultados inferidos por outros autores.

Descrição das figuras

Figura 6.1 - Ilustração da eficácia do método de estimativa de $\phi(r)$ para a amostra ESO limitada em magnitude. A figura mostra o resultado da aplicação do método sobre a amostra UGC, que não sofre do corte adicional em $\theta \geq 1.0'$ existente no ESO. Os triângulos abertos representam $\phi(r)$ obtida para a amostra limitada em $m \leq 14.5mag$, enquanto os triângulos fechados representam $\phi(r)$ para a amostra cortada em $m \leq 14.5$ e $\theta \geq 1.0'$. A linha tracejada representa $\phi(r)$ tal como derivada pelo método descrito em VI.A.3.

Figura 6.2 - *a)* Relação entre os valores observados e de entrada do parâmetro γ para uma série de simulações de Monte-Carlo. Cada simulação contém um número de objetos comparável aos das diversas subamostras de ORS (a serem apresentadas em VI.B.1) e foi criada utilizando-se um critério de seleção por magnitudes. *b)* o mesmo que no painel *a*, exceto que agora as simulações foram obtidas por um critério de corte em diâmetro.

Figura 6.3 - Funções de seleção obtidas para as subamostras morfológicas de ORS-m. Cada subamostra é representada por um símbolo, tendo sido feitos ajustes tanto por M1 quanto por M3, conforme indicado à direita. O painel *a* se refere à região do ESO e o *b* à região do UGC. As barras de erro representam desvios de 1σ , obtidos pelo método de “bootstrapping”.

Figura 6.4 - Funções de seleção obtidas para as subamostras morfológicas de ORS- θ . Os símbolos representam as diferentes subamostras, conforme indicado ao lado dos painéis. Os painéis *a* e *b* se referem às regiões ESO e UGC, respectivamente. Assim como na figura 6.3, barras de erro também são mostradas para alguns pontos.

Figura 6.5 - Comparação entre ajustes a $\phi(r)$ obtidos para subamostras de ORS-m cortadas a diferentes distâncias. Os ajustes mostrados, obtidos pelo método 3, correspondem às subamostras de E/S0s e de espirais cortadas a $R_{max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ e a $R_{max} = 8000 \text{ km s}^{-1}$. No painel *a*, comparamos as $\phi(r)$ derivadas para as subamostras de E/S0s na região do ESO. No painel *b*, as funções correspondem às E/S0s do UGC. Painel *c*: o mesmo que em *a*, mas agora para as subamostras de espirais. Painel *d*: o mesmo que em *b*, mas novamente para espirais.

Figura 6.6 - *a)* Densidades em conchas radiais ($D(r)$) na região do ESO obtidas para as três subamostras morfológicas de ORS-m, conforme indicado. Note que $D(r)$ para as irregulares/anãs se limita a $R_{max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$. *b)* Comparação entre $D(r)$ obtido para a subamostra de espirais (linha sólida) e aquele correspondente às E/S0s (pontos). As outras linhas representam percentis da distribuição de densidades para uma série 100 simulações de Monte-Carlo. *c)* o mesmo que em *b*, comparando-se agora as subamostras de espirais e de irregulares/anãs, ambas cortadas a $R_{max} = 4000 \text{ km s}^{-1}$. *d)* o mesmo que nos dois painéis anteriores, sendo a comparação agora entre E/S0s e irregulares/anãs.

Figura 6.7 - O mesmo que na figura 6.6, tendo as medidas de $D(r)$ agora sido obtidas na região do UGC.

Figura 6.8 - *a)* Comparação de medidas de densidade pontuais ($D(r)$) entre as subamostras de espirais e E/S0s de ORS-m. A diferença de densidade entre a primeira e a segunda dessas subamostras é mostrada, para vários pontos do espaço, em função da densidade da primeira. As linhas representam os percentis a 5%, 50% e 95% da distribuição das mesmas diferenças em $D(r)$ obtidas para uma série de 100 simulações de Monte-Carlo. Os painéis *b* e *c* mostram o mesmo tipo de comparação, mas agora envolvendo espirais e irregulares/anãs (*b*) e E/S0s e irregulares/anãs (*c*).

Figura 6.9 - O mesmo que na figura 6.6, mas agora comparando-se as subamostras morfológicas de ORS- θ .

Figura 6.10 - O mesmo que na figura 6.7, mas agora comparando-se as subamostras morfológicas de ORS- θ .

Figura 6.11 - O mesmo que na figura 6.8, mas agora comparando-se as subamostras morfológicas de ORS- θ .

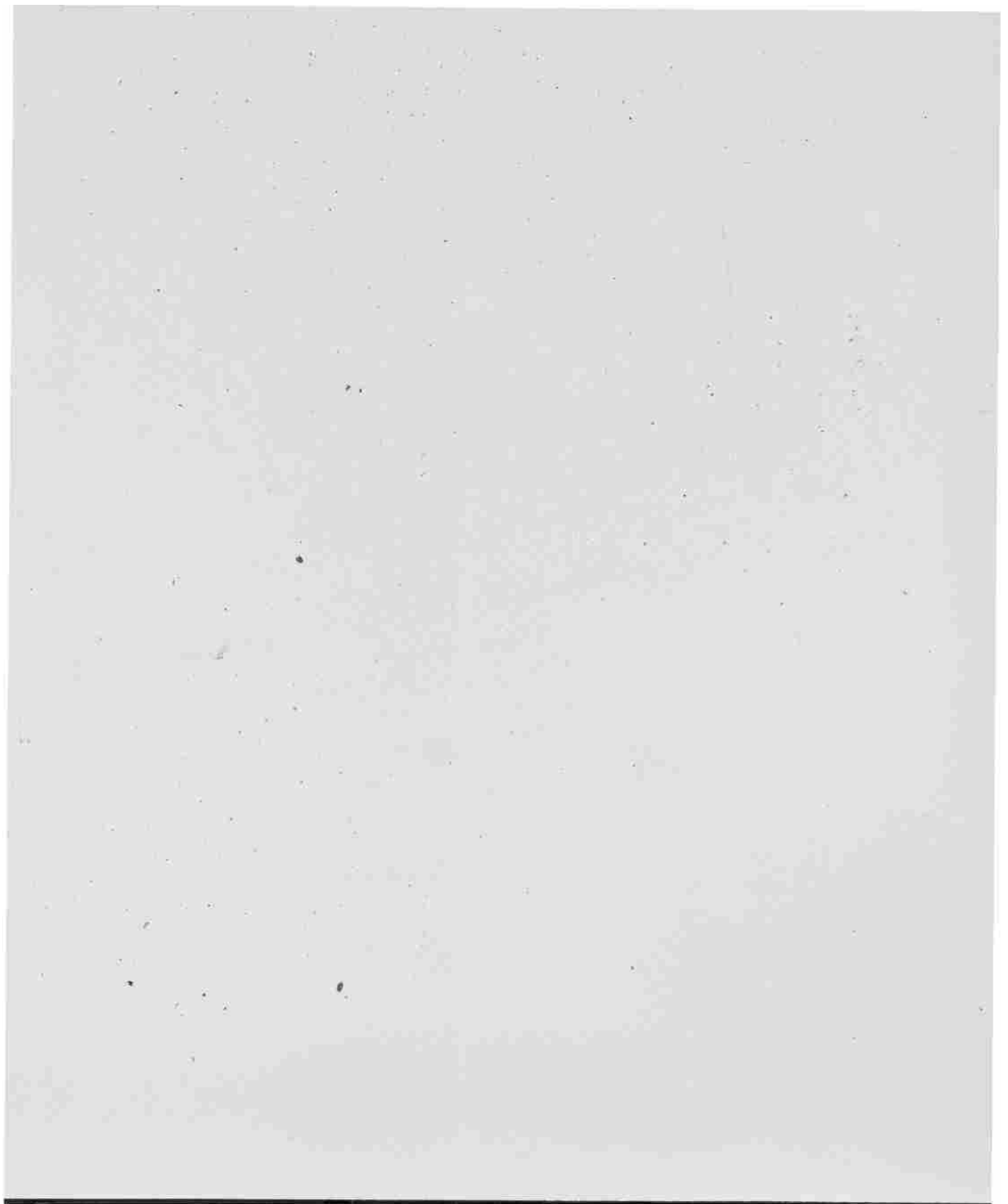
Figura 6.12 - Projeção, em coordenadas galáticas (l, b), das zonas de exclusão das amostras ORS e IRAS analisadas neste trabalho. A faixa equatorial representa a região $|b| \leq 20^\circ$, próxima ao plano da Galáxia. A outra faixa delimita a fatia coberta pelo ESGC ($-17.5^\circ \leq \delta \leq -2.5^\circ$). Os quadrados indicam as áreas cobertas pelas placas do ESO não cobertas pela fotometria do ESO-LV e que, portanto, não são cobertas por ORS-m. Os x's marcam aquelas áreas sujeitas a alta extinção galática, para as quais a amostragem de ORS foi insuficiente. Finalmente, os triângulos demarcam a zona não coberta pelo satélite IRAS. Todas estas regiões foram excluídas da análise apresentada na seção VI.C.

Figura 6.13 - Funções de seleção ajustadas às espirais de ORS-m, ORS- θ e da amostra IRAS a 1.2 Jy. Os painéis *a* e *b* mostram, respectivamente, os ajustes feitos na região do ESO e do UGC. O ajuste a $\phi(r)$ para o IRAS utilizou, simultaneamente, galáxias de ambas as regiões, sendo, portanto, o mesmo nos dois painéis. As barras de erro são, novamente, o resultado da técnica de "bootstrapping".

Figura 6.14 - *a)* Representação dos campos de densidade em conchas radiais obtidos para as amostras ORS-m, ORS- θ e IRAS na região do ESO. *b)* comparação entre $D(r)$ delineado por ORS-m e aquele descrito por ORS- θ , conforme indicado. As demais linhas mostradas representam, de baixo para cima, os percentis a 5%, 25%, 50%, 75% e 95% da distribuição de $D(r)$ de uma série de 100 simulações de Monte-Carlo. *c)* o mesmo que em *b*, sendo a comparação agora entre ORS-m e IRAS. *d)* o mesmo que em *b* e *c*, comparando-se agora ORS- θ e IRAS.

Figura 6.15 - O mesmo que na figura 6.14, mas agora para a região do UGC.

Figura 6.16 - *a)* Diferença de densidade entre ORS-m e ORS- θ em função da densidade em ORS-m para uma rede de pontos distribuídos pela região amostrada por ambos. As linhas



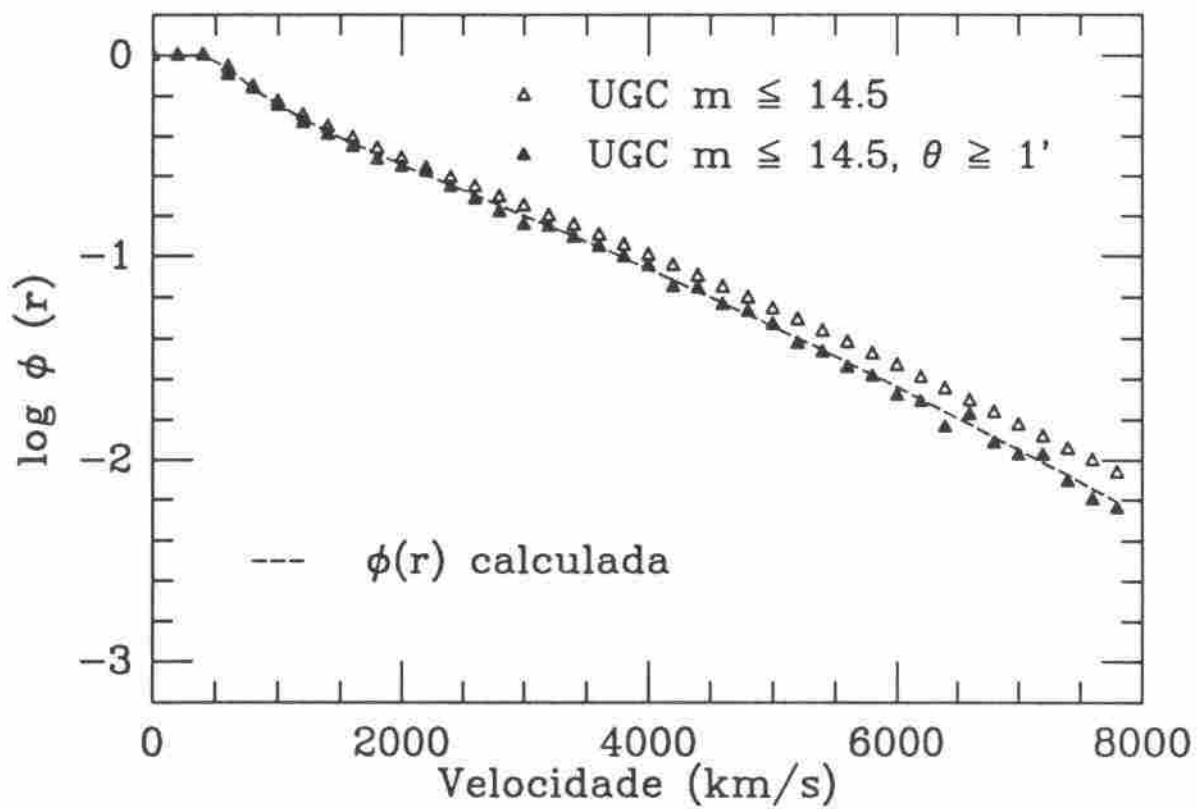


Figura 6.1

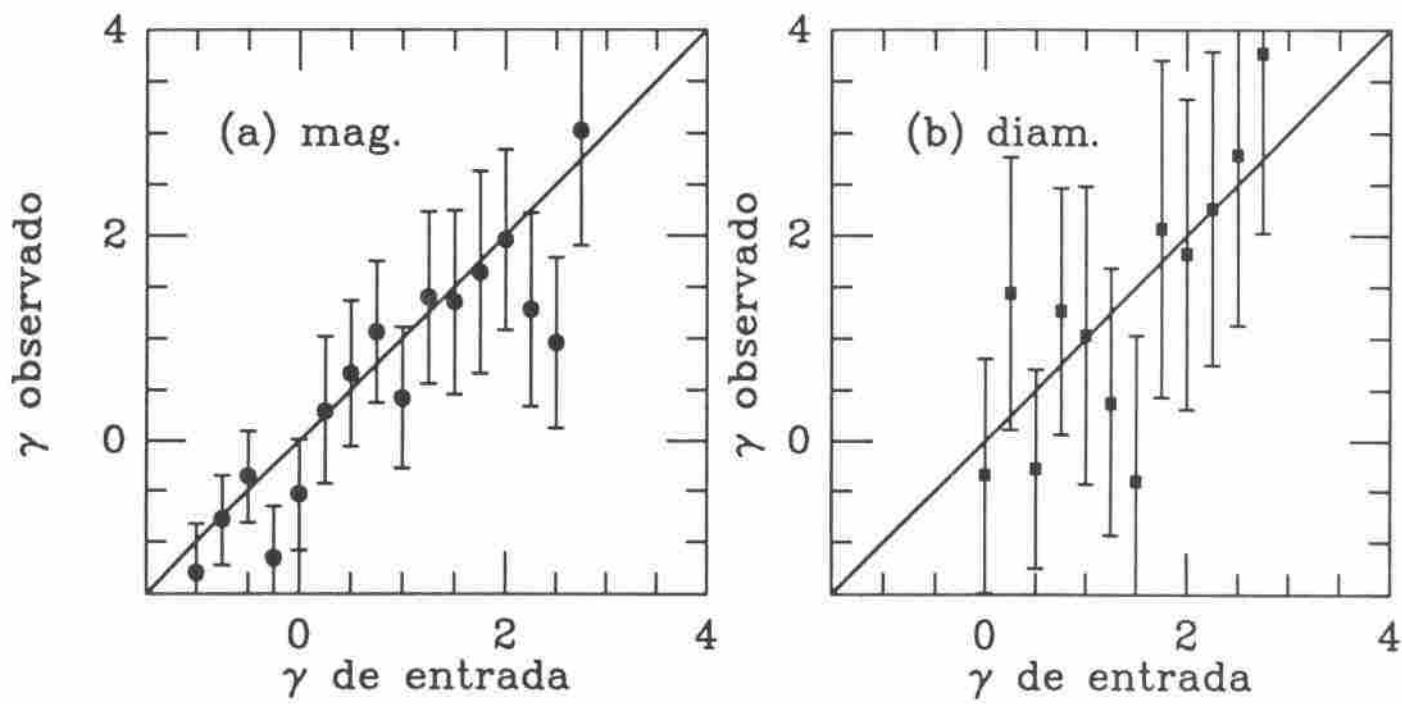


Figura 6.2

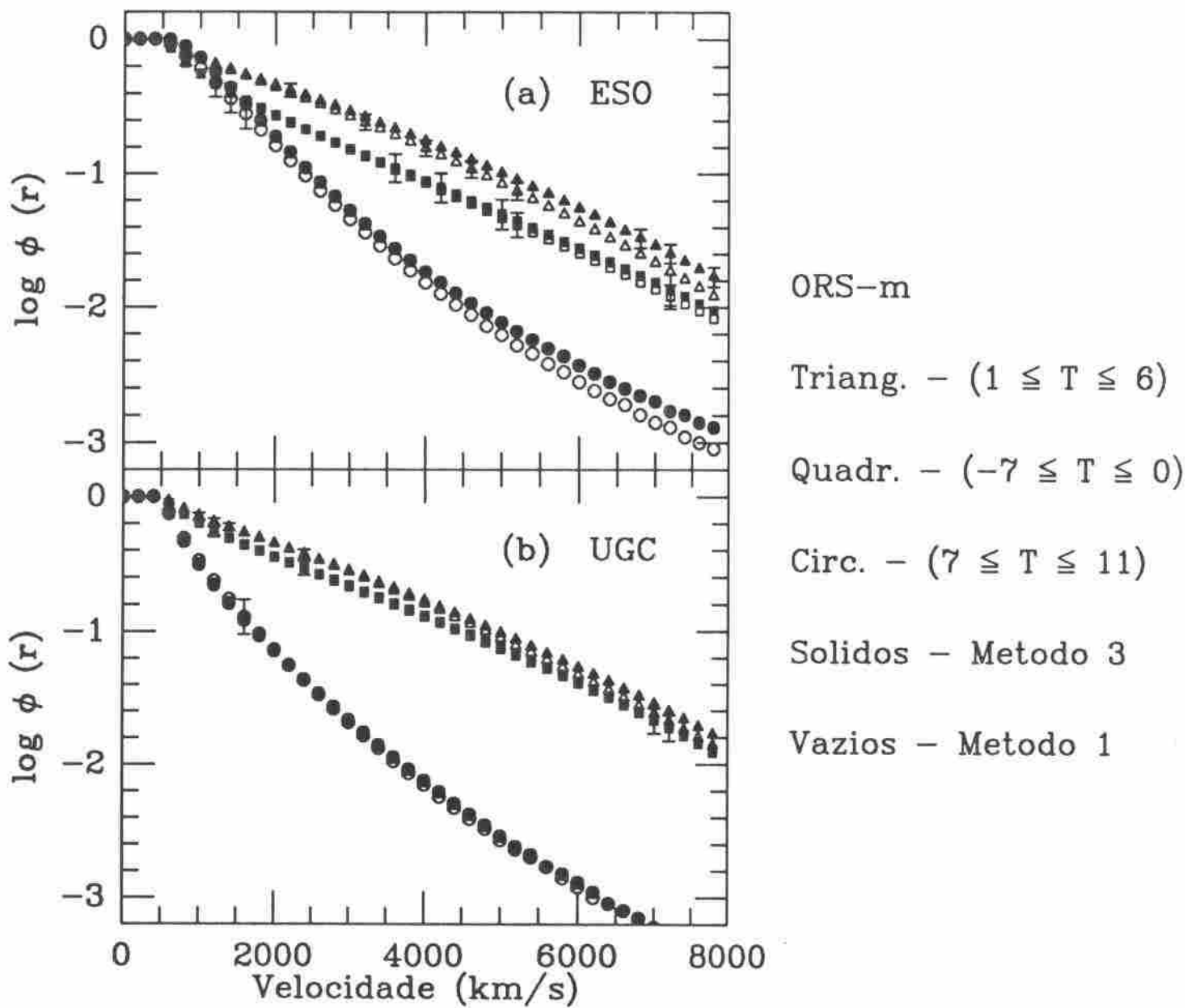


Figura 6.3

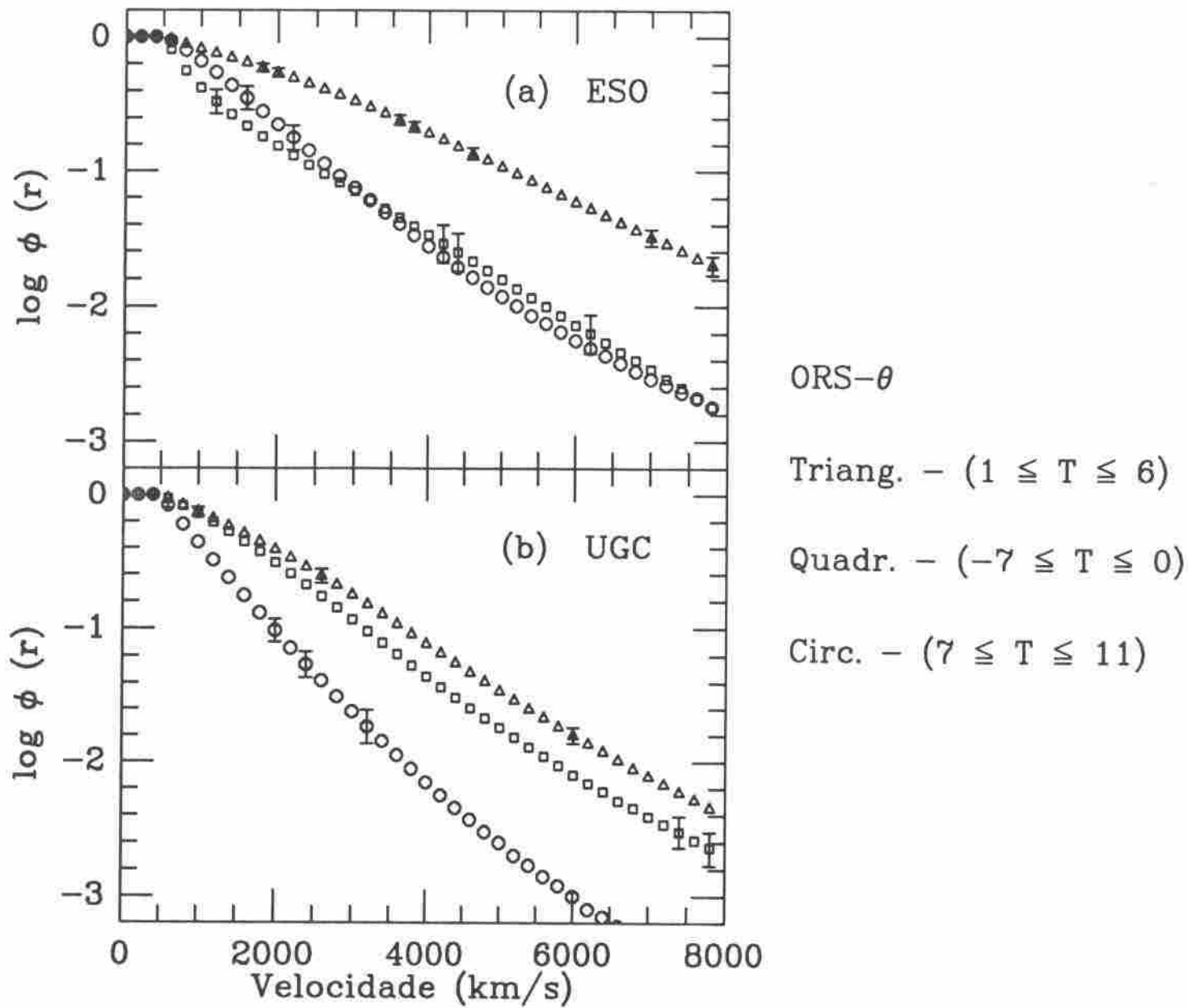


Figura 6.4

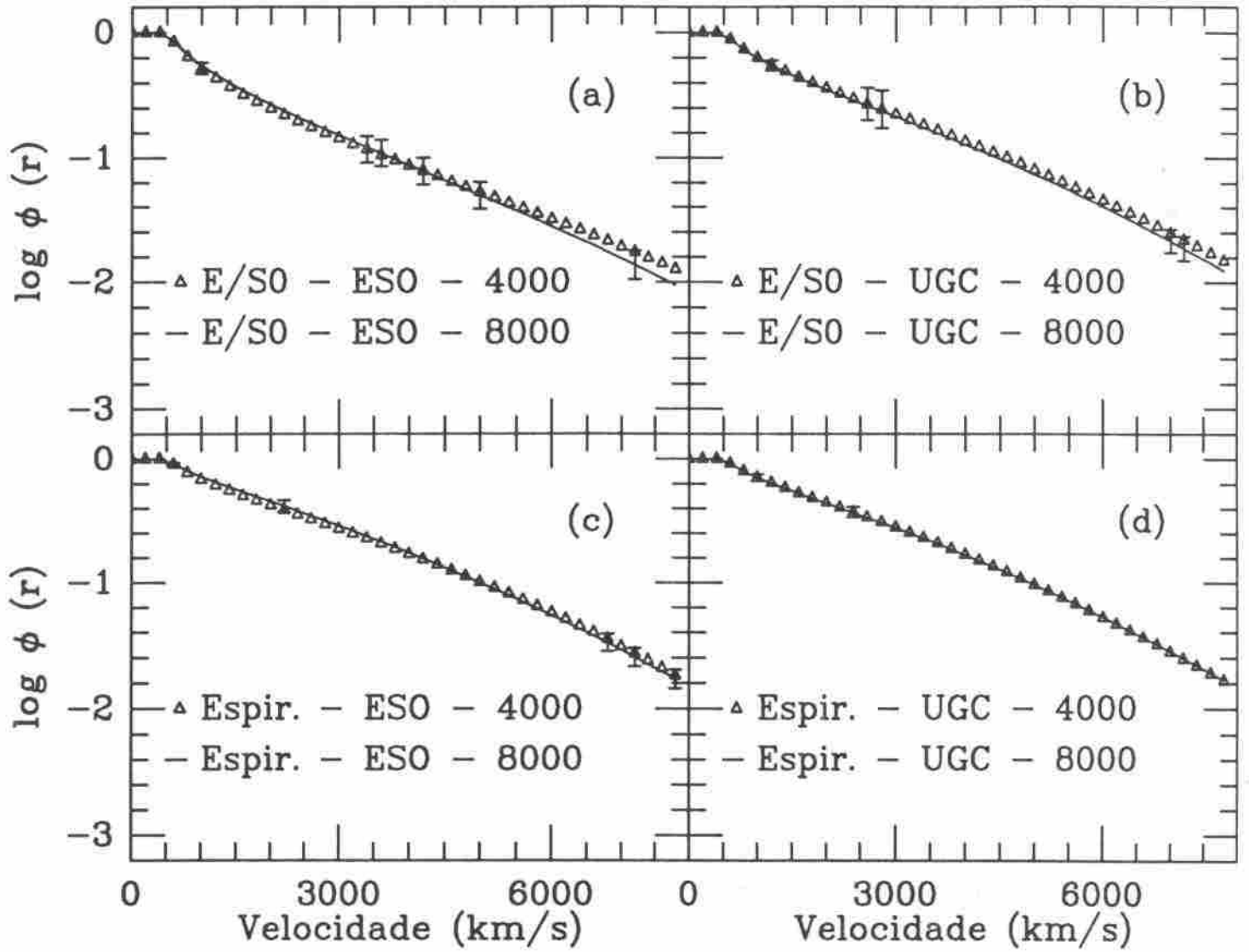


Figura 6.5

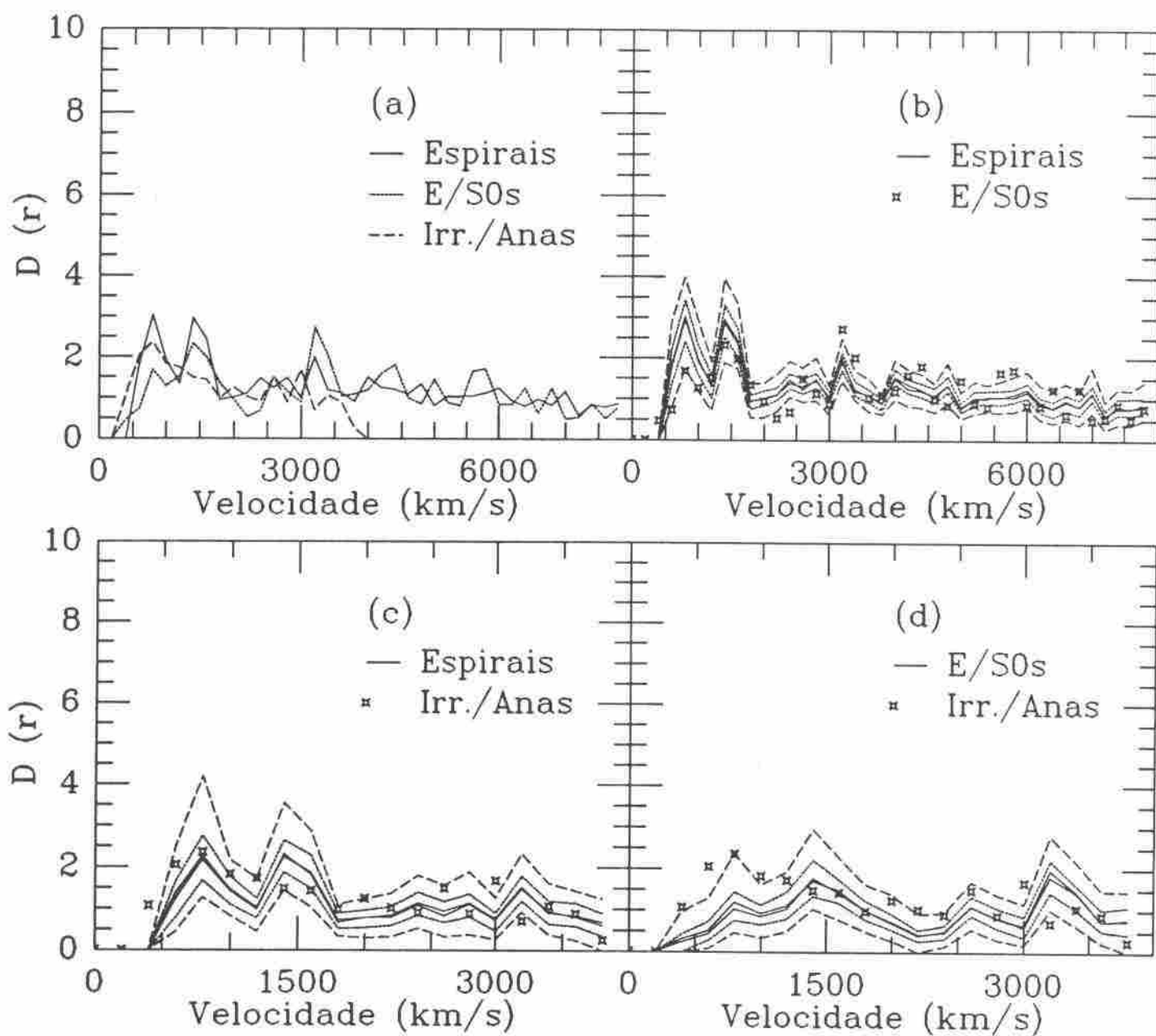


Figura 6.6

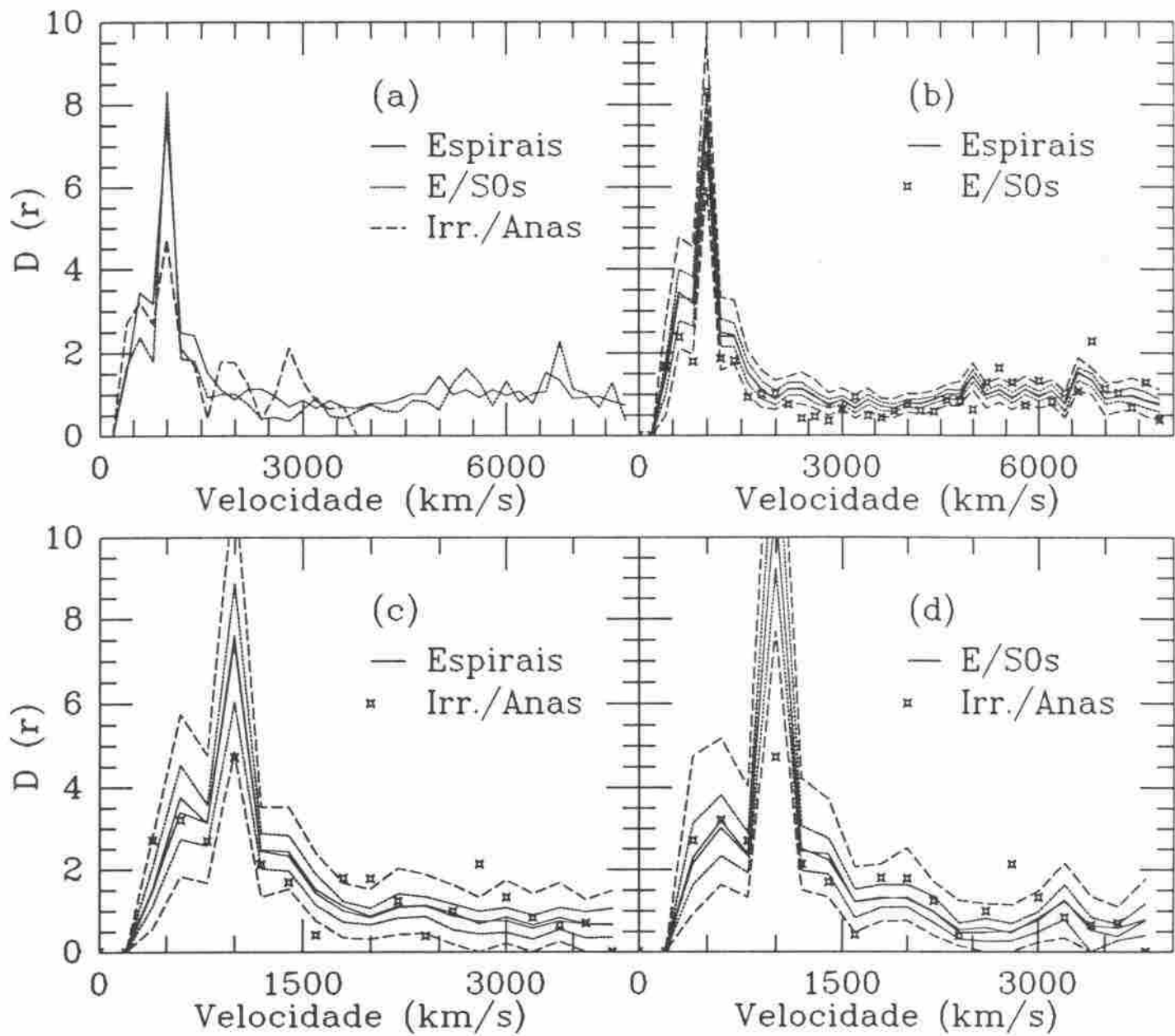


Figura 6.7

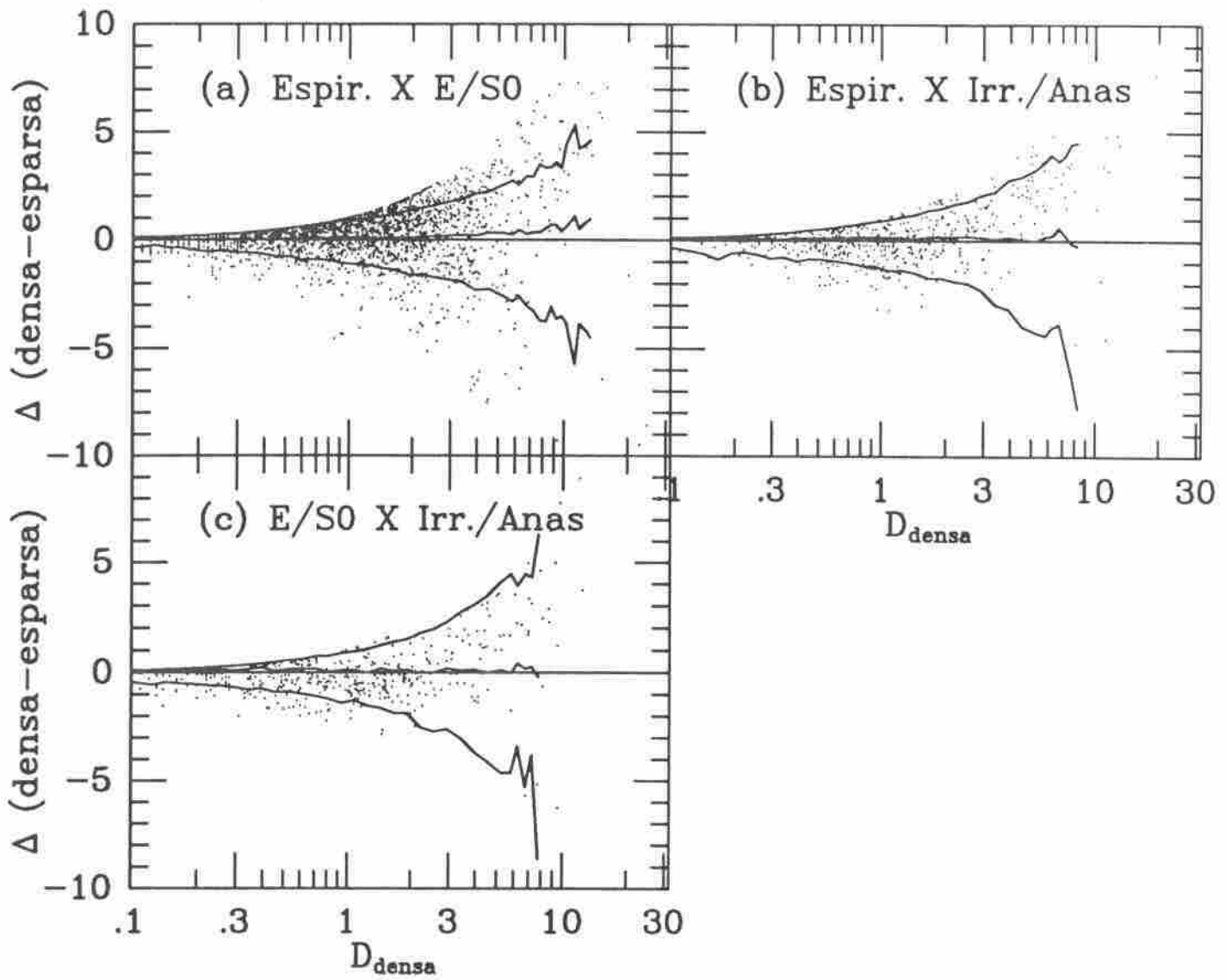


Figura 6.8

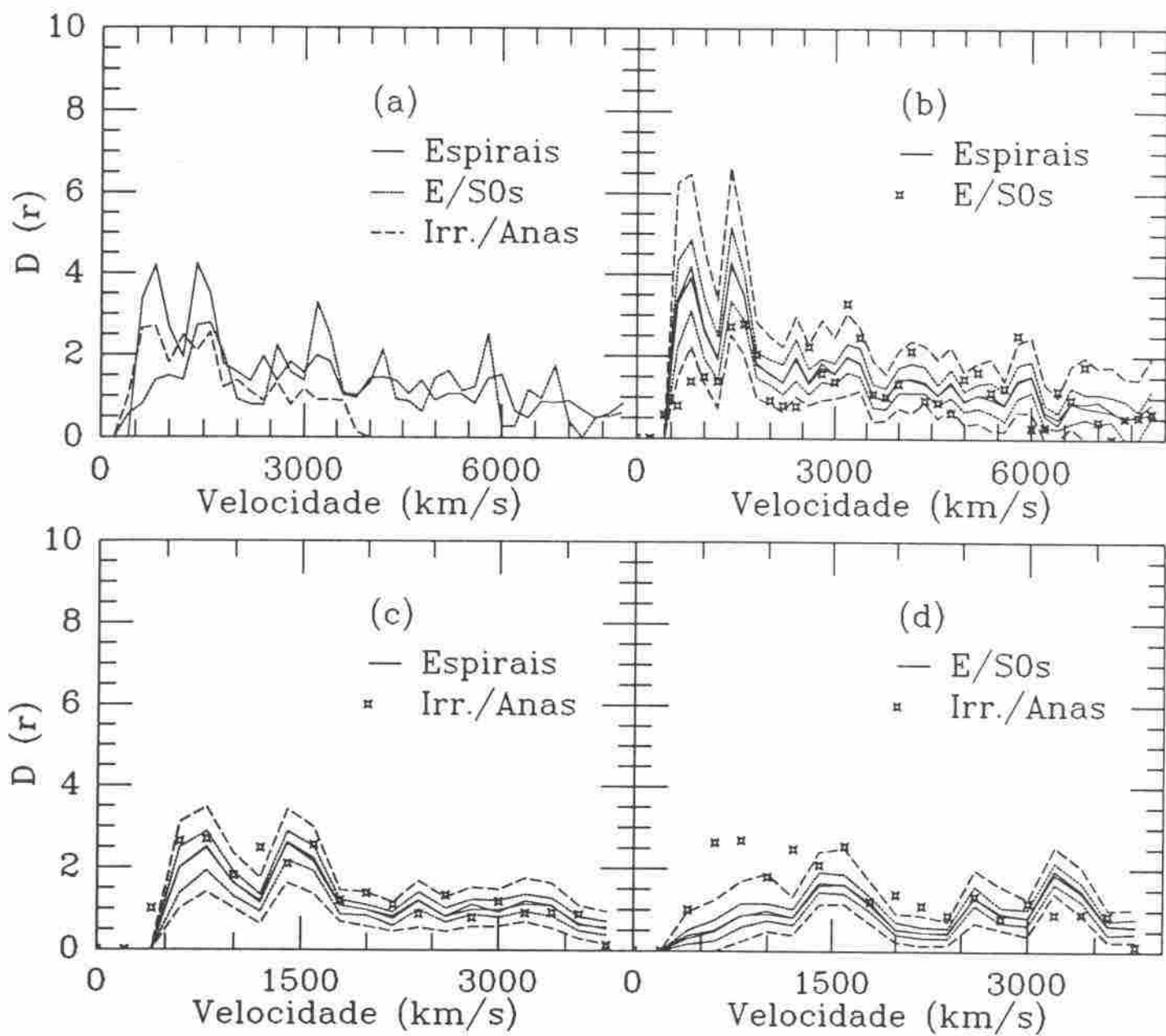


Figura 6.9

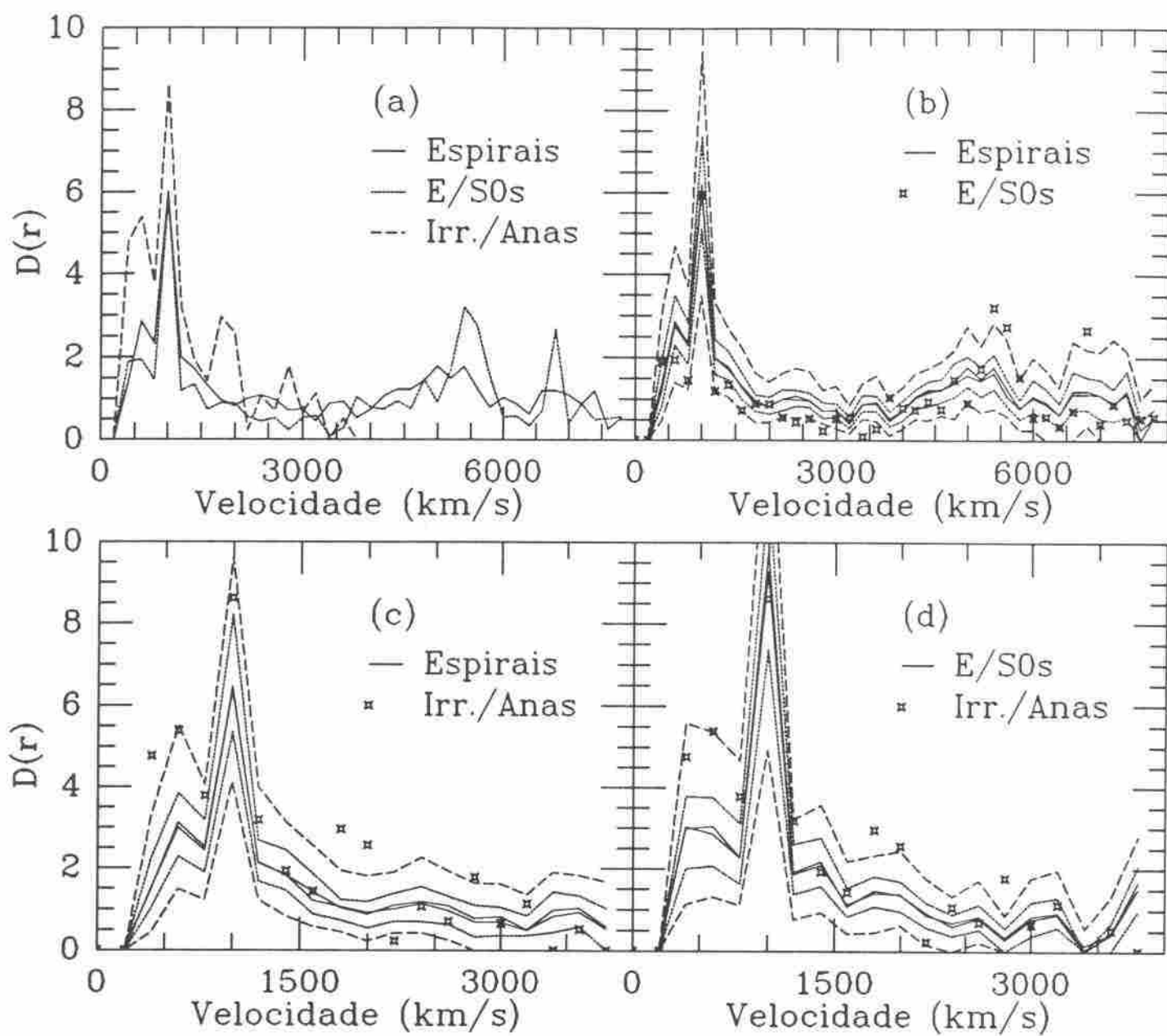


Figura 6.10

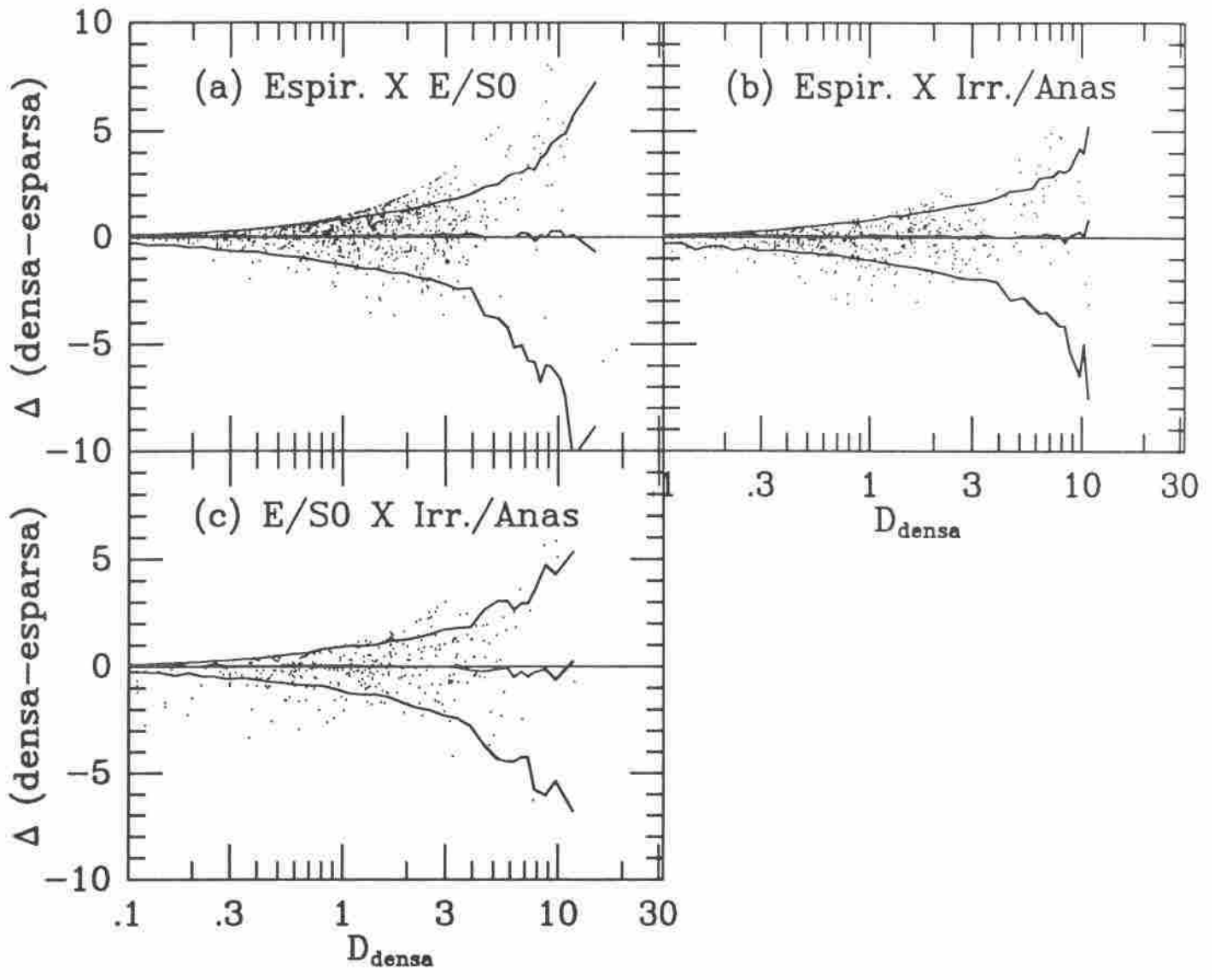


Figura 6.11

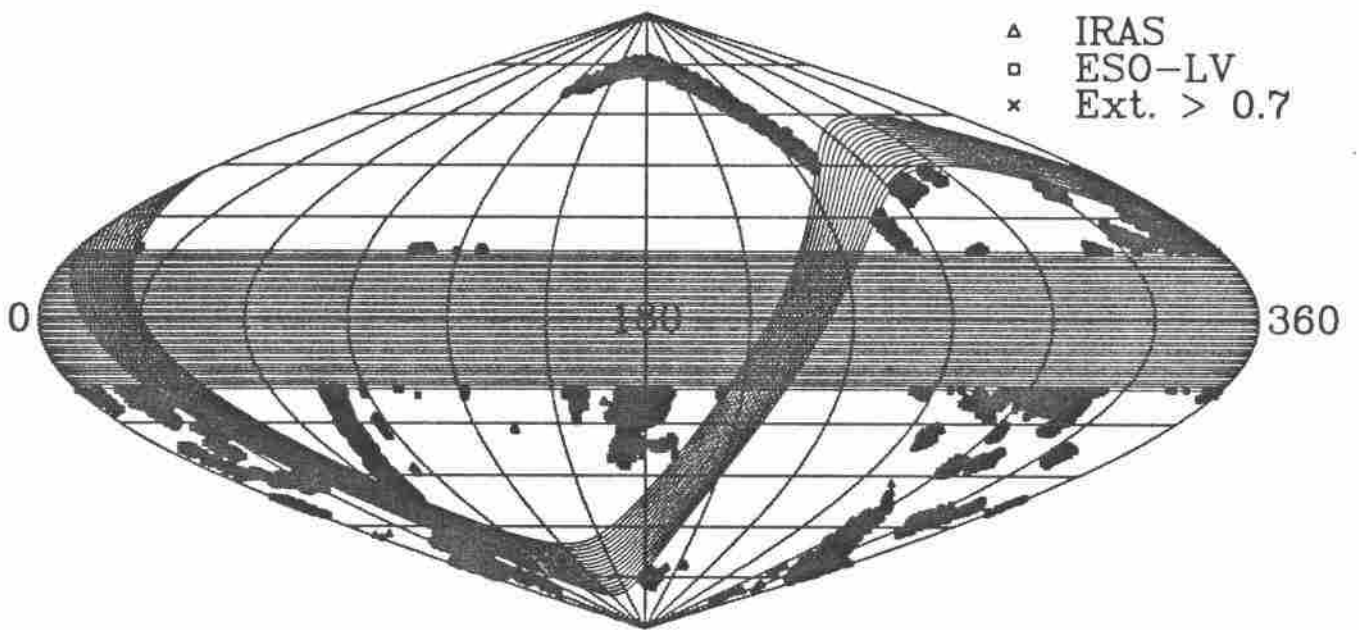


Figura 6.12

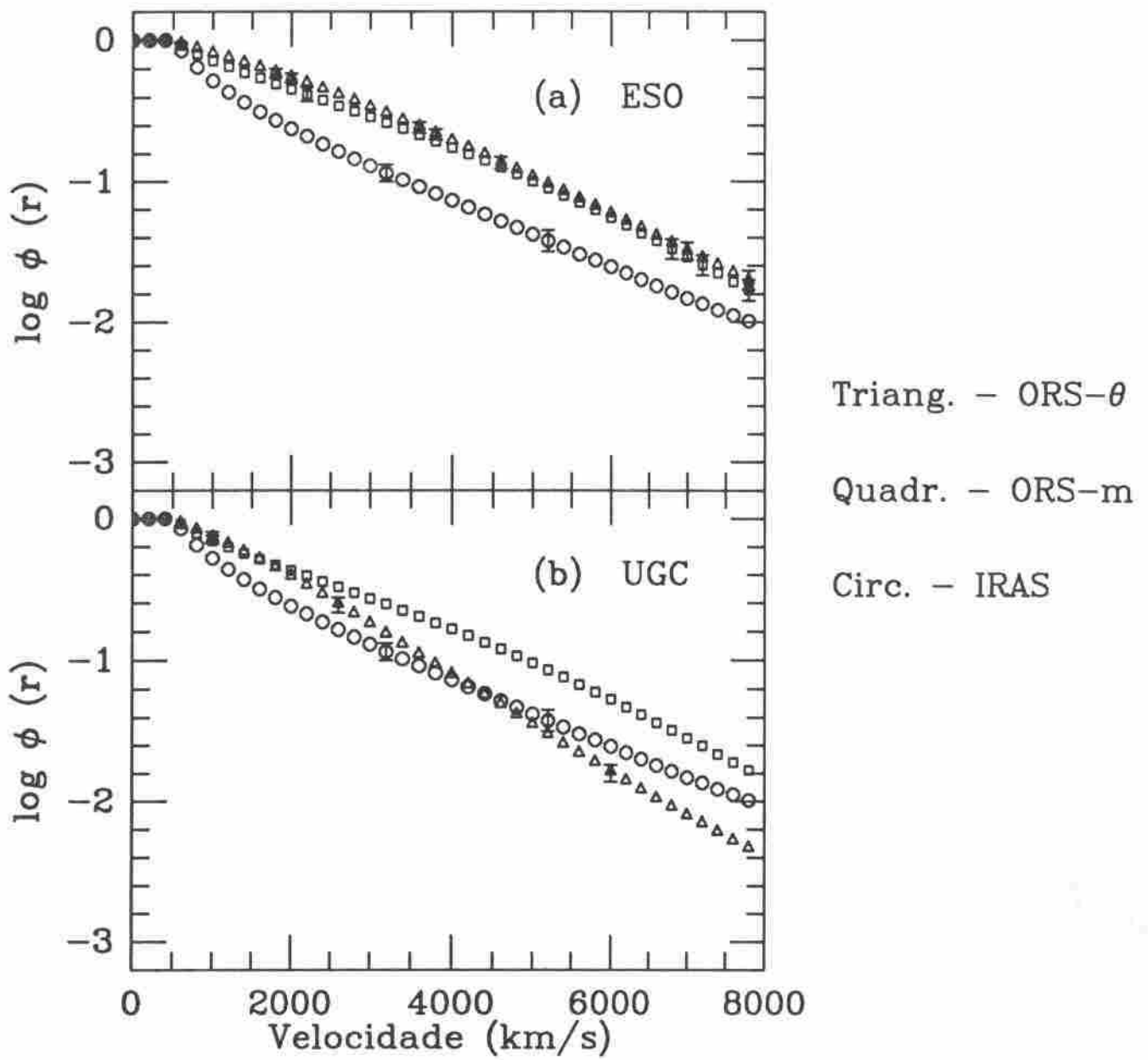


Figura 6.13

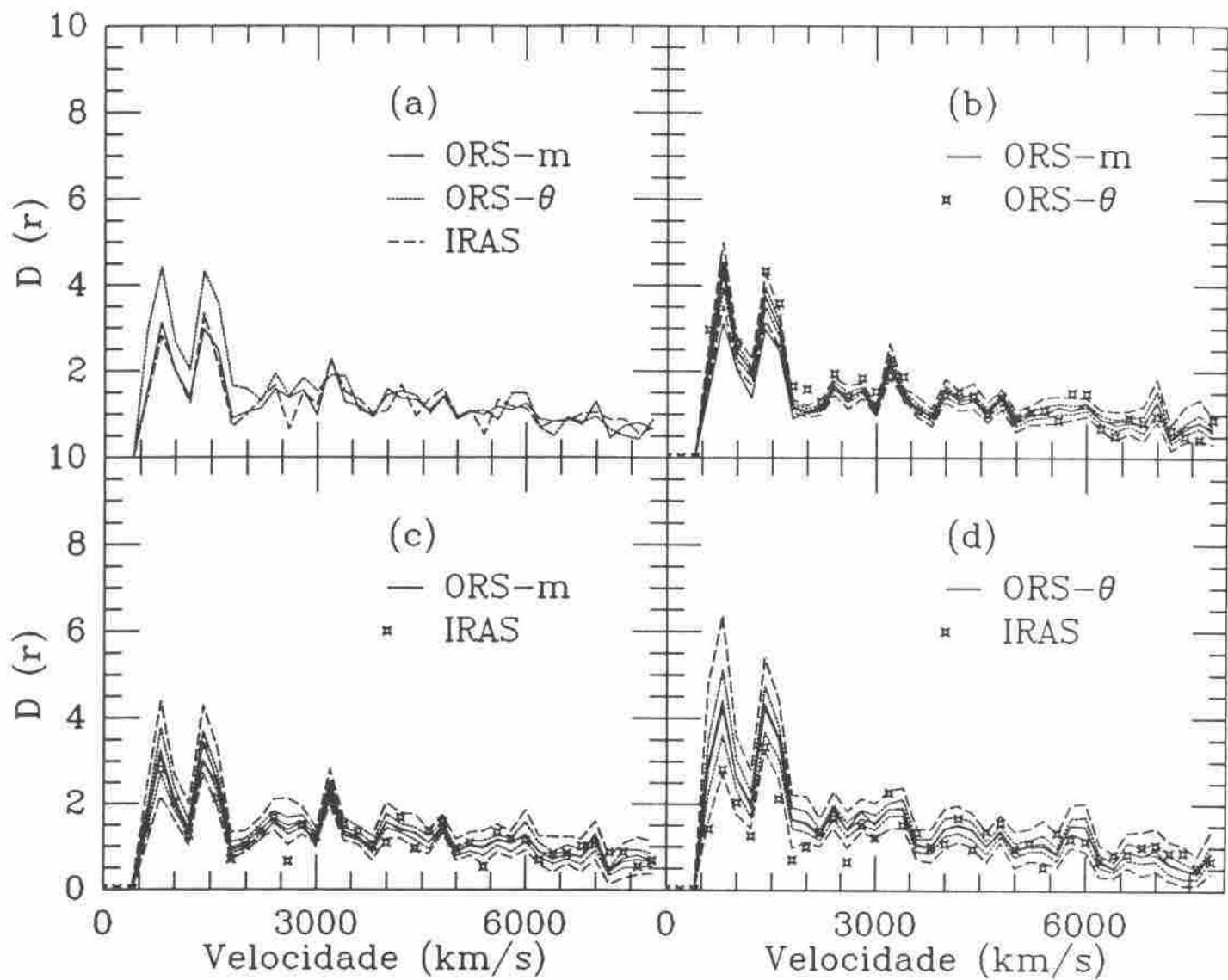


Figura 6.14

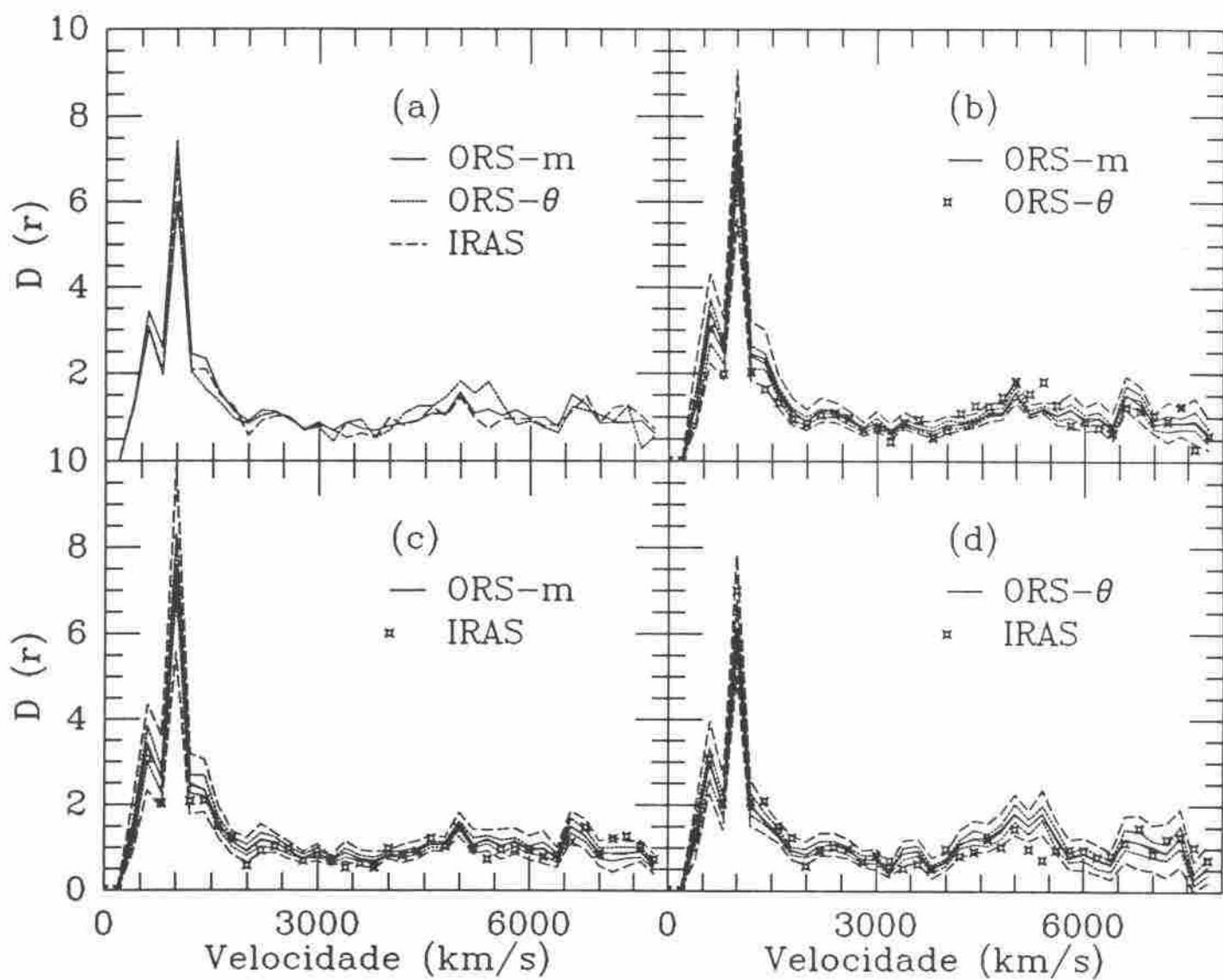


Figura 6.15

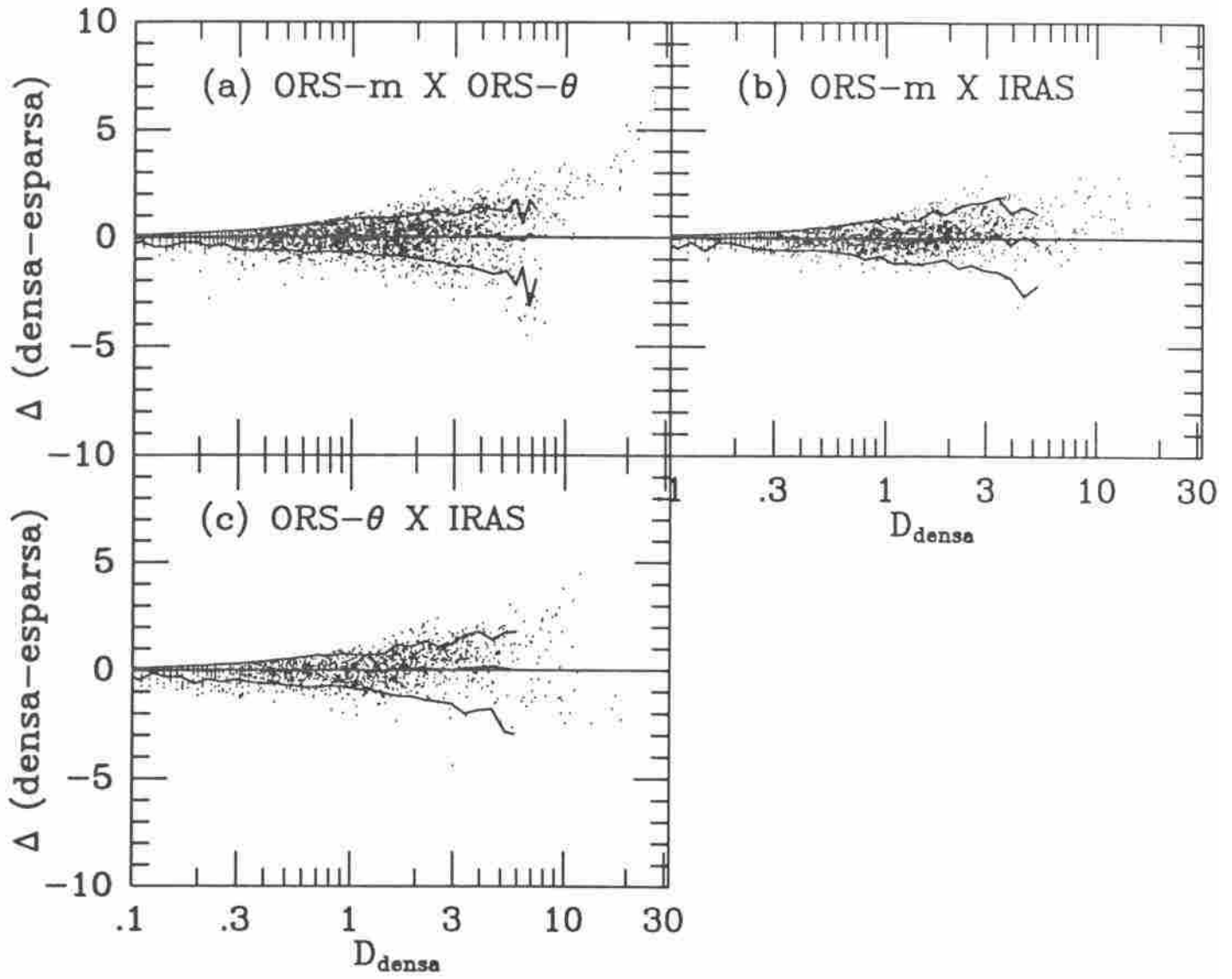


Figura 6.16

VII. CONCLUSÕES

O objetivo principal deste trabalho foi o de estudar o campo de densidade de galáxias no Universo próximo. Foram utilizadas amostras de velocidades radiais, definidas a partir de diferentes critérios de seleção. A consecução deste objetivo exigiu a determinação de aproximadamente 800 novas medidas de "redshifts". Com o intuito de estudar a existência de segregação de galáxias, foram desenvolvidos também métodos de simulação de Monte-Carlo. Estes métodos permitem a comparação direta das medidas de densidade de galáxias obtidas para duas amostras, bem como a determinação de níveis de confiança de segregação. Contrariamente aos métodos tradicionais, como a função de correlação de dois ou mais pontos, esta abordagem tem a vantagem de permitir o aproveitamento de todo o volume amostrado no sentido de quantificar as propriedades de aglomeração e segregação de galáxias.

Uma primeira análise de segregação foi efetuada utilizando-se a amostra do CfA1. Como a determinação de densidades exige a correção da amostra para os efeitos causados pelo critério de seleção, foi necessário, inicialmente, obter a função de luminosidade para esta amostra. O procedimento usado na determinação de $\Phi(L)$, assim como sua parametrização, são os mesmos adotados por Yahil (1988) e aplicados por Yahil *et al.* (1991) para a amostra de galáxias IRAS limitada a 2 Jy. A consistência deste método para a determinação da função de luminosidade de galáxias óticas foi então testada nesta análise preliminar efetuada com o CfA1. Em particular, foi feita uma confirmação *ad hoc* da premissa de que $\Phi(L)$ possui uma forma universal. Esta premissa é válida, exceto por variações em função do tipo morfológico; a distribuição de luminosidades de galáxias irregulares e anãs é marcadamente diferente daquela associada às espirais ou às "early-type". As funções de luminosidade destas duas últimas também diferem entre si. A aparente universalidade da função de luminosidade não exclui a possibilidade de que haja segregação em função deste parâmetro em pequenas escalas ou em aglomerados ricos, tal como observado, por exemplo, por Capelato *et al.* (1980). Os presentes resultados implicam, contudo, que a adoção de uma mesma função de luminosidade para diferentes ambientes de densidade, ou para diferentes distâncias, não induz a erros substanciais na determinação do campo de densidade.

Significativa segregação de galáxias foi observada, para a amostra do CfA1, a partir da comparação dos campos de densidade delineados por galáxias de diferentes tipos morfológicos. Estes resultados serão discutidos mais adiante.

A análise aplicada à amostra do CfA1 foi repetida sobre uma amostra cobrindo a maior parte da esfera celeste, em ambos os hemisférios (ORS). Para esta segunda amostra, o estudo do campo de densidade e de suas variações foi precedido de uma investigação criteriosa sobre a influência causada por erros sistemáticos nas medidas de magnitudes e diâmetros. Especial

atenção foi dada ao efeito de extinção galáctica. Foi observado que a redução nos fluxos aparentes de cada galáxia faz com que a função de seleção deixe de depender apenas da distância, variando também com a direção considerada. A não incorporação deste efeito leva a erros na determinação de $\phi(r)$. A função assim obtida é insensível às variações ponto a ponto da amostragem de galáxias. Ainda assim, contudo, medidas de densidade sobre todo o ângulo sólido coberto por uma amostra não são afetadas. Por outro lado, a correta determinação de medidas localizadas de densidade exige a correção para a extinção galáctica. O mesmo vale para a função de luminosidade. Métodos de correção foram então desenvolvidos e tiveram sua validade testada via simulações de Monte-Carlo. A influência de erros sistemáticos e aleatórios foi também estudada de maneira semi-analítica. Foram obtidas expressões aproximadas para os erros na determinação da função de seleção e do campo de densidade causados por erros sistemáticos. Observou-se que estes erros podem distorcer substancialmente medidas de densidade. Isso limita a possibilidade de se compor amostras selecionadas a partir de bases de dados heterogêneas, pelo menos para fins de determinação do campo de densidade. Concluiu-se também que erros aleatórios nas medidas de magnitude e diâmetro não distorcem o campo de densidade, mas apenas a função de seleção. Estes erros também contribuem para as flutuações estatísticas. Finalmente, efeitos de arredondamento foram incorporados ao processo de determinação da função de seleção e do campo de densidade.

Os campos de densidade delineados por galáxias de diferentes tipos morfológicos não são consistentes entre si. Este resultado, obtido tanto na análise do CfA1 quanto na de ORS, é relativamente independente da presença de aglomerados e regiões de alta densidade galáctica, sendo válido em ambientes mais gerais de densidade. As diferenças, em função da morfologia, observadas no campo de densidade são significativas a um nível de confiança de 95% ou mais. Os resultados deste trabalho estão de acordo com aqueles obtidos por Mo & Börner (1990), Mo *et al.* (1992) e Lahav & Saslaw (1992). Utilizando-se de estatísticas diversas, estes trabalhos constataram a existência de segregação em escalas comparáveis às dos superaglomerados e em ambientes de baixa densidade galáctica. Mo *et al.* (1992) observaram que a fração de “early-types” ($T \leq 0$) de uma amostra decresce em função do contraste de densidade de galáxias para um amplo domínio de densidades. Lahav & Saslaw (1992), estudando a função de distribuição, $f_N(V)$, concluíram que a probabilidade de se selecionar aleatoriamente uma E ou S0 é uma função da densidade local de galáxias, ao passo que para as espirais, esta probabilidade é a mesma em todos os pontos. Estes resultados ampliam a existência de uma relação morfologia-densidade observada por outros autores. Estudos anteriores de segregação morfológica, quando aplicados a amostras extensas e contendo objetos de campo, utilizaram estatísticas mais sensíveis à existência de segregação em pequenas escalas, sendo os resultados, portanto, ainda influenciados pela presença de aglomerados e grupos (Davis & Geller 1976, Giovanelli, Haynes & Chincarini 1986, Santiago & da Costa 1990).

Estudos sobre a segregação de galáxias em função de outros parâmetros têm também ocorrido, mas em menor número e restritos novamente a escalas tipicamente $\lesssim 10h^{-1}$ Mpc. A aplicação dos métodos descritos neste trabalho sobre amostras definidas a partir desses outros parâmetros seria útil no sentido de quantificar sua relevância como indicadores de segregação em grande escala. A dependência da distribuição de galáxias com a luminosidade foi estudada por Hamilton (1988) e Alimi, Valls-Gabaud & Blanchard (1988). Os resultados obtidos sugerem a inexistência de forte segregação, exceto talvez para as galáxias mais luminosas; estas tenderiam a se aglomerar mais do que as demais. Davis *et al.* (1988), por seu turno, estudando amostras limitadas a diferentes níveis de luminosidade e volume, observam variações sistemáticas na escala de correlação, r_0 , o que pode ser um reflexo de segregação por luminosidade. Resultados semelhantes são obtidos por Maurogordato & Lachièze-Rey (1987). Variações na amplitude de correlação de galáxias foram também observadas por Davis & Djorgovski (1985) e Santiago & da Costa (1990), desta vez em função do brilho superficial. Estes resultados estão em aparente contradição com os obtidos por Eder *et al.* (1989) e Thuan *et al.* (1991). Estes últimos, no entanto, se concentraram particularmente na distribuição de galáxias anãs em comparação com a das demais. Além disso, Thuan *et al.* (1991) ainda observaram uma pequena diferença de correlação entre estas duas populações.

É importante enfatizar que a determinação de níveis significativos de segregação, seja em função da morfologia ou de outros parâmetros, não implica que diferentes galáxias delineem estruturas distintas. Em outras palavras, regiões que não contêm galáxias com determinadas características não serão necessariamente ocupadas por outras galáxias. Os resultados obtidos aqui, portanto, não contradizem as observações, feitas por autores como Bothun *et al.* (1986) e Thuan, Gott & Schneider (1987). Por outro lado, variações no campo de densidade em ambientes mais gerais de densidade e em escalas maiores do que as de aglomerados de galáxias restringem o papel desempenhado por mecanismos evolutivos, posteriores à formação de cada galáxia, como responsáveis por estas variações. Mecanismos evolutivos propostos como forma de explicar as diferenças observadas nas distribuições de diferentes tipos de galáxias são eficientes apenas em regiões de alta densidade. A segregação observada em grande escala e baixas densidades é, portanto, provavelmente o resultado das condições reinantes no momento da formação desses objetos. Processos evolutivos, contudo, ainda podem ser importantes, ou mesmo determinantes, na definição das propriedades da distribuição de galáxias em determinadas regiões.

Foi também constatada, pela análise de ORS e da amostra IRAS limitada a 1.2 Jy, a existência de variações significativas no campo de densidade de galáxias em função do critério de seleção dessas amostras. A distribuição de galáxias selecionadas em função do diâmetro aparente é estatisticamente inconsistente com aquela associada a objetos selecionados por magnitude. Zucca *et al.* (1991) fizeram uma análise semelhante, comparando a amostra do CfA1 com uma amostra limitada em diâmetro cobrindo a mesma região. Estes autores observam

que galáxias limitadas por ambos os critérios representam, globalmente, as mesmas estruturas no Universo. Diferenças são observadas, no entanto, nas características topológicas entre as duas amostras. As diferenças existentes neste tipo de comparação podem ser interpretadas como reflexo da existência de segregação por brilho superficial. No caso do presente trabalho, o efeito se deu pela comparação restrita a galáxias de um mesmo tipo morfológico. Assumindo-se como válida esta interpretação, conclui-se então que variações em função do brilho superficial existem de maneira independente do efeito causado pela morfologia. Este resultado, conforme já mencionado, foi obtido anteriormente por Davis & Djorgovski (1985) e Santiago & da Costa (1990), através de análise de correlação. Cumpre notar, no entanto, que a comparação entre as amostras ORS- θ e ORS-m, feita no Capítulo VI, não é otimizada, pois há, possivelmente, uma superposição considerável nas distribuições de brilho superficial entre ambas. Seria útil repetir a presente análise para amostras efetivamente selecionadas por este parâmetro. Seria interessante determinar ainda se a segregação morfológica existe de maneira também independente do brilho superficial. Estudos deste tipo podem ajudar a estabelecer a relevância relativa destes dois parâmetros como indicadores de segregação. A obtenção de medidas precisas de brilho superficial para um grande número de objetos faz-se necessária como forma concretizar estes objetivos.

A comparação entre as amostras de ORS e a do IRAS gerou resultados mais ambíguos. Os campos de densidade delineados pelas galáxias espirais de ORS-m e IRAS são aparentemente consistentes entre si, o que sugere que as galáxias das duas amostras sejam provenientes de uma mesma população. Em outras palavras, galáxias mais brilhantes no infra-vermelho, em sua grande maioria espirais, não se distribuem de maneira significativamente diferente de objetos do mesmo tipo selecionados óticamente. Resultados semelhantes foram obtidos por Salzer *et al.* (1988), Babul & Postman (1990) e Strauss *et al.* (1992a). Os primeiros se concentraram especificamente na distribuição de galáxias com linhas de emissão fortes, concluindo que estas delineam as mesmas estruturas que as demais galáxias óticas brilhantes. Babul & Postman (1990), através da aplicação de diversas estatísticas, concluíram que a distribuição de galáxias IRAS é inteiramente consistente com a de espirais óticas. Pequenas diferenças foram observadas nas propriedades de aglomeração de galáxias IRAS relativamente à população geral de galáxias óticas. Além disso, um fator de segregação de ~ 1.2 foi observado entre ambas. Entretanto, estes resultados, conforme enfatizado pelos próprios autores, dependem fortemente da presença de ambientes de alta densidade. Strauss *et al.* (1992a) fizeram uma análise bastante semelhante à apresentada aqui, comparando a amostra IRAS a 2 Jy com as amostras óticas do SSRS, CfA1 e SPS (Dressler 1991). Os campos de densidade obtidos para galáxias IRAS e óticas se mostraram mutuamente consistentes, exceto pelas regiões de mais alta densidade e pela comparação envolvendo o SSRS. A discrepância com relação a esta última foi interpretada como o resultado de efeitos de seleção presentes na mesma amostra. Alternativamente, as diferenças obtidas podem ser o reflexo de segregação por brilho superficial, tal como sugerida

pelos resultados deste trabalho. Outra evidência favorável à segregação por brilho é a obtenção de níveis significativos de segregação na comparação de IRAS com ORS- θ .

A presença de segregação em função de mais de um parâmetro sugere a possibilidade haver mais de um mecanismo responsável pelo seu surgimento. Uma vez que a morfologia está ligada à presença ou não do componente disco, e sendo este possivelmente mais vulnerável a efeitos ambientais, é tentador especular que a segregação por este parâmetro esteja mais associada a processos evolutivos, sendo a dependência com o brilho superficial, neste caso, o reflexo de mecanismos de formação. A segregação morfológica em grandes escalas observada neste trabalho seria então o reflexo da relação entre tipo morfológico e brilho superficial. Do ponto de vista observacional, esta hipótese poderia ser testada por uma análise de segregação por morfologia restrita apenas a objetos de mesmo brilho superficial. No domínio deste trabalho, no entanto, esta hipótese está fortemente ligada à premissa de que o efeito observado na comparação de ORS- θ com ORS-m e IRAS é realmente causado pelas diferenças de brilho superficial entre as galáxias dessas amostras. Conforme mencionado no final do Capítulo VI, as dificuldades de se levar em conta a presença de objetos em comum entre estas diversas amostras, somada à contaminação morfológica da amostra IRAS, fazem com que a análise apresentada em VI.C seja apenas preliminar.

A existência de segregação em grandes escalas se encaixa nas previsões de modelos de formação segregada de galáxias. Estes modelos sugerem que a formação de galáxias tenha ocorrido em regiões ou ambientes de alguma forma particulares. Neste caso, a distribuição de galáxias não refletiria adequadamente a distribuição do restante de matéria no Universo. Para qualquer mecanismo responsável por esta distorção entre a distribuição de matéria e a de galáxias, é razoável supor que sua eficiência apresente alguma dependência com as propriedades internas das protogaláxias. Estas propriedades devem estar, por sua vez, de alguma forma correlacionadas com as propriedades estruturais das galáxias que hoje observamos. Por conseguinte, caso galáxias se segreguem do restante da matéria, é de se esperar que galáxias de diferentes características também se distribuam de maneira mutuamente segregada. A determinação dos parâmetros mais relevantes à segregação de galáxias pode, portanto, ajudar-nos a entender as condições reinantes durante a formação desses objetos e a limitar os diferentes mecanismos propostos. O mecanismo de formação segregada mais discutido até o presente é aquele proposto originalmente por Kaiser (1984) e discutido por Blumenthal *et al.* (1984) e Dekel & Silk (1986), entre outros; se galáxias formaram-se a partir de perturbações gaussianas de alto contraste de densidade com relação à média, em um cenário hierárquico de formação de estruturas, a distribuição espacial de galáxias será mais concentrada do que a de matéria. Analogamente, se objetos com diferentes características resultam de perturbações com diferentes níveis de contraste, haverá também segregação em função destas características. Discussões sobre este e outros mecanismos de segregação são apresentadas também por Silk (1985), Dekel & Rees (1987) e Babul & White (1991).

Tentativas de se quantificar a segregação entre matéria e luz no Universo assumem uma relação linear entre os campos de densidade descritos por estes dois componentes. Esta relação simples, no entanto, não está embasada pelas observações. As estimativas de fatores de segregação relativos (b_r ; expressão 6.7) entre as diversas subamostras morfológicas usadas neste trabalho, por exemplo, sugerem uma dependência deste fator com a densidade. A relação entre as medidas de densidade associadas aos diferentes delineadores é, portanto, aparentemente não-linear. Uma análise mais detalhada da dependência de b_r com a própria densidade, ou com a escala utilizada na sua determinação, se encontra presentemente em curso para a amostra ORS. Seria interessante que houvesse uma discussão sobre os possíveis desvios desta relação linear para os diferentes mecanismos de segregação propostos. O estudo da dependência de b (expressão 1.9), ou de b_r , em função da escala ou do ambiente de densidade, poderia então ajudar a impor restrições aos diferentes cenários. De qualquer forma, os fatores de segregação relativos obtidos neste trabalho, assumindo-se uma relação linear entre os diversos campos de densidade, são baixos ($\simeq 1 - 1.7$) e, quase todos, consistentes com a unidade. Curiosamente, trabalhos recentes indicam que $b \lesssim 1.5$ permite conciliar os resultados observacionais, principalmente no que tange aos movimentos peculiares, com o modelo CDM padrão, para o qual $\Omega_0 = 1$ e $n = 1$ (Kaiser & Lahav 1989, Carlberg & Couchman 1989, Fisher *et al.* 1993, Tormen *et al.* 1993).

Uma das principais motivações para a obtenção da amostra ORS é a possibilidade de se testar a reprodutibilidade dos resultados obtidos com as amostras IRAS, usando-se outros delineadores da distribuição de galáxias em grandes escalas. Em especial, a obtenção desta nova amostra abre a perspectiva de se inferir o campo de velocidades peculiares a partir da distribuição de galáxias óticas e de, eventualmente, impor novas restrições ao domínio de valores aceitáveis do parâmetro de densidade. Estes assuntos foram propositadamente deixados de lado da presente análise. De qualquer forma, apesar da constatação de que há variações estatisticamente significativas no campo de densidade, foi possível observar que galáxias IRAS e ORS tendem a delinear essencialmente as mesmas estruturas. Somando-se a isto a perspectiva preliminar de baixos valores para os fatores de segregação relativos em ORS e entre ORS e IRAS, os limites inferidos por Strauss *et al.* (1992b) para o parâmetro $\beta = \Omega_0^{0.6}/b$ são provavelmente representativos da população geral de galáxias.

Antes de terminar, seria útil discutir criticamente as limitações inerentes ao método de análise de segregação desenvolvido e aplicado aqui. Um problema ligado a este método é o fato de que ele se baseia na comparação de medidas de densidade normalizadas pela média. A densidade média de uma amostra, no entanto, é uma grandeza relativamente indeterminada, pois está sujeita a flutuações causadas pela presença de estruturas de escala comparável à da própria amostra (de Lapparent, Geller & Huchra 1988). A ausência de uma amostra representativa da distribuição geral de galáxias no Universo impede a determinação de um valor de n_1 que seja igualmente representativo. Variações nos valores de n_1 são inclusive observadas entre

as subamostras morfológicas limitadas a $R_{mar} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ e $R_{mar} = 8000 \text{ km s}^{-1}$ usadas neste trabalho (tabelas III.1, VI.1, VI.2, VI.6 e VI.9). Por outro lado, erros de normalização não seriam relevantes para a comparação do campo de densidade de duas amostras, caso elas fossem derivadas de uma mesma população de galáxias. Em outras palavras, os níveis de segregação observados não podem ser unicamente o resultado artificial da existência de erros nas medidas de n_1 para as diferentes subamostras. Erros em n_1 , no entanto, contribuem para o valor dos NCS obtidos.

Existe ainda a possibilidade de que as flutuações nos campos de densidade estejam sendo subestimadas pelo processo de geração das simulações de Monte-Carlo, o que levaria à superestimativa dos níveis de confiança de segregação. Uma limitação deste processo é o fato de que as posições dos objetos simulados estão amarradas às posições das galáxias da amostra densa. Em outras palavras, durante as simulações fica implicitamente assumido que a população de galáxias restringe-se a ocupar as posições das galáxias daquela amostra. Seria interessante incorporar a variabilidade nas posições dos objetos, o que tenderia a aumentar as flutuações. A dificuldade de se fazer isto reside em definir que distribuição de probabilidade de ocupação das posições vazias seria adequada. Outra fonte adicional de flutuações é causada por erros aleatórios nas magnitude e nos diâmetros aparentes. Conforme visto em V.B.2, estes erros distorcem, de maneira igualmente aleatória, as medidas de densidade. Este efeito não foi incorporado nesta análise. Contudo, é improvável que estas flutuações adicionais sejam comparáveis àquelas causadas pelo número finito de objetos disponíveis, especialmente para as comparações que envolveram as amostras menores, como as de galáxias anãs e irregulares. Além disso, as medidas de densidade dependem fortemente da determinação da função de seleção. Como a obtenção desta última se deu de maneira mais aproximativa para as simulações de Monte-Carlo do que para as amostras reais, supõe-se que as flutuações induzidas pelos ajustes a $\phi(r)$ das primeiras sejam maiores do que nas últimas. Isto tenderia a compensar os outros efeitos mencionados.

De qualquer forma, a determinação de níveis definitivos de segregação entre os vários delineadores da distribuição de galáxias exige um refinamento dos métodos utilizados aqui. Alternativamente, este mesmo objetivo pode ser alcançado pela obtenção de bases de dados mais profundas e homogêneas, para as quais os erros sistemáticos e aleatórios nas magnitudes e diâmetros não sejam relevantes, assim como as diferenças existentes entre as amostras selecionadas e as suas respectivas populações. Somente desta forma será também possível melhor corrigir o campo de densidade para a extinção galáctica, permitindo assim a análise deste último em regiões ainda mais próximas do plano da Galáxia. Finalmente, cumpre enfatizar que o presente trabalho cobriu um volume pequeno daquilo que foi definido como Universo próximo, ainda havendo assim considerável espaço para a ampliação das amostras de velocidades radiais disponíveis e sua aplicação em trabalhos semelhantes ao apresentado aqui.

BIBLIOGRAFIA

- Aarseth, S.J., Gott, J.R., & Turner, M.S., 1979, *ApJ*, 228, 664.
- Alimi, J.M., Valls-Gabaud, D., & Blanchard, A., 1988, *A&A*, 206, L11.
- Alonso, M.V., da Costa, L.N., Pellegrini, P.S. & Kurtz, M.J., 1993, *A.J.*
106, 676.
- Babul, A., & Postman, M., 1990, *ApJ*, 359, 280.
- Babul, A., & White, S.D.M., 1991, *MNRAS*, 253, 31p.
- Bailey, M.E., & Williams, D.A., 1987, eds: *Dust in the Universe*, (Cambridge: Cambridge University Press).
- Balian, R., & Schaeffer, R., 1989a, *A&A*, 220, 1.
- Balian, R., & Schaeffer, R., 1989b, *A&A*, 226, 373.
- Bardeen, J., Bond, J.R., Kaiser, N., & Szalay, A., 1986, *A&A*, 304, 15.
- Bhavsar, S.P., 1981, *ApJ*, 246, L5.
- Bean, A.J., Efstathiou, G., Ellis, R.S., Peterson, B.A., & Shanks, T., 1983, *MNRAS*, 205, 605.
- Bertschinger, E., & Dekel, A., 1989, *ApJ*, 336, L5.
- Bertschinger, E., Dekel, A., Faber, S.M., Dressler, A., & Burstein, D., 1990, *ApJ*, 364, 370.
- Bevington, P.R., 1969, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (New York: Mc Graw-Hill).
- Binggelli, B., Sandage, A., & Tammann, G.A., 1988, *Ann. Rev. Ast. Ap.*, 26, 509.
- Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Primack, J.R., & Rees, M.J., 1984, *Nature*, 311, 517.
- Blumenthal, G.R., da Costa, L.N., Goldwirth, D.S., Lecar, M., Piran, T., 1992, *ApJ*, 388, 234.

- Bond, J.R., Efstathiou, G., & Silk, J., 1980, *Phys. Rev. Lett.*, 45.
- Bond, J.R., & Efstathiou, G., 1984, *ApJ*, 285, L45.
- Börner, G., Mo, H., & Zhou, Y., 1989, *A&A*, 221, 191.
- Bothun, G.D., Beers, T.C., Mould, J.R., & Huchra, J.P., 1986, *ApJ*, 308, 510.
- Broadhurst, T. J., Ellis, R. S., Koo, D. C. & Szalay, A. S., 1990, *Nature*, 343, 726.
- Broadhurst, T.J., Ellis, R.S., & Glazebrook, K., 1992, *Nature*, 355, 55.
- Burstein, D., & Heiles, C., 1982, *A.J.*, 87, 1165.
- Burstein, D. & Heiles, C., 1984, *ApJS*, 54, 33.
- Burstein, D., 1991, comunicação particular.
- Capelato, H.V., Gerbal, D., Mathez, G., Mazure, A., Salvador-Solé, E., & Sol, H., 1980, *ApJ*, 241, 521.
- Carlberg, R.G., & Couchman, H.M.P., 1989, *ApJ*, 340, 47.
- Choloniewski, J., 1986, *MNRAS*, 223, 1.
- Collins, A., Joseph, R.D., & Robertson, N.A., 1986, *Nature*, 320, 506.
- Corwin, H., 1992, comunicação particular (ESGC).
- Courteau, S., Faber, S. M., Dressler, A. & Willick, J. A., 1993, *ApJ*, 412, L51.
- da Costa, L.N., Pellegrini, P., Sargent, W., Tonry, J., Davis, M., Meiksin, A., Latham D., Menzies, J., & Coulson, I., 1988, *ApJ*, 327, 544. (SSRS)
- Davis, M. & Geller, M.J., 1976, *ApJ*, 208, 13.
- Davis, M., Geller, M.J., & Huchra, J., 1978, *ApJ*, 221, 1.
- Davis, M., & Huchra, J., 1982, *ApJ*, 254, 437.
- Davis, M., & Peebles, P.J.E., 1983, *ApJ*, 267, 465.

- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C.S., & White, S.D.M., 1985, ApJ, 292, 371.
- Davis, M., & Djorgovski, S., 1985, ApJ, 299, 15.
- Davis, M., Meiksin, A., Strauss, M.A., da Costa, N., & Yahil, A., 1988, ApJ, 333, L9.
- Davis, M., Strauss, M.A., & Yahil, A., 1991, ApJ, 372, 394.
- de Jong, T., Clegg, P.E., Soifer, B.T., Rowan-Robinson, M., Habing, H.J., Houck, J.R., Aumann, H.H., & Raimond, E., 1984, ApJ, 278, L67.
- Dekel, A., & Aarseth, S.J., 1984, ApJ, 283, 1.
- Dekel, A., & Silk, J., 1986, ApJ, 303, 39.
- Dekel, A., & Rees, M.J., 1987, Nature, 326, 455.
- Dekel, A., Bertschinger, E., Yahil, A., Strauss, M. A., Davis M. & Huchra, J. P., 1993, ApJ, 412, 1.
- de Lapparent, V., Geller, M.J., & Huchra, J.P., 1986, ApJ, 302, L1.
- de Lapparent, V., Geller, M.J., & Huchra, J.P., 1988, ApJ, 332, 44.
- de Souza, R.E., Capelato, H.V., Arakaki, L., & Logullo, C., 1982, ApJ, 263, 557.
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., & Corwin, H.G., Jr., 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, (Austin: University of Texas Press). (RC2)
- Dey, A., Strauss, M.A., & Huchra, J.P., 1990, A.J., 99, 463.
- Djorgovski, S., 1988, *Starbursts and Galaxy Evolution*, Moriond Astrophysics Workshop, eds. Thuan, T.X. et al. , p.549. (Gif sur Yvette: Eds. Frontières).
- Djorgovski, S., de Carvalho, R., & Han, M.S., 1988, *Extragalactic Distance Scale*, ed. S. van den Bergh & C. Pritchett, A.S.P. Conf. Ser. 4, p. 329.

- Dressler, A., 1980, *ApJ*, 236, 351.
- Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., Davies, R., Faber, S., Terlevich, R.J., Wegner, G., 1987, *ApJ*, 313, 42.
- Dressler, A., 1991, *ApJS*, 75, 241.
- Eder, J.A., Schombert, J.M., Dekel, A., & Oemler, A., 1989, *ApJ*, 340, 29.
- Efstathiou, G., & Eastwood, J.W., 1981, *MNRAS*, 194, 503.
- Efstathiou, G., Ellis, R.S., & Peterson, B.A., 1988, *MNRAS*, 232, 431.
- Einasto, J., Klypin, A.A., Saar, E., & Shandarin, S.F., 1984, *MNRAS*, 206, 529.
- Faber, S.M., & Gallagher, J., 1979, *Ann. Rev. Ast. Ap.*, 17, 135.
- Faber, S., Wegner, G., Burstein, D., Davies, R., Dressler, A., Lynden-Bell, D., & Terlevich, R., 1989, *ApJ*, 69, 763.
- Fasano, G., 1985, *A.A. Suppl. Ser.*, 60, 285.
- Felten, J.E., 1977, *A.J.*, 82, 861.
- Ferguson, H.C., & Sandage, A., 1991, *A.J.*, 101, 765.
- Fisher, K.B., Strauss, M.A., Davis, M., Yahil, A., & Huchra, J.P., 1992, *ApJ*, 389, 188.
- Fisher, K.B., Davis, M., Strauss, M.A., Yahil, A., & Huchra, J.P., 1993, *ApJ*, 402, 42.
- Frenk, C.S., White, S.D.M., & Davis, M., 1983, *ApJ*, 271, 417.
- Giovanelli, R., Haynes, M.P., & Chincarini, G., 1986, *ApJ*, 300, 77.
- Górski, K., Davis, M., Strauss, M.A., White, S.D.M., & Yahil, A., 1989, *ApJ*, 344, 1.
- Gott, J.R., Miller, J., Thuan, T.X., Schneider, S.E., Weinberg, D., Gammie, C., Polk, K., Vogeley, M., Jeffrey, S., Bhavsar, S.P., Melott, A., Giovanelli, R., Haynes, M., Tully, R., & Hamilton, A., 1989, *ApJ*, 340, 625.

- Gunn, J.E., & Gott, J.R., 1972, ApJ, 176, 1.
- Guth, A., 1981, Phys. Rev. D, 23, 347.
- Hale-Sutton, D., Fong, R., Metcalfe, N., & Shanks, T., 1989, MNRAS, 237, 569.
- Hamilton, A.J.S., 1988, ApJ, 331, L59.
- Harrison, E.R., 1970, Phys. Rev. D, 1, 2726.
- Hubble, E., 1929, Proc. Nat. Acad. 15, 168.
- Huchra, J., 1976, A.J., 81, 952.
- Huchra, J., Davis, M., Latham, D., & Tonry, J., 1983, ApJS, 52, 89. (CfA1)
- Hudson, M.J., & Lynden-Bell, D., 1991, MNRAS, 252, 219.
- Juszkiewicz, R., Vittorio, N., & Wyse, R.F.G., 1990, ApJ, 352, 408.
- Kaiser, N., 1984, ApJ, 284, L49.
- Kaiser, 1988, *Large Scale Structure and Motions in the Universe*, eds. Mezzetti, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., Ramella, M., (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), p. 197.
- Kaiser, N., & Lahav, O., 1989, MNRAS, 237, 129.
- Kashlinsky, A., 1992, ApJ, 387, L1.
- Kirshner, R.P., Oemler, A., & Schechter, P.L., 1979, A.J., 84, 951.
- Kirshner, R.P., Oemler, A., Schechter, P.L., & Sackett, S., 1983, A.J., 88, 1285.
- Kirshner, R.P., Oemler, A., Schechter, P.L., & Sackett, S., 1987, ApJ, 314, 493.
- Kron, G. & Shane, C., 1976, Astrophys. Space Sci., 39, 401.
- Lahav, O., Rowan-Robinson, M., & Lynden-Bell, D., 1988, MNRAS, 234, 677.
- Lahav, O., Kaiser, N., & Hoffman, Y., 1990, ApJ, 352, 448.
- Lahav, O., Nemiroff, R.J., & Piran, T., 1990, ApJ, 350, 119.

- Lahav, O., & Saslaw, W., 1992, *ApJ*, 396, 430.
- Lauberts, A., 1982, *The ESO-Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas*. (European Southern Observatory) (ESO).
- Lauberts, A., & Valentijn, E.A., 1989, *The Surface Photometry Catalogue of the ESO-Uppsala Galaxies*, (European Southern Observatory) (ESO-LV)
- Lawrence, A., Walker, D., Rowan-Robinson, M., Leech, K.J., & Penston, M.V., 1986, *MNRAS*, 219, 687.
- Lubin, P.M., & Vilella, T., 1986, *Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion*, eds. B.F. Madore & R.B. Tully (Dordrecht: Reidel), p. 169.
- Lucey, J. R., Guzmán, R., Carter, D. & Terlevich, R. J., 1991, *MNRAS*, 253, 584.
- Lynden-Bell, D., Faber, S.M., Burstein, D., Davies, R.L., Dressler, A., Terlevich, R.J., & Wegner, G., 1988, *ApJ*, 326, 19.
- Lynden-Bell, D., Lahav, O., & Burstein, D., 1989, *MNRAS*, 241, 325.
- Maia, M.A.G., & da Costa, L.N., 1990, *ApJ*, 352, 457.
- Mathewson, D. S., Ford, V. L. & Buchhorn, M., 1992, *ApJ*, 389, L5.
- Mathis, J.S., 1990, *Ann. Rev. Ast. Ap.*, 28, 37.
- Maurogordato, S., & Lachièze-Rey, M., 1987, *ApJ*, 320, 13.
- Mo, H.J., & Börner, G., 1990, *A&A*, 238, 3.
- Mo, H.J., Einasto, M., Xia, X.Y., & Deng, Z.G., 1992, *MNRAS*, 255, 382.
- Mobasher, B., Sharples, R.M., & Ellis, R.S., 1993, *MNRAS*, 263, 560.
- Mould, J. R., Staveley-Smith, L., Schommer, R. A., Bothun, G. D., Hall, P. J., Han, M. -S., Huchra, J. P., Roth, J., Walsh, W. & Wright, A. E., 1991, *ApJ*, 383, 467.
- Nicoll, J.F., & Segal, I.E., 1983, *A&A*, 118, 180.

- Nilson, P., 1973, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*. Uppsala Astron. Obs. Ann., 6. (UGC)
- Oemler, A., 1974, ApJ, 194, 1.
- Oort, J.H., 1983, Ann. Rev. Ast. Ap., 21, 373.
- Park, C., Gott, R.J., & da Costa, L.N., 1992, ApJ, 392, L51.
- Partridge, R.B., 1988, *Large Scale Structure and Motions in the Universe*, eds. Mezzetti, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., Ramella, M., (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers).
- Peebles, P.J.E., 1980, *The Large Scale Structure of the Universe*. (Princeton: Princeton University Press)
- Peebles, P.J.E., 1987, Nature, 327, 210.
- Pellegrini, P.S., Willmer, C., da Costa, L.N., & Santiago, B.X., 1989, ApJ, 350, 95.
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W., 1965, ApJ 142, 419.
- Peterson, B.A., Ellis, R.S., Efstathiou, G., Shanks, T., Bean, A.J., Fong, R., Zen-Long, Z., 1986, MNRAS, 221, 233.
- Postman, M., & Geller, M., 1984, ApJ, 281, 95.
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., & Vetterling, W.T. , 1986. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge University Press).
- Readhead, A.C.S., Lawrence, C.R., Myers, S.T., Sargent, W.L.W., Hardebeck, H.E., & Moffet, A.T., 1989, ApJ, 346, 566.
- Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., Saunders, W., Crawford, J., Ellis, R., Frenk, C.S., Parry, I., Xiaoyang, X., Allington-Smith, J., Efstathiou, G., & Kaiser, N., 1990, MNRAS, 247, 1.
- Rubin, V. C., Ford, W. K. Jr., Thonnard, N., Roberts, M. S. & Graham, J. A., 1976, A.J. 81, 687.

- Sachs, R.K., & Wolfe, A.M., 1967, ApJ, 147, 73.
- Salzer, J.J, Aldering, G.S., Bothun, G.D., Mazzarella, J.M., & Lonsdale, C.J., 1988, A.J., 96, 1511.
- Sandage, A., Tammann, G.A., & Yahil, A., 1979, ApJ, 232, 352.
- Sandage, A., & Tammann, G.A., 1981, *A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies*, (Washington: Carnegie Institution of Washington, Publ. 635). (RSA)
- Sandage, A., 1988, Ann. Rev. Ast. Ap., 26, 561.
- Santiago, B.X., & da Costa, L.N., 1990, ApJ, 362, 386.
- Schaeffer, R., 1984, A&A, 134, L15.
- Schechter, P.L., 1976, ApJ, 203, 297.
- Sharp, N., 1986, PASP, 98, 740.
- Shectman, S. *et al.* , 1992, *Clusters and Superclusters of Galaxies*, ed. A. C. Fabian (Dordrecht: Kluwer).
- Silk, J., 1968, ApJ, 151, 459.
- Silk, J., 1985, ApJ, 297, 1.
- Silk, J., 1989, ApJ Lettrs, 345, L1.
- Smoot, G. F. *et al.* , 1992, ApJ, 396, L1.
- Sodré, L., & Lahav, O., 1993, MNRAS, 260, 285.
- Soifer, B.T., Sanders, D.B., Madore, B.F., Neugebauer, G., Danielson, G.E., Elias, J.H., Lonsdale, C.J., and Rice, W.L., 1987. ApJ, 320, 238.
- Soifer, B.T., 1993, ed.: *Sky Surveys: Protostars to Protogalaxies*, A.S.P. Conf. Ser. 43.
- Strauss, M.A., Davis, M., Yahil, A., & Huchra, J., 1990, ApJ, 361, 49.
- Strauss, M.A., Yahil, A., & Davis, M., 1991, PASP, 103, 1012.
- Strauss, M.A., Davis, M., Yahil, A., & Huchra, J., 1992a, ApJ. 385, 421.

- Strauss, M., Yahil, A., Davis, M., Huchra, J., & Fisher, K., 1992b, ApJ, 397, 395.
- Strauss, M., Huchra, J.P., Davis, M., Yahil, A., Fisher, K.B., & Tonry, J., 1992c, ApJS, 83, 29.
- Tammann, G., Yahil, A., & Sandage, A., 1979, ApJ, 234, 775.
- Thuan, T.X., Gott, J.R., & Schneider, S.E., 1987, ApJ, 315, L93.
- Thuan, T.X., Alimi, J.M., Gott, J.R., Schneider, S.E., 1991, ApJ, 370, 25.
- Thuan, T.X., & Sauvage, M., 1992, A&A Suppl. Ser., 92, 749.
- Tonry, J., & Davis, M., 1979, A.J., 84, 1511.
- Tormen, G., Moscardini, L., Lucchin, F., & Matarese, S., 1993, ApJ, 411, 16.
- Tully, R. B. & Fisher, J. R., 1977, A&A, 54, 661.
- Turner, E.L., 1979, ApJ, 231, 645.
- Valls-Gabaud, D., Alimi, J.M., & Blanchard, A., 1989, Nature, 341, 215.
- van den Bergh, S., & Pritchet, C., 1988, ed.: *The Extragalactic Distance Scale*, A.S.P. Conf. Ser. 4, 329.
- Vilenkin, A., 1985, Phys. Rep., 121, 263.
- Vogeley, M.S., Park, C., Geller, M.J., & Huchra, J.P., 1992, ApJ, 395, L5.
- Watson, R.A., Rebolo, R., Beckman, J.E., Davies, R.D., & Lasenby, A.N., 1988, *Large Scale Structure and Motions in the Universe*, eds. Mezzetti, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., Ramella, M., (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers).
- White, S.D.M., 1979, MNRAS, 186, 145.
- White, S.D.M., Frenk, C.S., & Davis, M., 1983, ApJ, 274, L1.
- White, S.D.M., Frenk, C.S., Davis, M., & Efstathiou, G., 1987, ApJ, 313, 505.
- White, S.D.M., Tully, R.B., & Davis, M., 1988, ApJ, 333, L45.

- Willick, J. A., 1991, Tese de Doutorado, University of California, Berkeley.
- Yahil, A., Sandage, A., & Tammann, G. A., 1980, *ApJ*, 242, 448.
- Yahil, A., Walker, D., & Rowan-Robinson, M., 1986, *ApJ*, 301, L1.
- Yahil, A., 1988, in *Large Scale Motions in the Universe: A Vatican Study Week*, eds. V.C. Rubin & G.V. Coyne, S.J. (Princeton: Princeton University Press), p. 219.
- Yahil, A., Strauss, M.A., Davis, M., & Huchra, J., 1991, *ApJ*, 372, 380.
- Yang, J., Turner, M.S., Steigman, G., Schramm, D.N., & Olive, K.A., 1984, *ApJ*, 281, 493.
- Zeldovich, Ya.B., 1970, *A&A*, 5, 84.
- Zeldovich, Ya.B., 1972, *MNRAS*, 160, 1p.
- Zeldovich, Ya.B., Einasto, J., & Shandarin, S.F., 1982, *Nature*, 300, 407.
- Zucca, E., Bardelli, S., Cappi, A., & Moscardini, L., 1991, *MNRAS*, 253, 401.
- Zwicky, F. *et al.* , 1961–1968, *Catalog of Galaxies and Clusters of Galaxies* (Pasadena: California Institute of Technology). (CGCG)

Todos os Interessados em Publicações do
Observatório Nacional. Devem Dirigir-se a

CNPq - ON
Biblioteca
r. Gal. José Cristino, 77 - CP. 23002
20921 - São Cristovão, RJ
Brasil
Telf. 5807313 - r.285