

# **HIDROGÊNIO NEUTRO EM GALÁXIAS ESPIRAIS**

ERALDO MACHADO RANGEL JUNIOR

Orientador: Prof. Dr. Roberto Ortiz

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física no Centro de Ciências Exatas da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Física.

VITÓRIA, 2006

# **Livros Grátis**

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

Milhares de livros grátis para download.

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)  
(Biblioteca Central da Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

---

R196h Rangel Junior, Eraldo Machado, 1956-  
Hidrogênio neutro em galáxias espirais / Eraldo Machado Rangel  
Junior. – 2006.  
132 f. : il.

Orientador: Roberto Ortiz.  
Tese (doutorado) – Universidade Federal do Espírito Santo, Centro  
de Ciências Exatas.

1. Astronomia. 2. Radioastronomia. 3. Galáxias. 4. Hidrogênio. I.  
Ortiz, Roberto. II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro de  
Ciências Exatas. III. Título.

CDU: 53

---



## **Agradecimentos**

Agradeço às pessoas que contribuíram para a realização deste trabalho, ao Prof. Dr. Roberto Ortiz pela orientação durante meu Mestrado.

Agradeço à minha mãe Odete pelo apoio que recebi durante estes anos. Ao meu irmão Cizenando pelo companheirismo e conselhos. A Genesis e Gabrieli pelo carinho recebido.

Às pessoas do Observatório de Vitória e do Planetário de Vitória pelo incentivo e apoio que recebi.

Agradeço à CAPES pelo financiamento deste trabalho.



## Abstract

In this work the amount of neutral hydrogen in spiral galaxies is investigated, modelling the gas distribution both radiatively and dynamically. A set of four galaxies with 21-cm maps, rotation curves, and integrated 21-cm spectra taken from the literature was chosen, all of them with high inclination angles. For these galaxies, the hydrogen column density is calculated using the radiative transfer equation, without assuming the optically-thin emission hypothesis, as usually found in the literature. Assuming cylindrical geometry, synthetic 21-cm maps are generated as to match the radio observations. In addition to that, the inclination angle is also obtained, by fitting the integrated 21-cm synthetic spectra to the observations. Once the column densities are obtained, they are converted into volumetric densities, which are eventually used to obtain the contribution of the mass of gas to the rotation curve of the galaxies studied. Galaxies NGC 1560, NGC 55 and NGC 891 are found to be in the optically-thick regime, consequently their densities derived by this method can be 30 – 90% higher than previous figures obtained assuming the optically-thin hypothesis. As a consequence, a lower amount of dark matter is necessary to fit the rotation curves. These results depend on the spin temperature assumed for the hydrogen, but  $T_{\text{spin}} = 50$  and 70 K are not compatible with their dynamics. The results obtained for NGC 247 are the same as those obtained the classical method, indicating that the radiation is in the optically-thin regime, due to its lower inclination angle,  $66^\circ - 73^\circ$ . Except for NGC 891, the inclination angles obtained in this study point out the existence of *warp* in the galaxies studied.

## Resumo

Neste trabalho, a quantidade de hidrogênio neutro em galáxias espirais é estudada, modelando-se a distribuição do gás por um método dinâmico e radiativo. Foi selecionado um conjunto de quatro galáxias com alto ângulo de inclinação, todas com mapa em 21 cm, espectro integrado e curva de rotação. A densidade colunar de hidrogênio atômico é calculada para essas galáxias, utilizando-se a equação do transporte radiativo, sem considerar a hipótese de emissão opticamente fina, como geralmente é encontrado na literatura. Considerando uma geometria cilíndrica, mapas em 21 cm sintéticos são gerados de modo a ajustarem-se às observações. O ângulo de inclinação também é calculado, ajustando os espectros sintéticos aos espectros integrados da galáxia, medidos em 21 cm. Densidades colunares são convertidas em densidades volumétricas, que por sua vez são utilizadas para se obter a contribuição da massa do gás para a curva de rotação das galáxias. As galáxias NGC 1560, NGC 55 e NGC 891 estão no regime opticamente espesso, consequentemente as densidades calculadas pelo presente método são de 30 a 90% maiores que os valores obtidos considerando-se a hipótese de emissão opticamente fina. Como resultado, uma menor quantidade de matéria escura é necessária para ajustar as curvas de rotação. Os valores dependem da temperatura de spin do hidrogênio considerada, mas as temperaturas de  $T_{\text{spin}} = 50$  e  $70$  K não são compatíveis com a dinâmica das galáxias. Os resultados obtidos para NGC 247 são semelhantes aos do método clássico, indicando que a radiação está no regime opticamente fino, devido ao seu baixo ângulo de inclinação,  $66^\circ - 73^\circ$ . Com exceção de NGC 891, os ângulos de inclinação das galáxias obtidas neste estudo, indicam a existência de *warp*.

# ÍNDICE

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>2</b>
1.1	O Hidrogênio Neutro . . . . .	2
1.2	A Linha de 21cm do Hidrogênio Neutro . . . . .	3
1.3	Motivação . . . . .	4
1.4	Objetivos deste trabalho . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Método</b>	<b>10</b>
2.1	Modelo . . . . .	10
2.2	Dados . . . . .	16
2.3	Ajuste da Densidade . . . . .	20
2.4	Ajuste do Espectro de HI . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Resultados</b>	<b>24</b>
3.1	NGC 1560 . . . . .	24
3.1.1	Características . . . . .	24
3.1.2	Modelagem . . . . .	27
3.2	NGC55 . . . . .	38
3.2.1	Características . . . . .	38
3.2.2	Modelagem . . . . .	41
3.3	NGC247 . . . . .	50
3.3.1	Modelagem . . . . .	51
3.4	NGC891 . . . . .	62

<i>ÍNDICE</i>	viii
3.4.1 Características . . . . .	62
3.4.2 Modelagem . . . . .	63
<b>4 Dinâmica</b>	<b>75</b>
4.1 Método . . . . .	75
4.2 Resultados . . . . .	82
4.2.1 NGC1560 . . . . .	82
4.2.2 NGC55 . . . . .	91
4.2.3 NGC891 . . . . .	101
4.2.4 NGC247 . . . . .	109
<b>5 Conclusões</b>	<b>118</b>
<b>A Emissão 21cm do Hidrogênio</b>	<b>122</b>

# Lista de Figuras

1.1	.....	5
1.2	.....	6
2.1	.....	12
2.2	.....	15
2.3	.....	16
2.4	.....	17
2.5	.....	17
2.6	.....	18
2.7	.....	20
2.8	.....	23
3.1	.....	26
3.2	.....	27
3.3	.....	30
3.4	.....	31
3.5	.....	32
3.6	.....	34
3.7	.....	35
3.8	.....	36
3.9	.....	36
3.10	.....	37
3.11	.....	39

3.12	.....	41
3.13	.....	43
3.14	.....	44
3.15	.....	45
3.16	.....	46
3.17	.....	47
3.18	.....	48
3.19	.....	49
3.20	.....	52
3.21	.....	54
3.22	.....	55
3.23	.....	56
3.24	.....	57
3.25	.....	58
3.26	.....	59
3.27	.....	60
3.28	.....	61
3.29	.....	64
3.30	.....	65
3.31	.....	67
3.32	.....	68
3.33	.....	69
3.34	.....	70
3.35	.....	71
3.36	.....	72
3.37	.....	73
4.1	.....	80
4.2	.....	84
4.3	.....	85
4.4	.....	86

4.5	.....	87
4.6	.....	88
4.7	.....	89
4.8	.....	93
4.9	.....	94
4.10	.....	95
4.11	.....	96
4.12	.....	97
4.13	.....	98
4.14	.....	102
4.15	.....	103
4.16	.....	104
4.17	.....	105
4.18	.....	106
4.19	.....	107
4.20	.....	110
4.21	.....	111
4.22	.....	112
4.23	.....	113
4.24	.....	114
4.25	.....	115

# Lista de Tabelas

3.1	Ângulos de inclinação de NGC1560. . . . .	28
3.2	Ângulos de inclinação de NGC55 . . . . .	42
3.3	Ângulos de inclinação de NGC247 . . . . .	53
3.4	Ângulos de inclinação de NGC891 . . . . .	66
4.1	Massa do HI em NGC1560 . . . . .	82
4.2	Massa do HI em NGC55 . . . . .	92
4.3	Massa de HI em NGC891 . . . . .	101
4.4	Massa do HI em NGC247 . . . . .	109

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 O Hidrogênio Neutro

Em uma galáxia espiral o componente mais importante após as estrelas é o gás, composto de vários elementos, sendo o mais abundante o hidrogênio (~ 75% da massa da matéria interestelar) seguido pelo hélio (~ 25%). O hidrogênio no meio interestelar pode se apresentar sob as formas: atômica (HI), ionizado (HII) ou molecular (H<sub>2</sub>).

Nuvens moleculares de H<sub>2</sub> são muito frias e densas, com temperaturas a ordem de 10K e densidades que podem atingir 10<sup>3</sup> a 10<sup>4</sup> moléculas por cm<sup>3</sup>. São nestas nuvens que as novas estrelas se formam através do colapso gravitacional. Quando o hidrogênio é encontrado próximo a estrelas jovens e quentes, ele é aquecido a temperaturas da ordem de 10<sup>4</sup>K. Nestas condições ele é fotoionizado e designado HII, podendo ser facilmente reconhecido pela formação de linhas espectrais de recombinação e de linhas proibidas de metais presentes na nuvem (estes elementos estão presentes em baixa quantidade, cerca de 2% por massa). Estas linhas podem ser intensas o suficiente para serem vistas de outras galáxias.

Além das nuvens moleculares, o hidrogênio também podem ser encontrado sob a forma atômica (neutro), quando é denominado HI. O hidrogênio neutro se distribui nas galáxias sob a forma de nuvens dispersas e difusas ao longo do disco e frequentemente estendem-se além do limite visível da galáxia. É um componente importante em galáxias espirais e irregulares sendo visível a grandes distancias.

## 1.2 A Linha de 21cm do Hidrogênio Neutro

A Radioastronomia é uma ciência relativamente nova, com menos de um século de idade. Muito do seu avanço foi devido à Segunda Guerra Mundial, durante a qual a pesquisa da tecnologia de rádio e radar foi uma elemento vital. Terminada a guerra os radioastrônomos encontraram um cenário extremamente favorável, com equipamentos maiores, mais sensíveis e pessoal especializado e a radioastronomia avançou rapidamente.

Em 1944 o astrônomo holandês Hendrik van de Hulst, a partir de cálculos teóricos, previu que o átomo de hidrogênio neutro deveria emitir radiação com comprimento de onda de 21 cm associada a uma transição hiperfina. Independentemente, o astrônomo russo Shklovskii, I. S. (1953) fez a mesma previsão no Sternberg Astronomical Institute (USSR). Essa emissão é produzida pela transição entre dois níveis hiperfinos do estado fundamental ( $n = 1$ ) do átomo de hidrogênio, e é devida à interação magnética entre o momento magnético do elétron e do núcleo. As duas possíveis orientações do momento magnético do elétron em relação ao campo magnético do núcleo originam os dois níveis de energia: quando os momentos magnéticos estão paralelos a energia do sistema é mais baixa e

quando os momentos estão anti-paralelos a energia é mais alta. A transição entre os níveis corresponde à energia  $h\nu = 5.9 \times 10^{-6} \text{eV}$  (frequência de  $\nu = 1420 \text{ MHz}$  ou comprimento de onda  $\lambda = 21.11 \text{ cm}$ ).

A probabilidade de transição espontânea entre estes níveis é muito baixa ( $A_{kj} = 2.9 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ), ocorrendo para um átomo a cada  $10^7$  anos, No entanto, devido ao grande número de átomos de hidrogênio ao longo da linha de visada no meio interestelar, a radiação pode ser intensa o suficiente para ser captada pelos radiotelescópios.

Em março de 1951 a detecção de emissão 21 cm em radio foi anunciada pela dupla americana Ewen e Purcell (1951) em Harvard e em Leiden por Muller e Oort (1951).

Para realizar o mapeamento da linha do hidrogênio frequentemente são necessários radiotelescópios de grande diâmetro. No caso de galáxias é necessária uma resolução melhor que  $1'$ . Para isso são utilizadas várias antenas em conjunto para aumentar o poder de resolução. O VLA (Very Large Array) em Novo México (EUA) é composto por 27 antenas de 25 metros de diâmetro posicionadas em formação de Y, que podem ser dispostas numa extensão de até 35 Km (Figura 1.2). A resolução neste caso pode atingir 0.04 segundo de arco (dependendo da frequência e arranjo das antenas). O ATCA (Australian Telescope Compact Array) é composto por 6 antenas de 22 metros de diâmetro posicionadas em linha e possui uma resolução de 0.3 segundo de arco (em 18.5 GHz).

### 1.3 Motivação

Persic, Salucci e Stel (1996), utilizando uma amostra de 1100 curvas de rotação de galáxias obtidas de observações no visível e em rádio e



Figura 1.1: Conjunto de antenas do VLA

utilizando perfis de luminosidade, investigaram as propriedades das galáxias espirais em uma faixa de magnitudes absolutas entre -16.3 e -23.4 de na banda I. O conjunto de galáxias foi dividido em 11 grupos de mesma luminosidade, cada um deles contendo cerca de 40 ~ 70 galáxias.

Foi observado que, em cada grupo, as curvas de rotação eram bastante semelhantes entre si, indicando que a curva de rotação poderia ser uma função apenas da magnitude absoluta da galáxia. Foi determinada a seguinte relação empírica entre a luminosidade da galáxia e sua curva de rotação:

$$V(R) \simeq 200 \left( \frac{L_B}{L_B^*} \right)^\alpha \left[ 1 + f(L_B/L_B^*) \left( \frac{R}{R_M} - 1 \right) \right] \text{ km s}^{-1} \quad (0.5 < R/R_{opt} < 1) \quad (1.1)$$

onde  $L_B$  é a luminosidade na banda B,  $\log(L_B^*) = 10.4$ ,  $R$  é o raio galactocêntrico,  $R_M = 0.69R_{optico}$  e  $f(L_B/L_B^*)$  é uma função linear em  $\log(L_B/L_B^*)$  que possui os valores de 0.5 e 0 em  $\log(L_B/L_B^*) = -1.2$  e 0.4, respectivamente.

As curvas de rotação médias de cada grupo mostram que a quantidade de matéria escura também depende da luminosidade da galáxia. Em galáxias de alta luminosidade a diferença entre a curva de rotação observada e a prevista pela matéria luminosa é pequena indicando pouca quantidade ou mesmo ausência de matéria escura. Por outro lado, em galáxias de baixa luminosidade existe uma grande diferença entre a previsão da curva de rotação correspondente à distribuição de matéria luminosa e a observada, indicando forte presença de matéria escura.

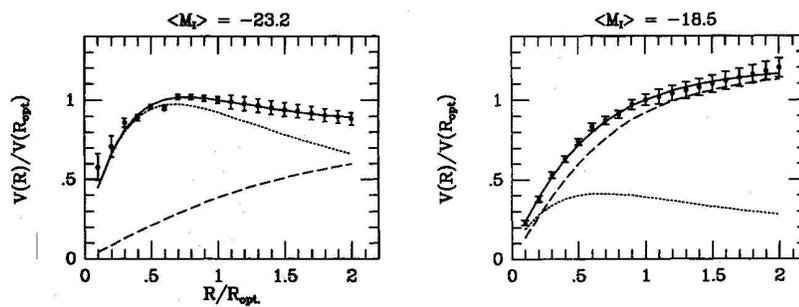


Figura 1.2: Ajuste da curva de rotação universal de duas amostras de galáxias. Na amostra com alta luminosidade ( $M_T = -23.2$ ) a contribuição do halo (linha tracejada) é predominante e nas galáxias com baixa luminosidade ( $M_T = -18.5$ ) a contribuição do disco (linha pontilhada) é maior.

Bosma (1981) observou que a densidade superficial de matéria escura é proporcional à densidade superficial projetada do hidrogênio neutro nas regiões externas ao raio óptico das galáxias observadas.

Esse resultado fez com que Pfenniger, D.; Combes, F.; Martinet, L. (1994) sugerissem que a matéria escura das galáxias espirais poderia ser formada por gás, principalmente hidrogênio neutro, a baixas temperaturas. Hoekstra, van Albada e Sancisi (2001), utilizando um conjunto de 24 galáxias espirais, calcularam a densidade superficial do hidrogênio neutro e da matéria escura e determinaram uma constante de proporcionalidade entre suas densidades. Este trabalho sugere que existe um acoplamento entre a matéria escura e hidrogênio neutro, conforme proposto por Bosma.

É possível que a quantidade de hidrogênio atômico tenha sido subestimada em galáxias vistas de perfil. A distribuição do hidrogênio neutro geralmente é obtida através da emissão em 21 cm considerando-se um gás opticamente fino. Esta aproximação é válida para galáxias com baixo ângulo de inclinação em relação ao observador, porém em galáxias vistas de perfil, onde há uma maior quantidade de gás ao longo da linha de visada, esta aproximação pode resultar em uma sub-estimativa da densidade colunar.

Outra forma de se determinar a densidade do hidrogênio neutro é utilizando a linha de absorção em  $\lambda = 21\text{cm}$ . A linha de absorção ocorre quando uma fonte de contínuo atravessa a nuvem de hidrogênio. A radiação sofre absorção pela nuvem em 21cm e a modelagem dessa linha permite determinar a profundidade óptica da nuvem. Esta técnica não pode ser aplicada em todos os casos, pois para isso é necessária a existência de uma fonte de contínuo razoavelmente intensa atrás da nuvem de hidrogênio, especialmente em galáxias distantes que não possuem objetos com emissão de contínuo intensa o suficiente para ser utilizada como fonte de fundo.

## 1.4 Objetivos deste trabalho

Neste trabalho elaboramos um modelo para a distribuição do hidrogênio neutro em galáxias espirais, que reproduz o perfil de emissão e o espectro observado do hidrogênio neutro em 21cm. O modelo é aplicado a uma amostra de quatro galáxias vistas de perfil: NGC1560, NGC55, NGC247 e NGC891. Este modelo também é utilizado para obter a contribuição do gás atômico para a curva de rotação e calcular a quantidade de matéria escura nestas galáxias. Comparamos os resultados do modelo com os dados da literatura e redeterminamos a quantidade de hidrogênio e sua contribuição na curva de rotação da galáxia, fornecendo novos valores para a matéria escura nas galáxias.

Este trabalho está organizado conforme os seguintes capítulos:

Capítulo 1 - Introdução: Apresenta uma breve descrição ao hidrogênio neutro e suas características nas galáxias e trabalhos que levantam algumas questões acerca da sua distribuição que levou a desenvolver este trabalho e seus objetivos.

Capítulo 2 - Método: Discute o modelo utilizado para determinar as características da distribuição do hidrogênio neutro nas galáxias estudadas, e os métodos utilizados para ajuste do modelo.

Capítulo 3 - Resultados: Apresenta os resultados do método de modelagem utilizado nas galáxias NGC1560, NGC 55, NGC3109 e NGC247.

Capítulo 4 - Dinâmica: Apresenta os cálculos da dinâmica das galáxias estudadas, a partir dos resultados de ajustes de densidade do modelo, obtidos no capítulo 3.

Capítulo 5 - Apresenta as conclusões deste trabalho.

Apêndice - São deduzidas as equações que fornecem a emissão da linha de 21cm do hidrogênio neutro (Maciel 2002).

Referências - Lista as referências bibliográficas utilizadas neste trabalho.

# Capítulo 2

## Método

### 2.1 Modelo

Para se determinar a quantidade de hidrogênio é utilizada a equação de transporte radiativo que relaciona a densidade colunar do hidrogênio com a profundidade óptica do gás (A.23):

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(\nu) \left[ \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} \right] d\nu \quad (2.1)$$

onde  $\nu$  é dado em  $\text{km s}^{-1}$  e  $N_H$  em  $\text{cm}^{-2}$

$$\tau_{\nu r} = 5.486 \times 10^{-14} \int_r f(\nu, \Delta v_L) \frac{n_H}{T_{\text{spin}} \Delta v_L} dl \quad (2.2)$$

Conforme pode-se ver na equação 2.2, a profundidade óptica  $\tau_\nu$  depende da temperatura do hidrogênio neutro  $T_{\text{spin}}$  que não é conhecida com exatidão. A profundidade óptica depende também da velocidade de turbulência do gás ( $\Delta v_L$ ) que consideramos ser de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , que é o valor obtido em nossa Galáxia (Kerr, F. J.; Bowers, P. F.; Jackson, P. D.; Kerr, M. 1986), deixando a profundidade óptica em função da temperatura de spin do gás  $T_{\text{spin}}$ .

A solução comumente utilizada é considerar um gás opticamente fino, assim podemos utilizar a seguinte aproximação:

$$1 - e^{-\tau} \simeq 1 - (1 - \tau) \simeq \tau \quad \tau \ll 1$$

Logo:

$$\frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \simeq 1$$

Assim, a dependência com a profundidade óptica é removida e a densidade colunar passa a ser dada pela equação:

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(v) dv \quad (2.3)$$

Esta abordagem é válida em casos de galáxias com baixo ângulo de inclinação, pois assim a profundidade óptica torna-se suficientemente pequena. O limite de densidade colunar de hidrogênio pode ser calculado utilizando a equação 2.3. Supondo uma temperatura de spin da ordem de 50K, uma velocidade de turbulência de 10km s<sup>-1</sup> temos que a transferência radiativa recai no caso opticamente espesso ( $\tau_\nu = 1$ ) quando:

$$\tau_\nu = 1 = 5.5 \times 10^{-14} \frac{N_H}{50 \times 10^4} \quad (2.4)$$

$$N_H \simeq 10^{22} \text{cm}^{-2} \quad (2.5)$$

Assim, o gás passa para o regime opticamente espesso e a densidade colunar observada a partir de observações em rádio deixa de ser diretamente proporcional à intensidade de radiação medida. A partir das observações do hidrogênio neutro realizadas por Kerr, F. J. et al. (1986) é possível obter a densidade colunar da Galáxia (figura 2.1).

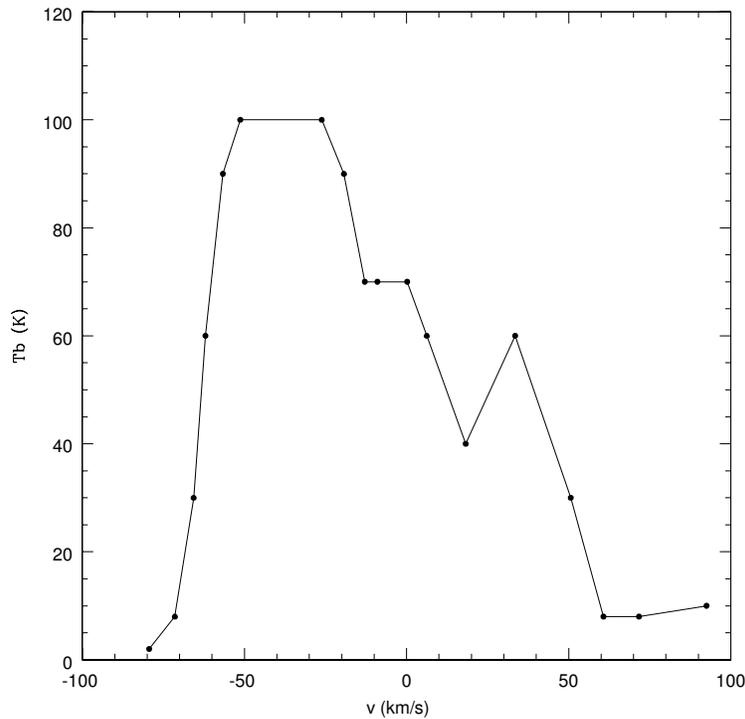


Figura 2.1: Espectro da linha 21cm observado na direção  $l = 310^\circ$  e  $b = 0^\circ$  da Galáxia observado por Kerr, F. J. et al. (1986).

Ao calcularmos a densidade colunar de hidrogênio de nossa galáxia para uma certa direção arbitrária (figura 2.1) através da equação 2.3, obtemos o valor de  $1.62 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , que é o suficiente para o gás se tornar opticamente espesso. Neste caso não é possível considerar  $\tau \ll 1$ .

Para calcular a densidade de hidrogênio fora do regime opticamente fino elaboramos um modelo tridimensional para a emissão do hidrogênio neutro de galáxias espirais. Neste modelo a densidade de hidrogênio é ajustada ponto a ponto, tal que a intensidade da linha 21cm calculada corresponda à emissão observada. Assim, qualquer

efeito de saturação na emissão do gás é levado em consideração, resolvendo o problema de se subestimar a quantidade de hidrogênio na galáxia em casos onde o ângulo de inclinação seja elevado, como o que ocorre no método tradicional.

O modelo consiste em um disco de hidrogênio neutro inclinado em relação ao observador com um ângulo  $i$  e com uma distribuição radial de densidade. A densidade de matéria é suposta possuir uma simetria cilíndrica, de acordo com a equação:

$$n(r, z) = n(r)e^{-\frac{|z|}{h(r)}} \quad (2.6)$$

onde  $n(r, z)$  é a densidade radial de hidrogênio, que a princípio não possui nenhuma hipótese inicial sobre seu comportamento, pois ela será determinada através de métodos iterativos.  $h(r)$  é a escala de altura do gás, que é determinada utilizando-se a dependência radial observada em nossa Galáxia (Jackson e Kellman 1974) :

$$h(r) = (0.02061)r + 0.1 \quad (2.7)$$

A escala de altura não provoca grandes alterações no fluxo de radiação, pois a emissão de radiação ocorre em grande parte no disco da galáxia ( $z \approx 0$ ), tornando pequenas variações na escala de altura desprezíveis.

O ângulo de inclinação da galáxia  $i$  pode ser determinado através da relação entre o eixo maior e menor da galáxia tal que  $\cos i = b/a$ , onde  $a$  é o semi-eixo maior e  $b$  o semi-eixo menor. Bottinelli, L. et al. (1983) propôs uma correção no cálculo do ângulo de inclinação que considera o tipo morfológico da galáxia e sua razão axial  $q$ . Porém, a razão entre os eixos das galáxias frequentemente é discor-

dante entre diversas referências na literatura, bem como sua classificação morfológica. Esta última parece depender do comprimento de onda utilizado para se observar a galáxia.

A existência de *warp* nas galáxias também dificulta a determinação de  $i$ , pois o *warp* altera o ângulo de inclinação da galáxia em relação ao observador. Como o modelo realiza os cálculos separadamente para cada lado, o ângulo de inclinação também é distinto para cada lado, simulando uma torção na galáxia semelhante à observada em galáxias com *warp*.

O modelo gera também o espectro sintético integrado da galáxia em 21cm. Galáxias espirais possuem uma assimetria considerável na curva de rotação para cada lado, por isso não seria possível determinar uma curva média sem prejudicar o cálculo do espectro de hidrogênio. Assim, o ângulo de inclinação é tratado como uma variável livre no problema, sendo determinado para cada lado, separadamente. Observamos que existe uma forte dependência do espectro sintético com o ângulo de inclinação. A figura 2.2 mostra um espectro sintético para vários valores de  $i$ .

A temperatura do hidrogênio neutro é considerada uniforme, pois caso contrário teríamos pelo menos mais duas variáveis livres no problema: a segunda temperatura do gás e sua proporção por massa (supondo que essa proporção não sofre variações na galáxia). Da mesma forma como o modelo utiliza o mesmo conjunto de variáveis do hidrogênio neutro (temperatura e velocidade de turbulência), a velocidade de turbulência do gás também é considerada uniforme ao longo da galáxia,  $\Delta v = 10$  km/s, conforme observações do hidrogênio neutro na Via Láctea realizados por Kerr et al. (1986).

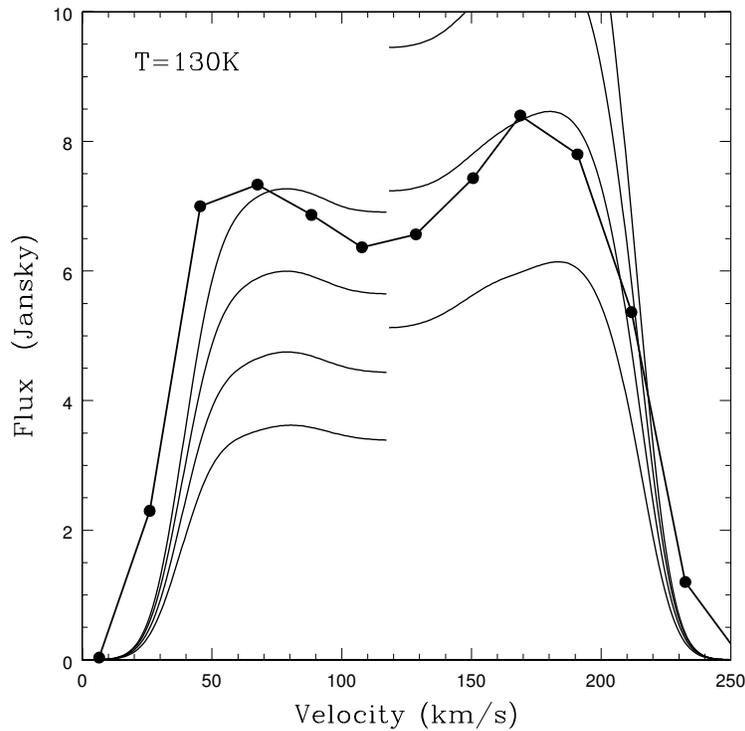


Figura 2.2: O espectro observado de NGC55 está representado pelos círculos conectados, Hummel et al (1986), e as linhas representam o espectro sintético para a temperatura de 130K em diferentes ângulos de inclinação da galáxia: (de baixo para cima) 81, 83, 85 e 87 graus.

O mapa de emissão do hidrogênio é gerado para um conjunto de pontos que formam uma grade semelhante à figura 2.3, onde cada ponto do radiomapa é resultado da integração da equação de transporte ao longo do caminho mostrado na figura 2.4. A grade de integração é dividida em intervalos de 0.2 kpc nas duas direções, equivalente a uma resolução de  $0.04 \text{ kpc}^2$ .

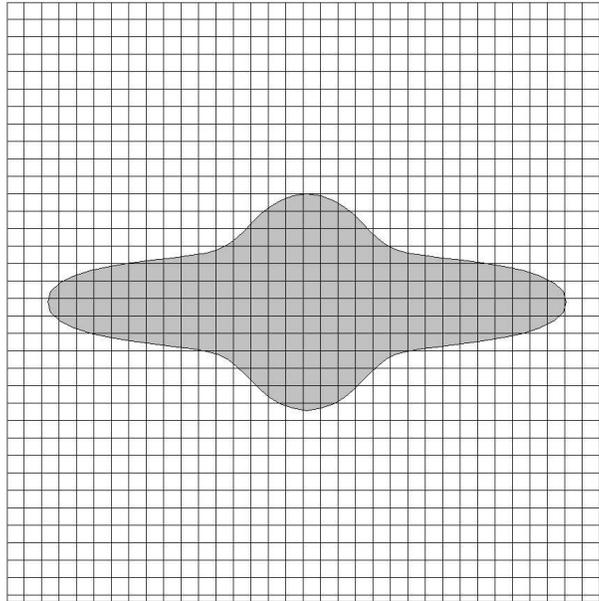


Figura 2.3: Grade utilizada para a obtenção do mapa sintético de HI. Cada elemento de imagem possui  $0.2 \times 0.2$  kpc de tamanho.

## 2.2 Dados

O modelo de distribuição de hidrogênio nas galáxias espirais é ajustado utilizando-se dados obtidos na literatura, a saber: o mapa de isofotas em 21 cm e o espectro integrado da galáxia (figura 2.5). De posse do radiomapa, traçamos o eixo maior da galáxia e desta forma obtemos a intensidade da emissão em função de  $r$ . Note que a intensidade desta linha é dada como densidade colunar pelos autores, porém em nossos cálculos ela é convertida em temperatura de brilho (equação 2.3).

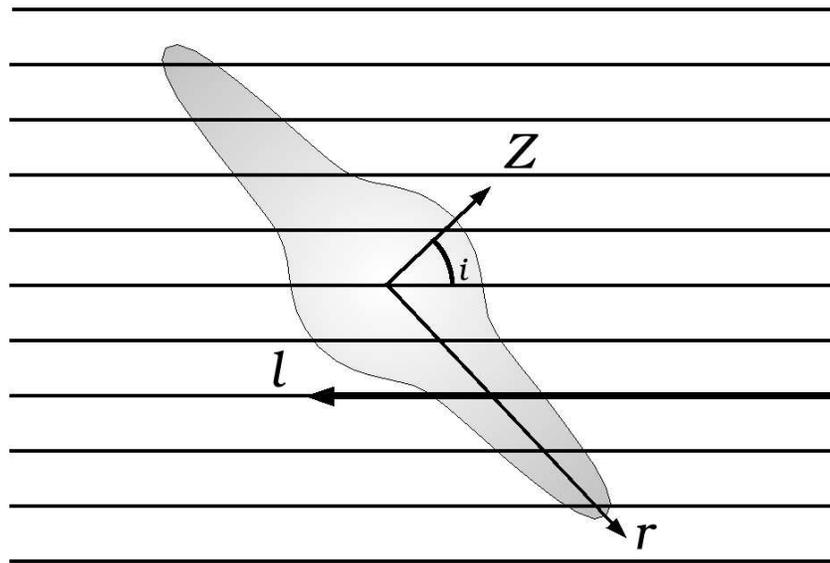


Figura 2.4: Diagrama da orientação da galáxia, caminho óptico:  $l$ , eixo polar:  $Z$ , eixo radial  $r$ , ângulo de inclinação  $i$ .

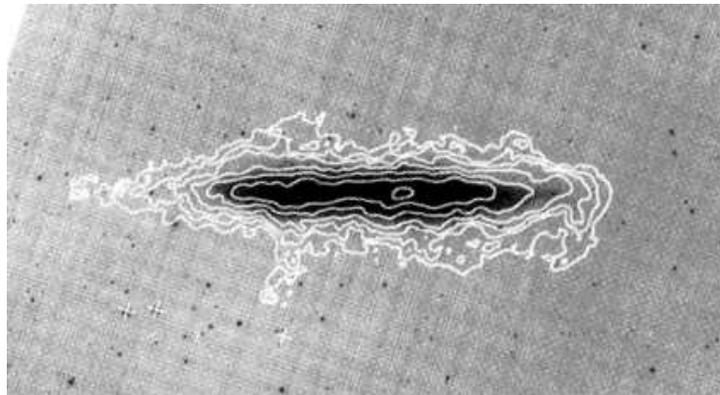


Figura 2.5: Radiomapa de NGC55 com isophotas (Puche et al 1991)

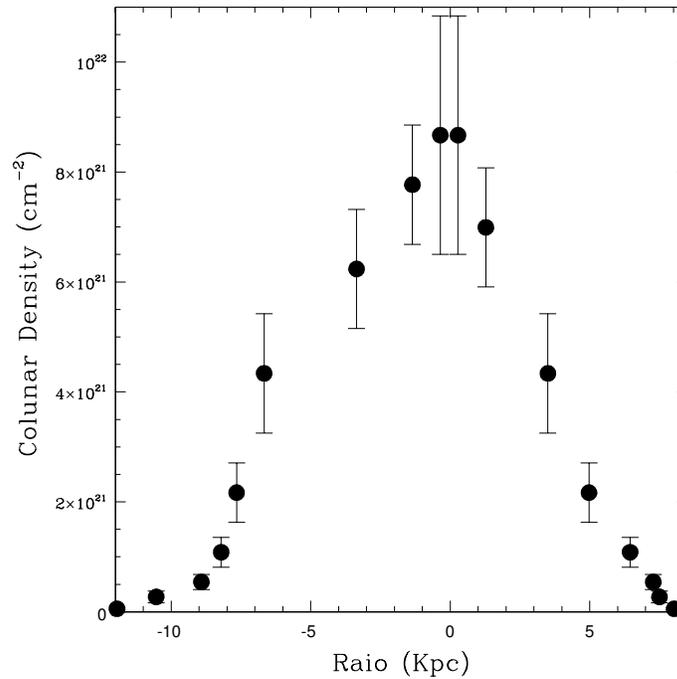


Figura 2.6: Intensidade da emissão 21cm ao longo do eixo central de NGC55 (Puche et al 1991)

O espectro integrado utilizado para ajustar o modelo também é obtido na literatura. O radiotelescópio capta a emissão do hidrogênio em frequências próximas à emissão natural de 21cm. A emissão ao longo da galáxia sofre um desvio em relação à frequência natural do hidrogênio causado pela velocidade de rotação da galáxia devido ao efeito Doppler. O gás que está no lado que se afasta do observador sofre um desvio para frequências mais baixas (maior velocidade radial) enquanto o gás que está no lado que se aproxima emite em uma frequência mais alta (menor velocidade radial). Para reproduzir este comportamento, o modelo utiliza a curva de rotação fornecida pela literatura conforme mostrado na figura 2.7.

A distância da galáxia também é obtida da literatura para o cálculo da emissão do modelo, e mesmo para galáxias onde há diferentes valores da distância, a variação não é muito grande, como no caso de NGC891, cuja distância é citada na literatura como sendo de 9.5 Mpc (van der Kruit 1981), 7.9 Mpc Sukumar, S.et al. 1991 e 9.0 Mpc (Tonry 2001). A dependência da distância com os resultados é observada no espectro sintético, cuja fluxo varia com  $D^{-2}$ , onde  $D$  é a distância da galáxia. Já a densidade colunar de hidrogênio é obtida a partir da intensidade da radiação ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{strad}^{-1}$ ), que não depende da distância. Por sua vez, a densidade volumétrica de gás, que é obtida a partir da densidade colunar, também não depende da distância. O diâmetro da galáxia é diretamente proporcional à distância e conseqüentemente à quantidade total de gás será proporcional a  $D^2$ . Logo, os resultados obtidos pelo modelo, tais como densidades e quantidade total de gás, podem ser facilmente ajustados para novos valores de distância.

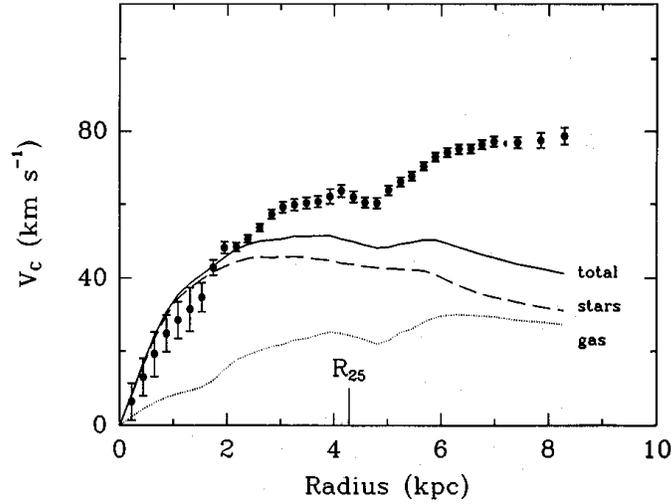


Figura 2.7: Curva média da velocidade de rotação da galáxia NGC1560 (Broeils 1990)

### 2.3 Ajuste da Densidade

O método para se determinar a densidade radial de hidrogênio consiste em ajustar o seu valor ponto a ponto até que a emissão do modelo seja igual à dos dados observacionais. Consideramos uma densidade  $n_H(r)$  inicial, e calculamos a partir desta densidade, a profundidade óptica  $\tau_{vr}$  e a densidade colunar  $N_H$  ao longo do eixo maior da galáxia conforme a equação 2.2.

$$\tau_{vr} = 5.486 \times 10^{-14} \int f(v, \Delta v_L) \frac{n_H}{T_{\text{spin}} \Delta v_L} dl$$

Estes valores são comparados com os dados da literatura para uma série de pontos ao longo do eixo maior ( $r_i$ ). Nos pontos onde é necessário aumentar a densidade colunar ( $N_H^{\text{modelo}}(r_i) < N_H^{\text{observado}}(r_i)$ ) a densidade volumétrica de hidrogênio  $n_H(r)$  é incrementada. Por

outro lado, se a densidade colunar for superior aos dados da literatura ( $N_H^{modelo}(r_i) > N_H^{observado}(r_i)$ ), então a densidade volumétrica de hidrogênio é reduzida. Após realizar os ajustes em  $n_H(r)$ , os valores de  $\tau_{vr}$  e  $N_H$  são novamente calculados para ajustar  $n_H(r)$ . Este ciclo se repete até que a diferença entre a densidade colunar do modelo e o valor observado seja inferior a 0.1%.

Se a emissão do modelo no ponto considerado for mais baixa que a observada após 90 interações, consideramos que um aumento da densidade de hidrogênio não resulta em aumento da emissão. Observamos que isso ocorre quando o gás está no regime opticamente espesso,  $\tau_{vr} > 1$ .

Este procedimento de ajuste da densidade do gás é feito para cada lado da galáxia separadamente, para as temperaturas de 50, 70, 90, 110 e 150 K e para cada possível ângulo de inclinação. A figura 2.8 mostra a evolução do ajuste com a densidade e o fluxo emitido ao longo do semi-eixo maior da galáxia.

## 2.4 Ajuste do Espectro de HI

Durante o ajuste da densidade de hidrogênio também é gerado o espectro integrado sintético da emissão em 21cm, utilizando as curvas de rotação observadas para os dois lados da galáxia, da mesma forma que é feito no ajuste da densidade. O espectro é gerado para os dois lados de forma independente, assim é possível reproduzir a assimetria no espectro integrado. O fator que mais influencia o espectro integrado gerado é o ângulo de inclinação. O fluxo emitido na direção do observador depende diretamente do ângulo sólido da região emissora. Em galáxias de tipo espiral, esse ângulo sólido é

mínimo para  $i = 90^\circ$  (vista de perfil) e aumenta à medida que a inclinação diminui.

Podemos observar na figura 2.2 a influência do ângulo de inclinação sobre o espectro, para uma dada temperatura. No exemplo dado, esses ângulos são:  $87^\circ$  ( $V < 118 \text{ km s}^{-1}$ ) e  $83^\circ$  ( $V > 118 \text{ km s}^{-1}$ ).

Após realizar o ajuste da densidade para um intervalo de ângulos de inclinação nos dois lados da galáxia, são escolhidos os ângulos que melhor reproduzem o espectro integrado observado. Esta técnica permite determinar o ângulo de inclinação dos dois lados de forma indireta, sem recorrer a complexos modelos de *warp*. Diferentes ângulos de inclinação são encontrados na literatura, como por exemplo a galáxia NGC55, que tem os seguintes valores:  $80^\circ$  (Tullmann 2003),  $85^\circ$  (Van de Steene 2004),  $78.6^\circ$  (Puche, D. et al. 1991). Em nossos cálculos, os valores encontrados diferem pouco com relação aos fornecidos na literatura: apenas  $4^\circ$ , em média, dentro do intervalo de incerteza.

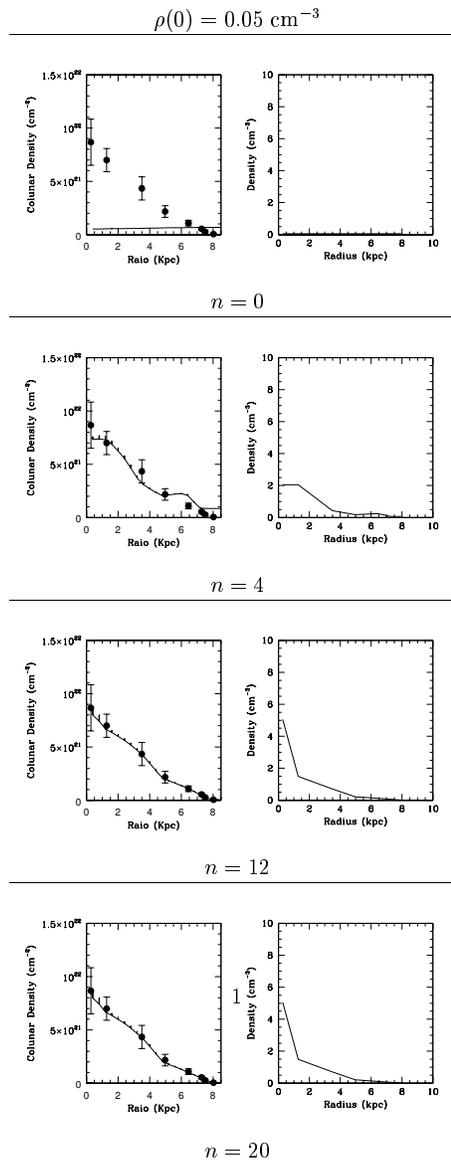


Figura 2.8: Evolução da emissão de radiação ao longo do semi-eixo maior calculada pelo modelo. Os pontos são os dados observacionais ao longo do semi-eixo maior,  $n$  é o número de interações realizadas e  $\rho(0)$  é a densidade inicial do gás.

# Capítulo 3

## Resultados

### 3.1 NGC 1560

#### 3.1.1 Características

A galáxia NGC 1560 é do tipo anã, Sd[SAd], disposta quase de perfil com uma inclinação de aproximadamente  $82^\circ$  e a uma distância de 3 Mpc ( Tully, R. B. et al. 1988). A existência de braços espirais foi sugerida por Broeils, A. H. (1992). Localizada nas vizinhanças de M81 e IC 342 (podendo pertencer ao grupo de IC 342) a uma baixa latitude galáctica ( $b = 16^\circ$ ), com magnitude aparente total  $B_T = 10.99$  e magnitude absoluta  $M_B = -15.87$ , sua velocidade radial sistêmica é de 164 km/s (Broeils, A. H. 1992).

Nas observações realizadas por Sage, L. J. (1993) foi detectada uma região de emissão de CO medindo cerca de  $1'$  e fluxo total de  $1.1 \text{ K km s}^{-1} \text{ arcmin}^2$  que era muito fraca para ser detectada por Rowan-Robinson. O CO é geralmente usado como traçador do gás molecular, o que sugere que não existe em NGC1560 gás molecular frio em grandes quantidades. Também não foi detectada emissão em raios-X nas observações realizadas por Lira et al. (2000). NGC

1560 possui uma região de HI extensa, com cerca de 18 minutos de arco, maior que o raio da galáxia no visível., que é de 9 minutos de arco . Essa região HI estendida torna possível a obtenção da curva de rotação para regiões além do limite visual, possibilitando a determinação da quantidade de matéria escura, supondo que a galáxia seja suficientemente regular e simétrica para que a contribuição na curva de rotação devido a irregularidades na distribuição de matéria seja mínima.

A partir do mapa de isofotas de emissão em 21cm da região (Broeils, A. H. 1992), determinamos o perfil de emissão ao longo do eixo maior (figura 3.1).

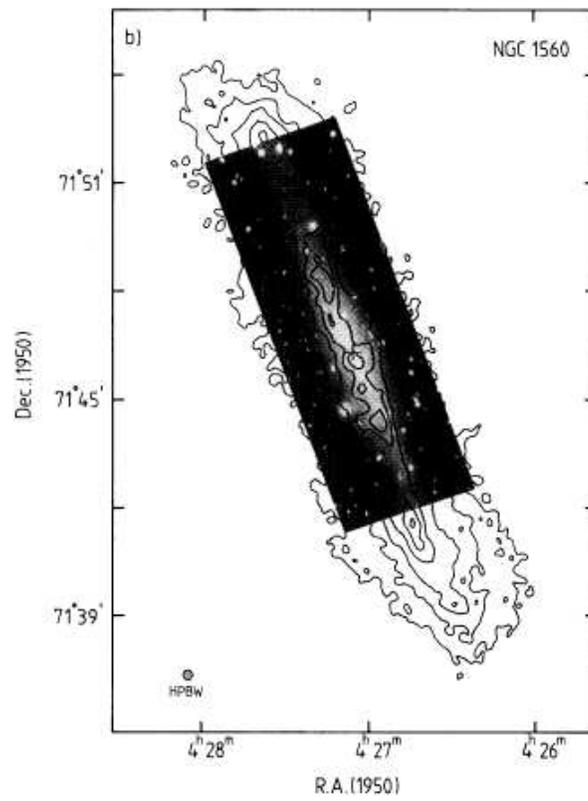


Figura 3.1: Mapa de emissão na banda B de NGC1560, com as isofotas de emissão em 21cm sobrepostas. (Broeils, A. H. 1992)

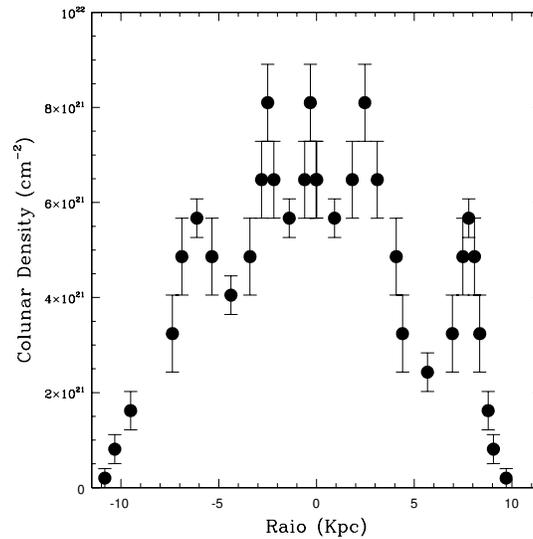


Figura 3.2: Perfil da emissão de NGC1560 em 21cm ao longo do eixo maior, obtido da figura 3.1

A partir das isofotas de densidade colunar de HI da figura 3.1, obtivemos o perfil de emissão ao longo do eixo maior (figura 3.2). É possível observar a existência de dois picos, situados simetricamente a cerca de 7 kpc do centro da galáxia. Eles são causados possivelmente pela existência de braços da galáxia, assim como os dois picos próximos mais ao centro, a cerca de 3 kpc de distância deste.

### 3.1.2 Modelagem

Realizamos o ajuste do perfil de densidade de hidrogênio neutro para as temperaturas de 70K, 90K, 110K, 130K e 150K, conforme o processo descrito na seção 2.3 e obtivemos espectros sintéticos de HI. Comparando os espectros sintéticos gerados com diferentes

ângulos de inclinação (figuras 3.3 a 3.5) com o espectro observado por Broeils, A. H. (1992), selecionamos os ângulos de inclinação que melhor reproduzem o espectro observado. A tabela abaixo contém os melhores valores para cada temperatura:

$T_{\text{spin}} [\text{K}]$	$i$ (norte, $V < V_{\text{sys}}$ )	$i$ (sul, $V > V_{\text{sys}}$ )
70	$87^\circ$	$87^\circ$
90	$85^\circ$	$87^\circ$
110	$85^\circ$	$86^\circ$
130	$85^\circ$	$86^\circ$
150	$85^\circ$	$86^\circ$

Tabela 3.1: Ângulos de inclinação de NGC1560.

O perfil da emissão ao longo do semi-eixo maior do modelo comparado com o perfil extraído dos radiomapas é mostrado nas figuras 3.6 a 3.8. O ajuste da emissão para a temperatura de 50K é mostrado na figura 3.9, porém para esta temperatura o gás entra no regime opticamente espesso nas regiões mais densas e com uma emissão menor que o valor observado no pico central da galáxia (próximo à  $r = 0$  na figura 3.9), de tal forma que não pode ser uma temperatura possível para o gás. Os mapas de emissão gerados pelo modelo para as temperaturas de 70K a 150K são mostrado na figura 3.10. Não são observadas grandes diferenças entre os mapas de emissão sintéticos para as temperaturas de 90K a 150K, porém o rádio-mapa para a temperatura de 70K difere em relação aos demais, apresentando emissão mais intensa na região central e, diferentemente das demais temperaturas, este pico central de emissão não se destaca muito no radiomapa. Este fato deve-se à mudança de regime da emissão do gás, passando do regime opticamente fino para o es-

peço.

Comparando o mapa sintético com o perfil da emissão observada (figura 3.2) podemos identificar no radiomapa o pico de emissão central, duas zonas de maior luminosidade a cerca de 3 kpc do centro (possivelmente o início dos braços espirais da galáxia) e regiões de emissão mais afastadas do centro da galáxia, que se devem possivelmente ao prolongamento dos braços espirais do lado oposto (supondo  $D = 3Mpc$ , Broeils, A. H. 1992).

A possível existência de braços espirais em NGC1560 foi sugerida somente após o levantamento do seu mapa de emissão de HI por Broeils, A. H. (1992) e novamente com as observações em CO (Sage 1993).

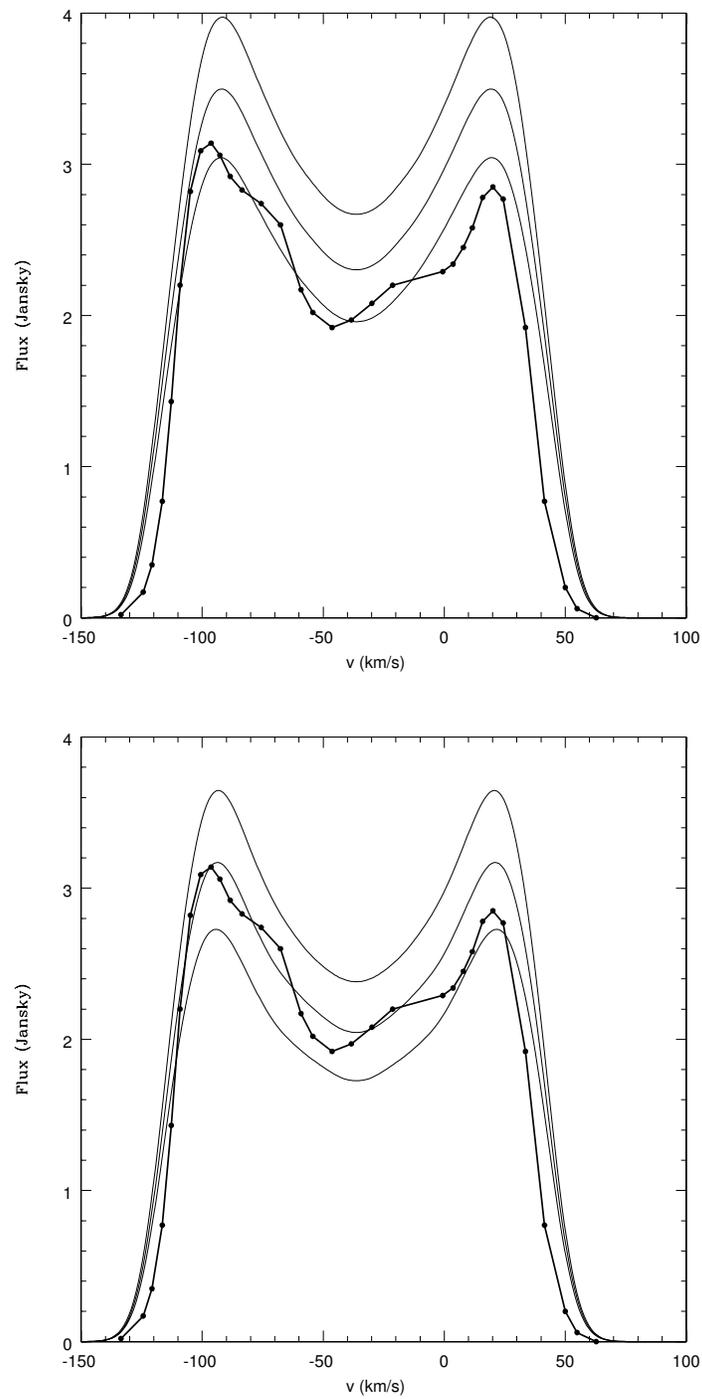


Figura 3.3: Espectro observado da galáxia NGC1560 (pontos conectados) por Broeils, A. H. (1992) comparado ao espectro gerado pelo modelo (linhas) à temperatura de 70K (acima) e 90K (abaixo) para inclinações de  $85^\circ$ ,  $86^\circ$  e  $87^\circ$  (de cima para baixo).

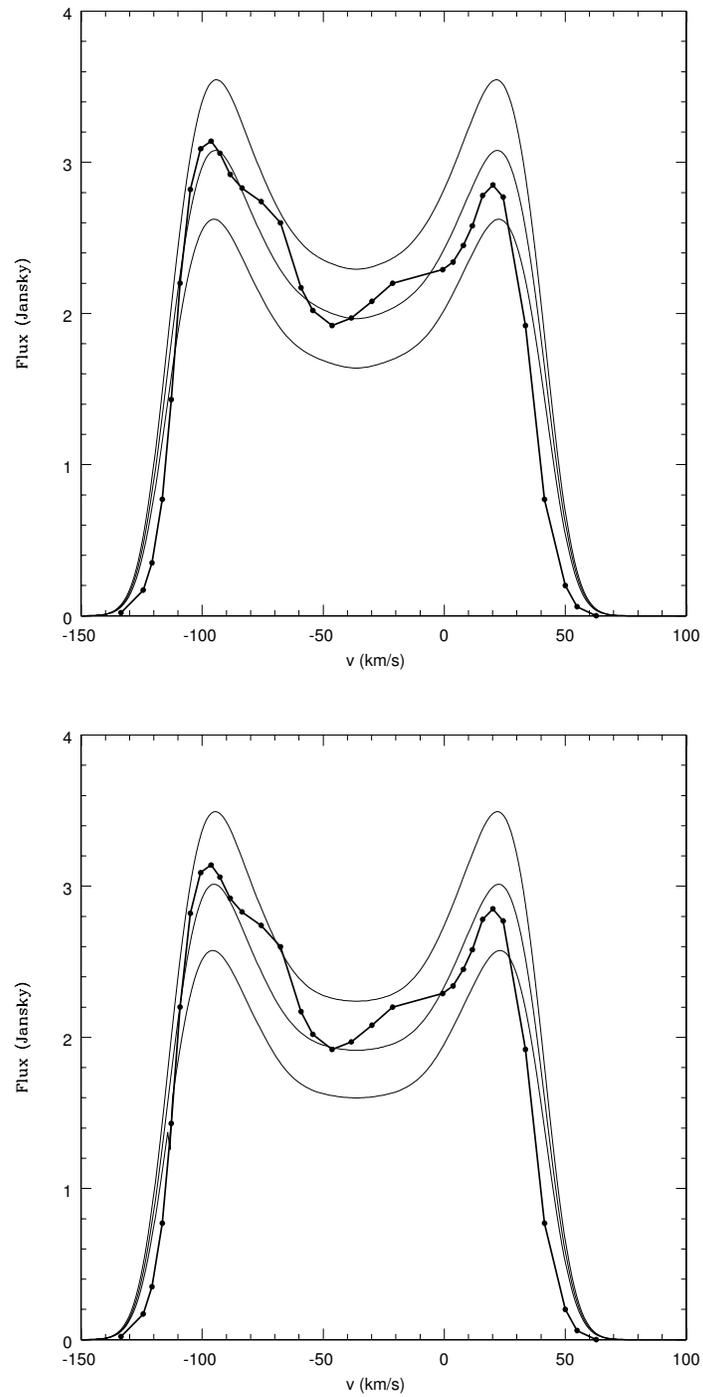


Figura 3.4: Idem à figura 3.3, para as temperaturas de 110K e 130K e mesmos ângulos.

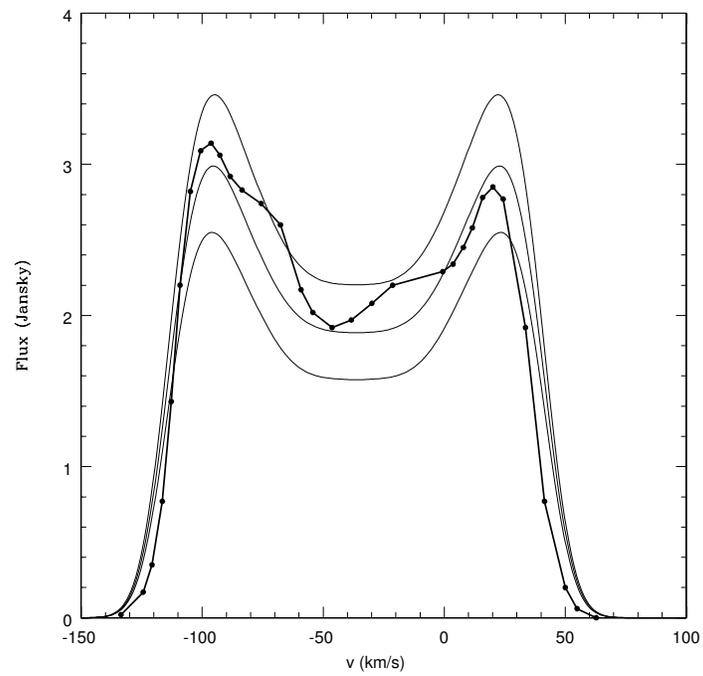


Figura 3.5: Idem à figura 3.3, para a temperatura de 150K e mesmos ângulos.



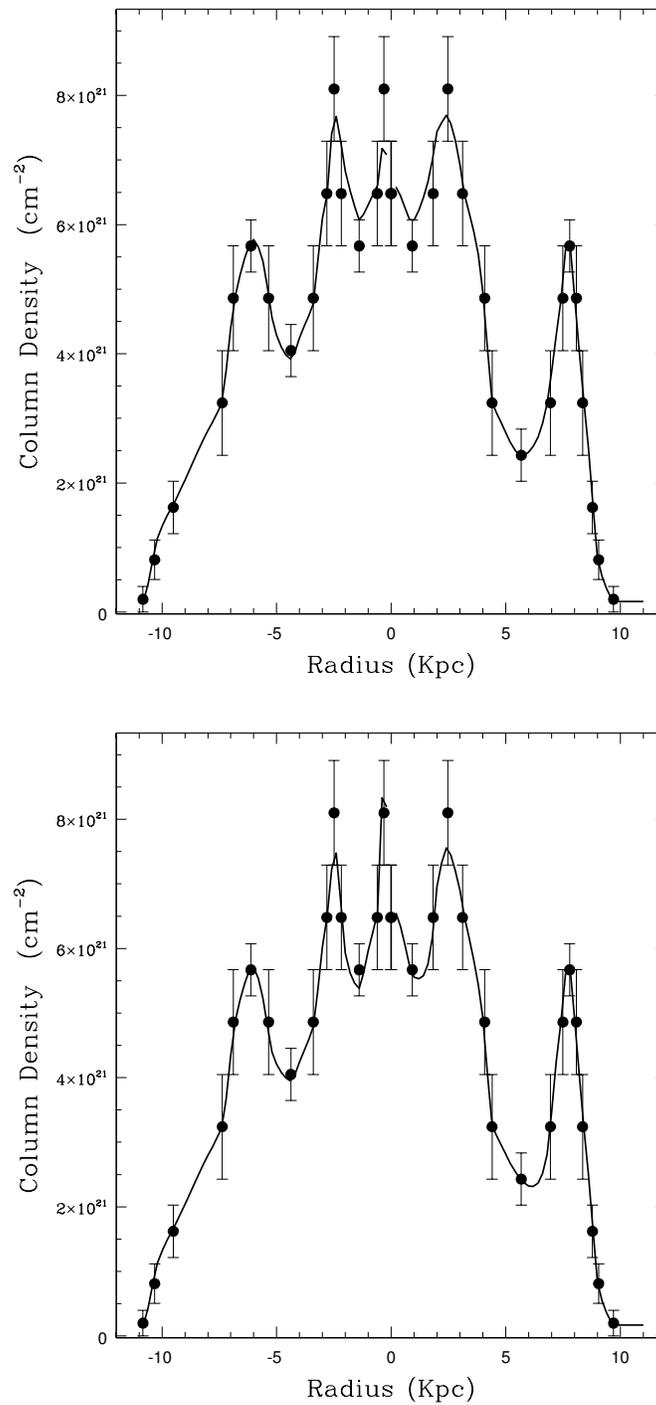


Figura 3.6: Perfil de emissão do hidrogênio em 21cm extraído do radiomapa de NGC1560, ao longo de semi-eixo maior (pontos), e os perfis gerados pelo modelo para as temperaturas de 70K (acima) e 90K (abaixo) para os ângulos que melhor reproduzem o espectro sintético (linhas).

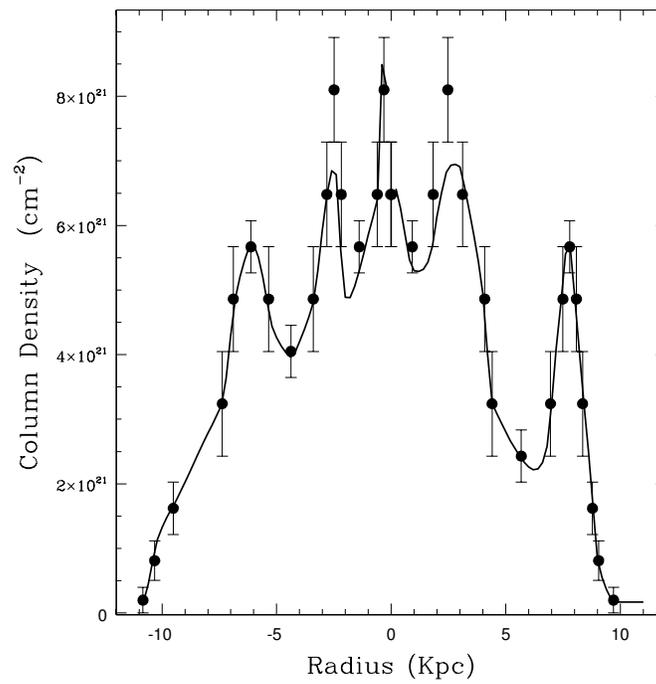
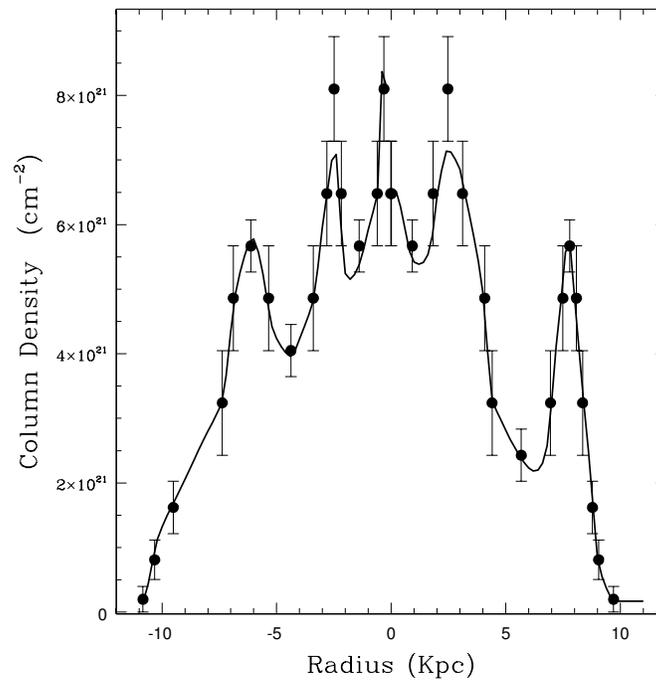


Figura 3.7: Idem à figura 3.6, para as temperaturas de 110K (acima) e 130K (abaixo)

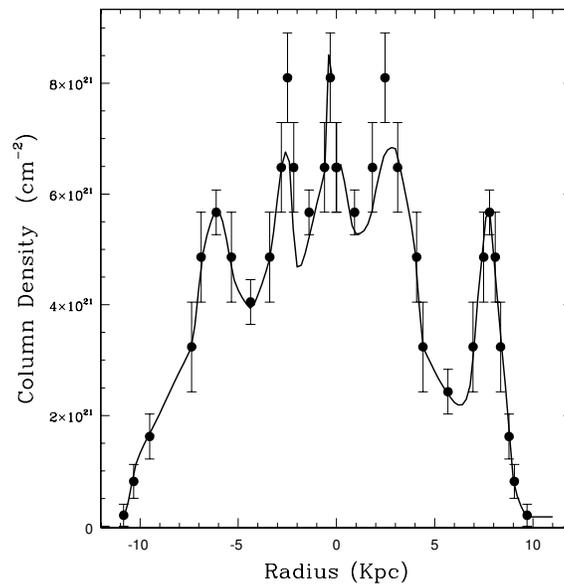


Figura 3.8: Idem à figura 3.6, para a temperatura de 150K

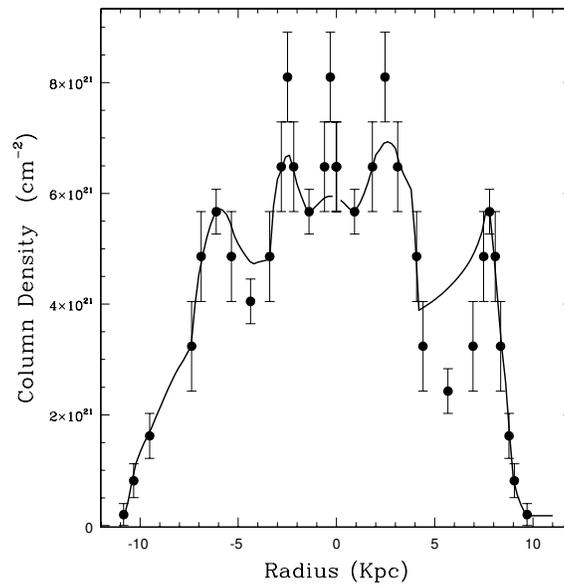


Figura 3.9: Perfil sintético de emissão do hidrogênio, para a temperatura de 50K. Para essa temperatura não foi possível obter um perfil de densidade que ajustasse a emissão do modelo (linhas) ao perfil observado (pontos).

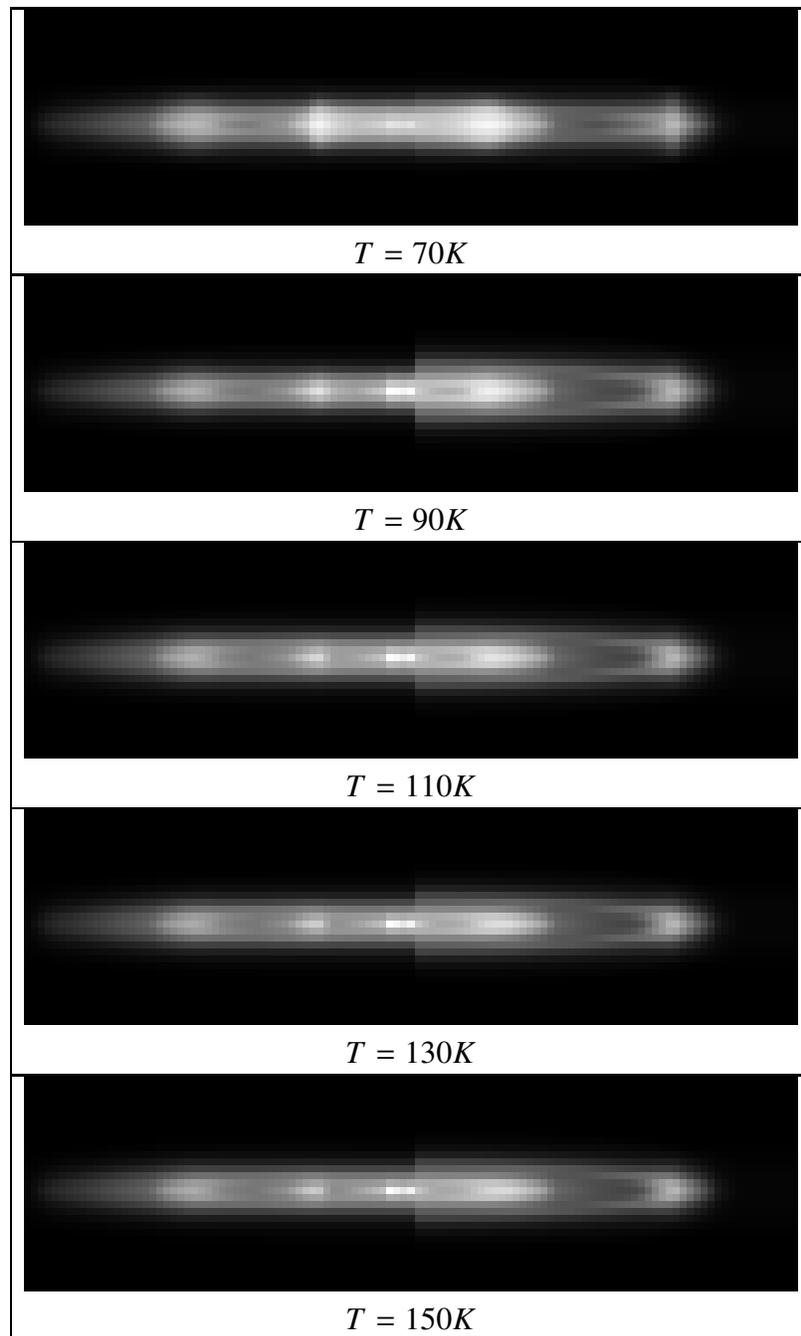


Figura 3.10: Mapas sintéticos de emissão de HI, obtidos com o presente modelo

Observa-se que o modelo foi capaz de reproduzir o perfil de emissão na linha de 21cm ao longo do eixo maior e as principais estruturas associadas possivelmente aos braços espirais. Estes braços são nitidamente vistos nos mapas sintéticos de emissão em 21cm (figura 3.10) e confirmam as sugestões feitas por Broeils sobre sua existência. Também foi possível reproduzir o perfil da linha de 21cm para as temperaturas de 90, 110, 130 e 150K e determinar o ângulo de inclinação. O ângulo  $i$  encontrado está de acordo com várias referências na literatura ( $i = 80^\circ$ , Bottinelli, L. et al. 1984 ;  $i = 86^\circ$ , Huchtmeier 1988;  $i = 82^\circ \pm 1^\circ$ , Broeils, A. H. 1992). A determinação do ângulo de inclinação por Broeils, A. H. (1992) considera a correção proposta por Bottinelli, L. et al. (1983), que considera o tipo morfológico da galáxia.

## 3.2 NGC55

### 3.2.1 Características

NGC55 é uma galáxia do tipo SBm localizada no grupo de Sculptor. Sua distância é de cerca de 1.6 Mpc e sua velocidade heliocêntrica é de  $118 \text{ km s}^{-1}$  (Puche, D. et al. 1991). Sua magnitude é de  $M_B = -18.4$  e possui um diâmetro aproximado de 45 minutos de arco. A luminosidade da galáxia é afetada pelos efeitos de absorção causados por sua alta inclinação  $i \sim 80^\circ$  (Puche, D. et al. 1991) e por uma barra detectada em observações em rádio contínuo ( $\lambda = 6\text{cm}$ ) a cerca de  $3'$  de seu centro (Dettmar, R. et al. 1989). O centróide de distribuição de hidrogênio está deslocado cerca de  $3'$  em relação ao núcleo da galáxia, tornando-a levemente assimétrica (figura 3.11).

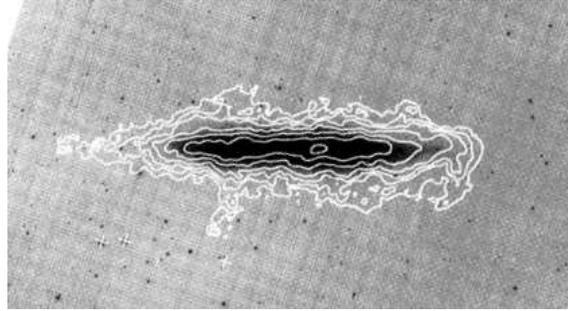


Figura 3.11: Mapa da emissão de NGC55 na banda B e as isofotas de emissão em 21cm sobrepostas (Puche, D. et al. 1991)

NGC55 possui uma população estelar e metalicidade semelhantes à da Grande Nuvem de Magalhães ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.6$ , Richer, M. G. & McCall, M. L. 1995). As observações em raios-X realizadas pelo satélite ROSAT, que identificou 38 fontes de raios-X, mostram que estas fontes estão distribuídas ao longo do disco da galáxia e também a existência de uma fonte extensa, cuja posição coincide com a da barra. Estas fontes totalizam um fluxo de  $9 \times 10^{38} \text{ergs}^{-1}$  na faixa de 0.4 a 2 keV. (Zang et al 1997).

Ela também possui regiões de matéria interestelar ionizada bem determinadas, apresentando-se sob a forma de filamentos, que se estendem para fora do plano da galáxia (Ferguson, A. M. N. et al. 1996). Estes filamentos estão associados a duas regiões HII compactas localizadas no halo. Diferentemente da maioria das galáxias anãs que apresentam uma única região, NGC55 apresenta uma complexa estrutura de regiões HII (Ferguson, A. M. N. et al. 1996), que também apresentam intensa emissão de [OII], sendo a abundância de oxigênio  $[\text{O}/\text{H}] = 0.30$ . Diferentemente de outras galáxias espirais que possuem emissão  $\text{H}\alpha$ , NGC55 não possui emissão de [NII]. A

partir da abundância de oxigênio, estima-se que NGC55 tenha uma razão  $[N/H] \sim 1 \times 10^{-6}$ , dez vezes menor que os valores esperados de regiões HII. NGC55 possui ainda uma extensa região de hidrogênio neutro, com diâmetro de 45 minutos de arco (Puche, D.; Carignan, C. 1991), que estende-se além do limite visual da galáxia.

### 3.2.2 Modelagem

O mapa de emissão de HI é mostrado na figura 2.5 e do qual foi extraído o perfil de emissão ao longo do eixo maior (figura 3.12).

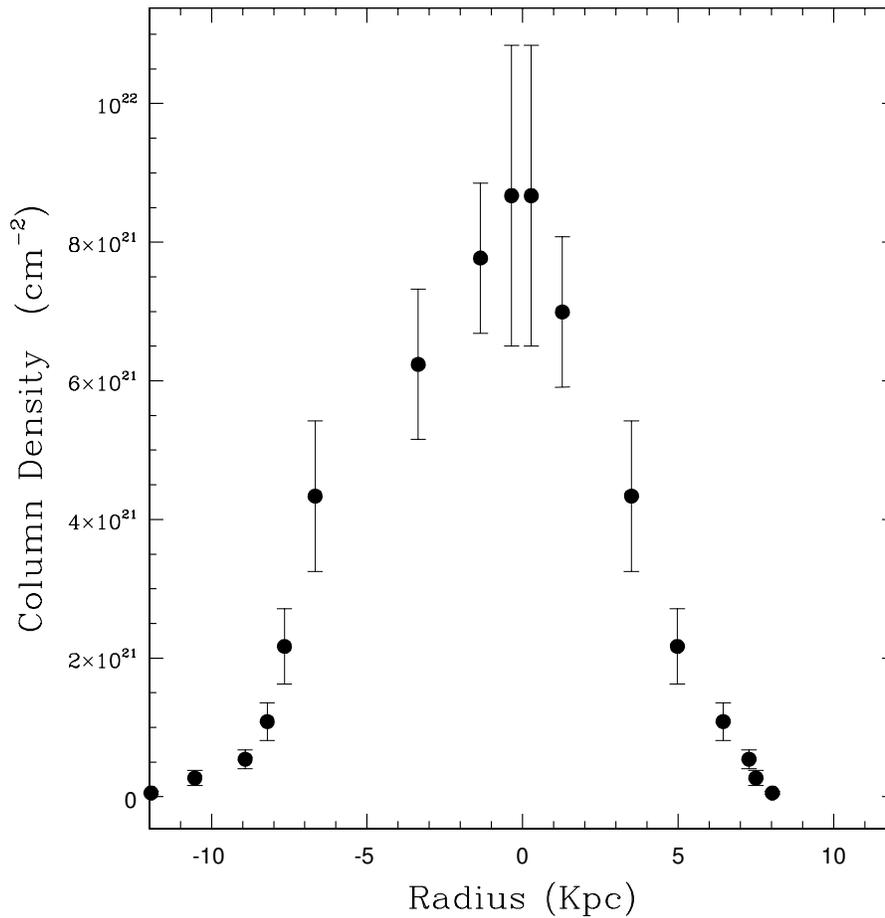


Figura 3.12: Perfil da emissão de NGC55 em 21cm ao longo do eixo maior, obtido a partir do radiomapa da galáxia. (figura 3.11)

No perfil de emissão extraído a partir do mapa de emissão HI (figura 2.5) observamos um alongamento da galáxia para a esquerda

em relação ao centro da galáxia, que se deve possivelmente à barra que há em NGC55, situada no lado com desvio para o vermelho ( $V > V_{sys}$ ) entre  $-7 < R < -2$  (figura 3.12). Esta barra é citada nas observações de HII (Ferguson, A. M. N. et al. 1996) e em raios-X (Zang et al. 1997), sendo uma estrutura ativa e facilmente reconhecida nos mapas de emissão.

Como o método de ajuste da densidade é realizado de forma independente para os dois lados, foi possível reproduzir a estrutura da barra conforme observada nos perfis sintéticos (figuras 3.16 a 3.18).

O espectro obtido por Puche (1991) mostra emissão HI mais intensa no lado norte da galáxia que corresponde a  $V < V_{sys}$  porém o espectro de Hummel, E. et al. (1986) mostra o oposto isto é, emissão mais intensa no lado sul ( $V > V_{sys}$ ). Como a barra (que possui uma maior quantidade de materia) se localiza no lado sul da galáxia, optou-se por utilizar o espectro de HI obtido por Hummel para o ajuste do modelo. Os espectros sintéticos para diferentes ângulos são mostrados nas figuras 3.13 a 3.15 e, ao compará-los ao espectro observado por Hummel, E. et al. (1986), obtemos:

$T_{spin}$ [K]	$i (V < V_{sys})$	$i (V > V_{sys})$
50	$81^\circ$	$87^\circ$
70	$81^\circ$	$87^\circ$
90	$81^\circ$	$85^\circ$
110	$81^\circ$	$85^\circ$
130	$81^\circ$	$85^\circ$
150	$81^\circ$	$85^\circ$

Tabela 3.2: Ângulos de inclinação de NGC55

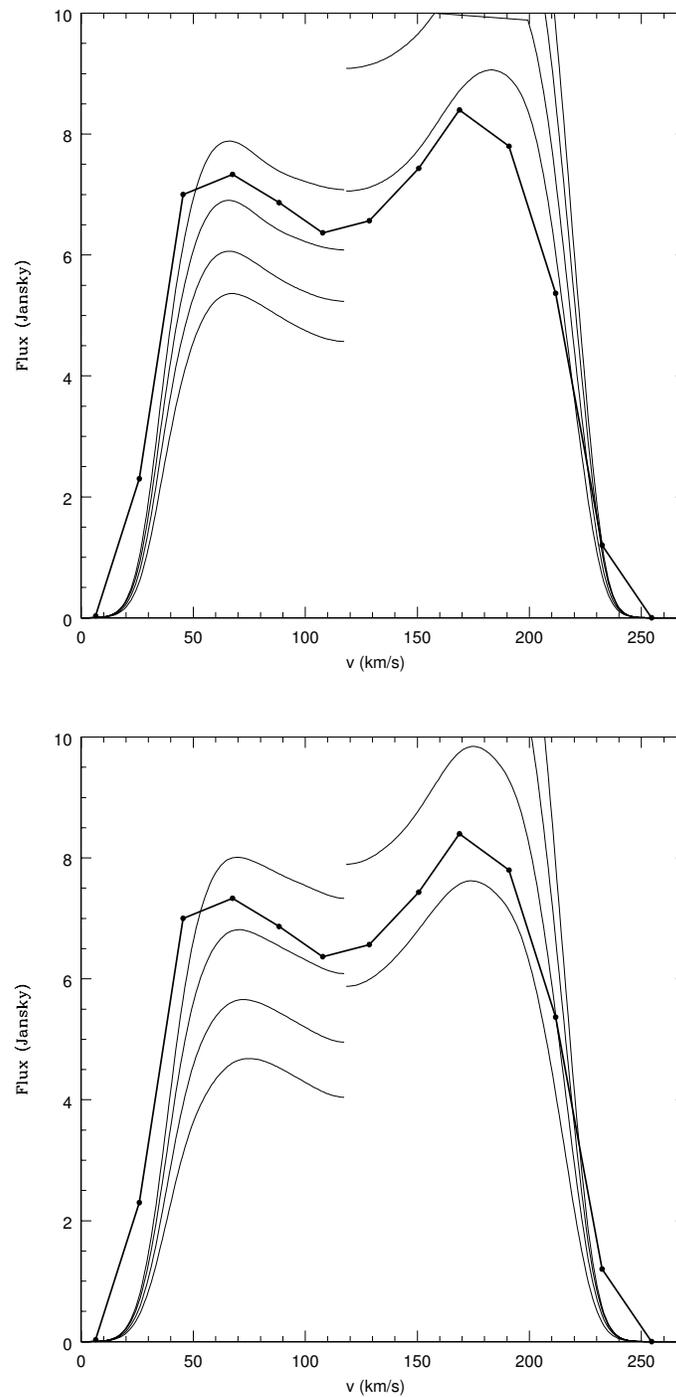


Figura 3.13: Espectro de HI da galáxia NGC55, obtido por Hummel, E. et al. (1986), pontos conectados), comparado com os espectros gerados pelo modelo (linhas) à temperatura de 50K (acima) e 70K (abaixo), para inclinações de  $81^\circ$ ,  $83^\circ$ ,  $85^\circ$  e  $87^\circ$  (de cima para baixo).

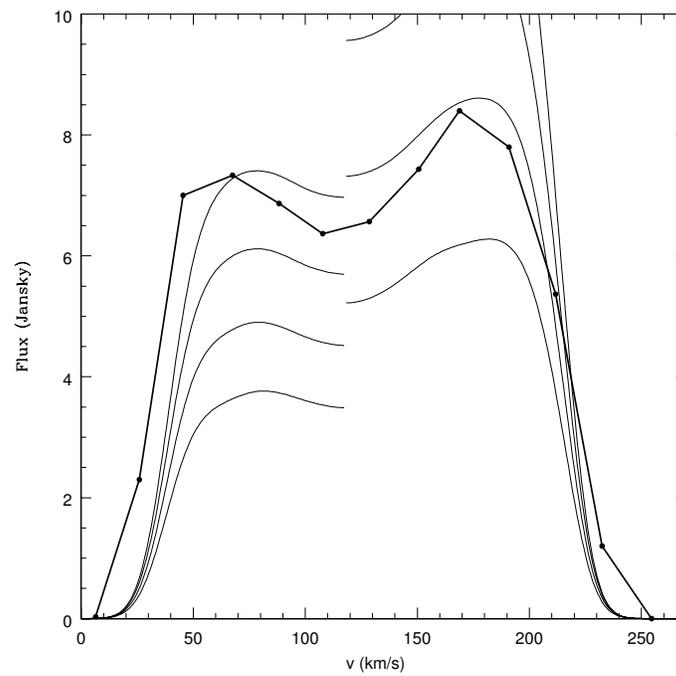
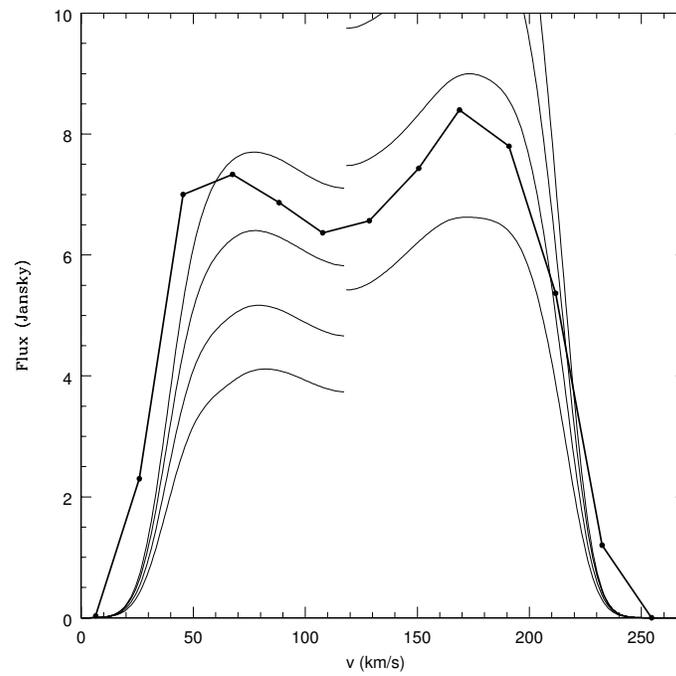


Figura 3.14: Idem à figura 3.13, para as temperaturas de 90K e 110K e mesmos ângulos.

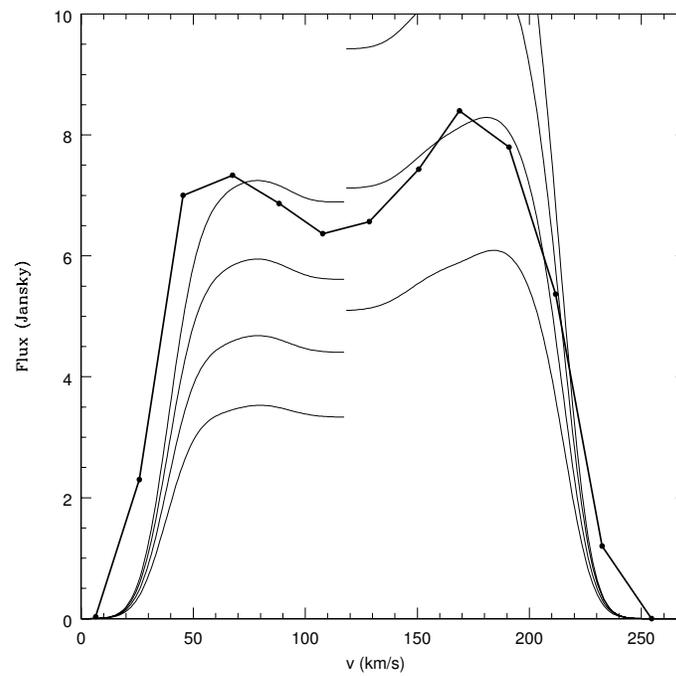
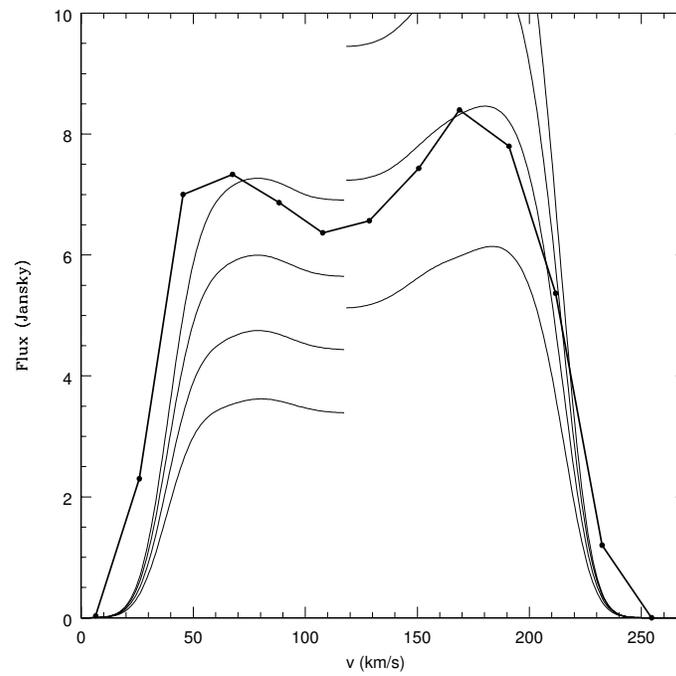


Figura 3.15: Idem à figura 3.13, para as temperaturas de 130K e 150K e mesmos ângulos.

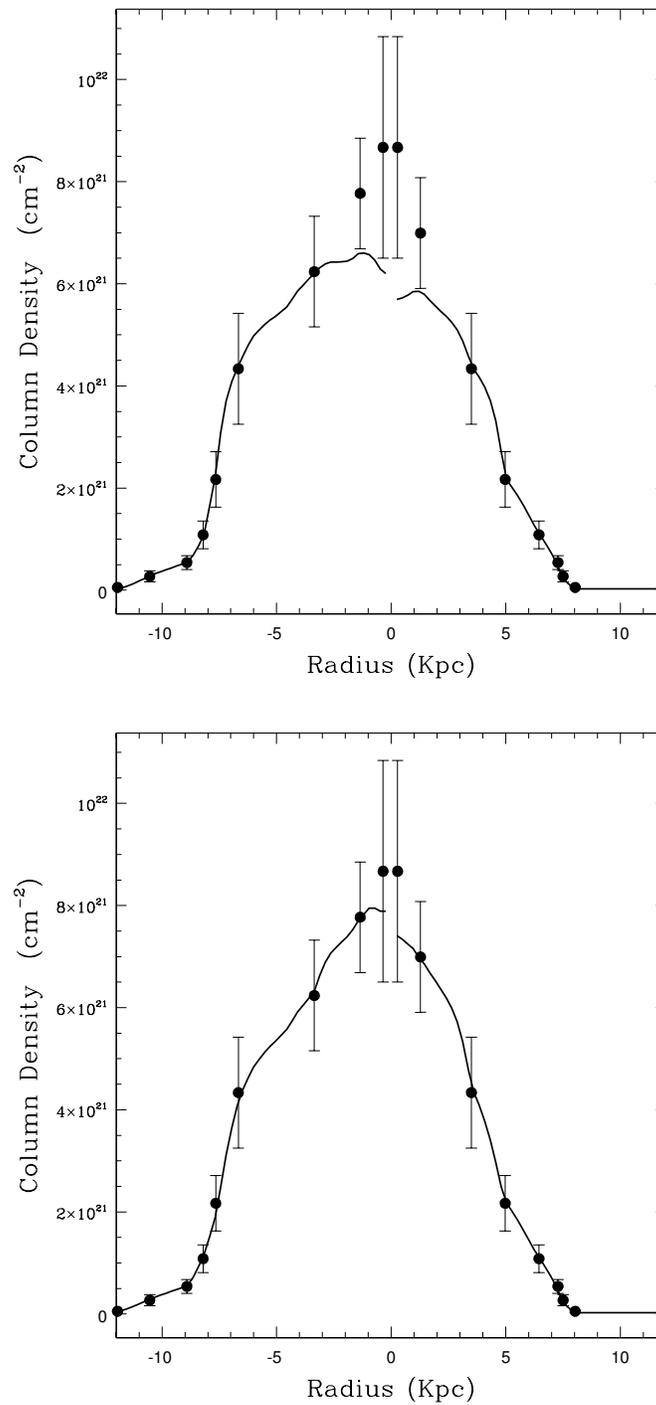


Figura 3.16: Perfil de emissão do hidrogênio em 21cm ao longo do semi-eixo maior, extraído do radiomapa (pontos), e os perfis gerados pelo modelo (linhas) para as temperaturas de 50K (acima) e 70K (abaixo), para os ângulos que melhor reproduzem o espectro sintético da galáxia NGC55, dados na tabela 3.2.

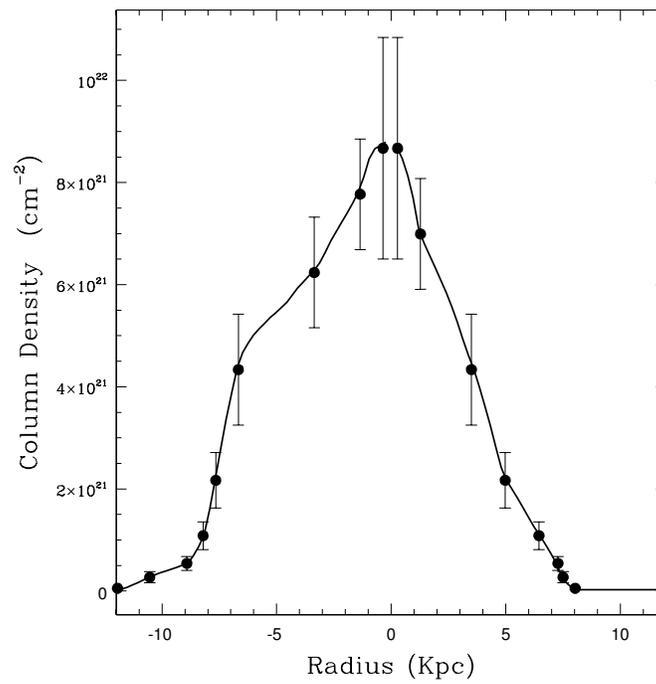
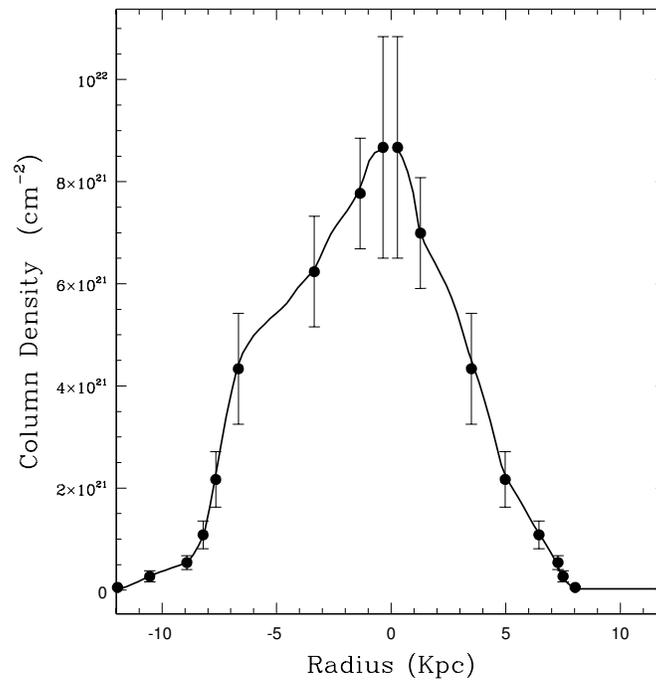


Figura 3.17: Idem à figura 3.16, para as temperaturas de 90K (acima) e 110K (abaixo)

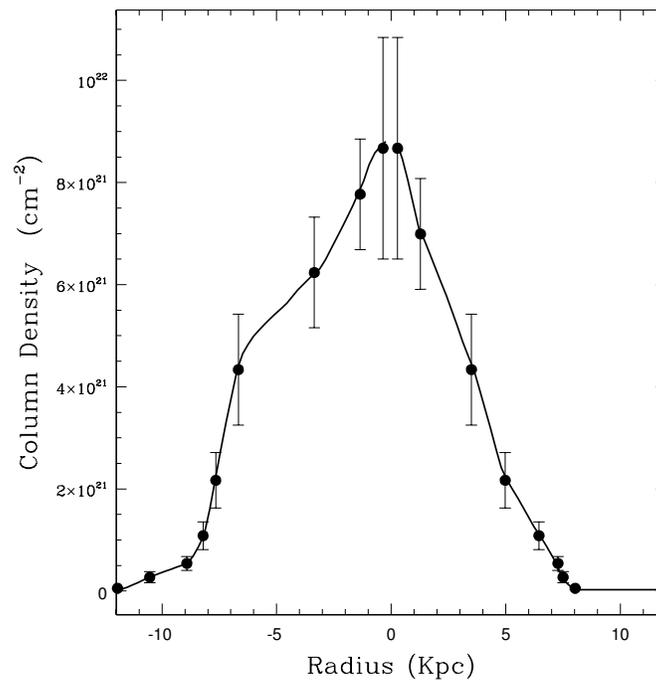
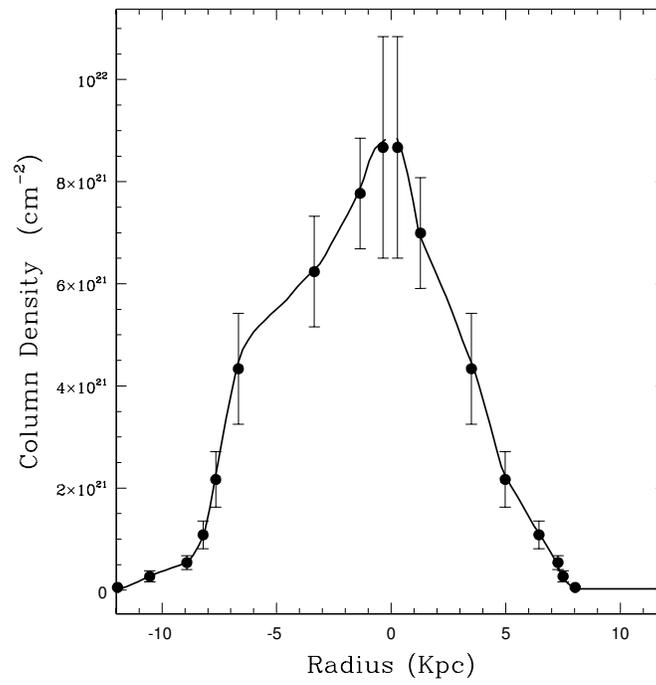


Figura 3.18: Idem à figura 3.16, para as temperaturas de 130K (acima) e 150K (abaixo)

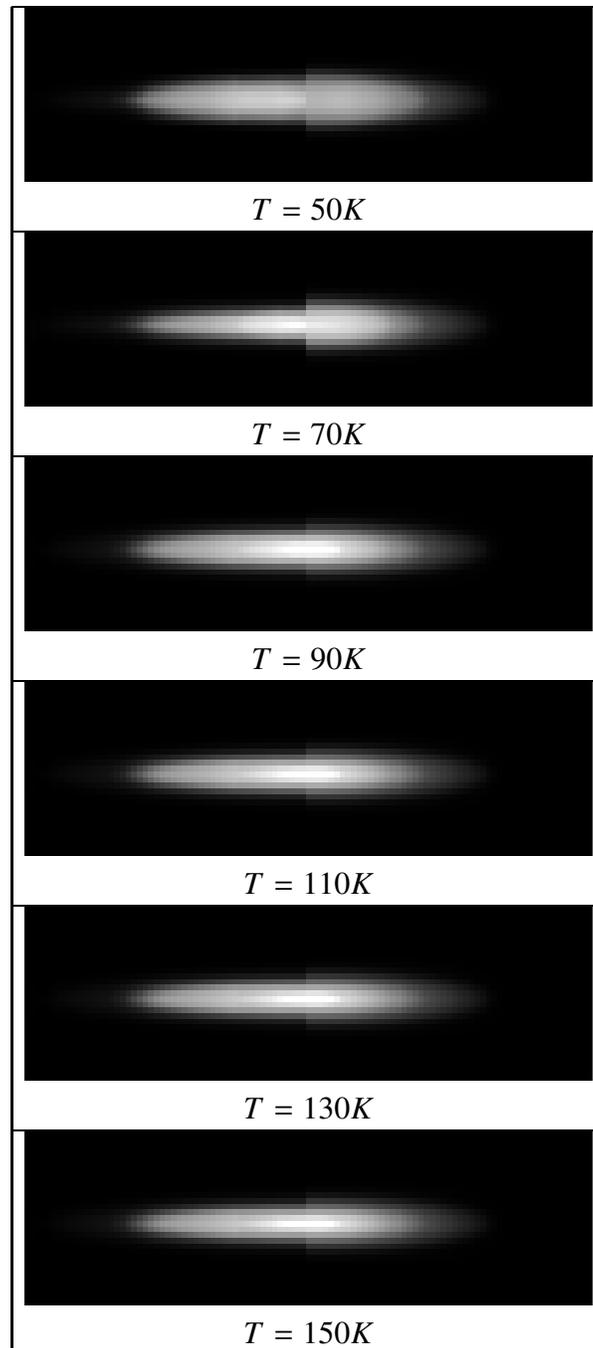


Figura 3.19: Mapa sintético de emissão de HI de NGC55, para várias temperaturas

Observa-se que o modelo foi capaz de reproduzir o perfil de emissão na linha 21cm de NGC55, assim como seu espectro, para as temperaturas de 70 a 150K. No entanto, não foi possível obter uma solução para a temperatura de 50K, pois nessa temperatura a transição do gás do regime opticamente fino para o espesso ocorre a uma densidade muito baixa, e a emissão não se torna intensa o suficiente para reproduzir o perfil de emissão observado. Além disso, diferentemente de NGC1560, os ajustes de densidade em NGC55 não apresentam nenhum indicativo da existência de braços espirais.

Comparando-se o espectro de HI observado e os espectros sintéticos gerados para diferentes ângulos, determinamos o ângulo de inclinação, que confere com os valores encontrados na literatura :  $i = 85^\circ$  (de Vaucouleurs, G. et al. 1972) e  $i = 80^\circ$  (Puche, D. et al. 1991), que mostram que o ângulo de inclinação para galáxias vistas de perfil não é obtido com grande precisão por meios observacionais. A diferença do ângulo de inclinação para os lados da galáxia sugere um efeito de deformação tipo *warp*, que é comum em galáxias do tipo espirais, possivelmente causado por efeitos de maré gravitacional. O excesso de emissão observado na região entre  $-7 < r < -2$  (figura 3.12), deve-se à presença de uma barra: uma região com maior concentração de gás e estrelas, com contrapartida de emissão em HI (Puche, D. et al. 1991), raios-X (Zang 1997) e H- $\alpha$  (Dettmar, R. et al. 1989).

### 3.3 NGC247

NGC247 é uma galáxia anã do grupo de Sculptor do tipo SAB(s), localizada a 2.5 Mpc e inclinação  $i = 75.4^\circ$  (Carignan, C. et al

1990). Sua velocidade sistêmica é de  $161 \text{ km s}^{-1}$  e possui magnitude absoluta  $M_B = -18.01$ . A linha de 21cm foi mapeada por Puche, D. et al. (1990) utilizando o VLA, e mostrou várias irregularidades na distribuição da emissão em 21cm da galáxia, conforme pode-se observar na figura 3.20: as flutuações no lado sul localizadas em  $\alpha = 44^m 15^s$  e  $\delta = -21^\circ 10'$  não possuem contrapartida no lado norte da galáxia. Também foram realizadas observações em raios-X pelo satélite ROSAT, que detectou gás quente ao redor do centro da galáxia. Não foram detectadas regiões HII na galáxia (Almudena 2001). A ausência de emissão Paschen- $\alpha$  sugere que NGC247 possui uma baixa taxa de formação estelar em seu centro.

### 3.3.1 Modelagem

NGC247 possui uma distribuição de HI levemente irregular, conforme pode ser observado no seu radiomapa (figura 3.20). Extraíndo o perfil ao longo do eixo maior (figura 3.21), observamos uma sinuosidade no lados sul, entre  $1 < R < 4$ . Realizando os ajustes da emissão 21cm separadamente em cada lado, obtemos os perfis sintéticos mostrados nas figuras 3.22 a figura 3.24.

A partir dos espectros sintéticos de NGC247 foi possível obter o ângulo de inclinação para cada lado. Diferentemente das demais galáxias estudadas, seu espectro não apresenta mudanças consideráveis quando se modifica a temperatura do gás, como podemos observar nas figuras 3.25 a 3.27.

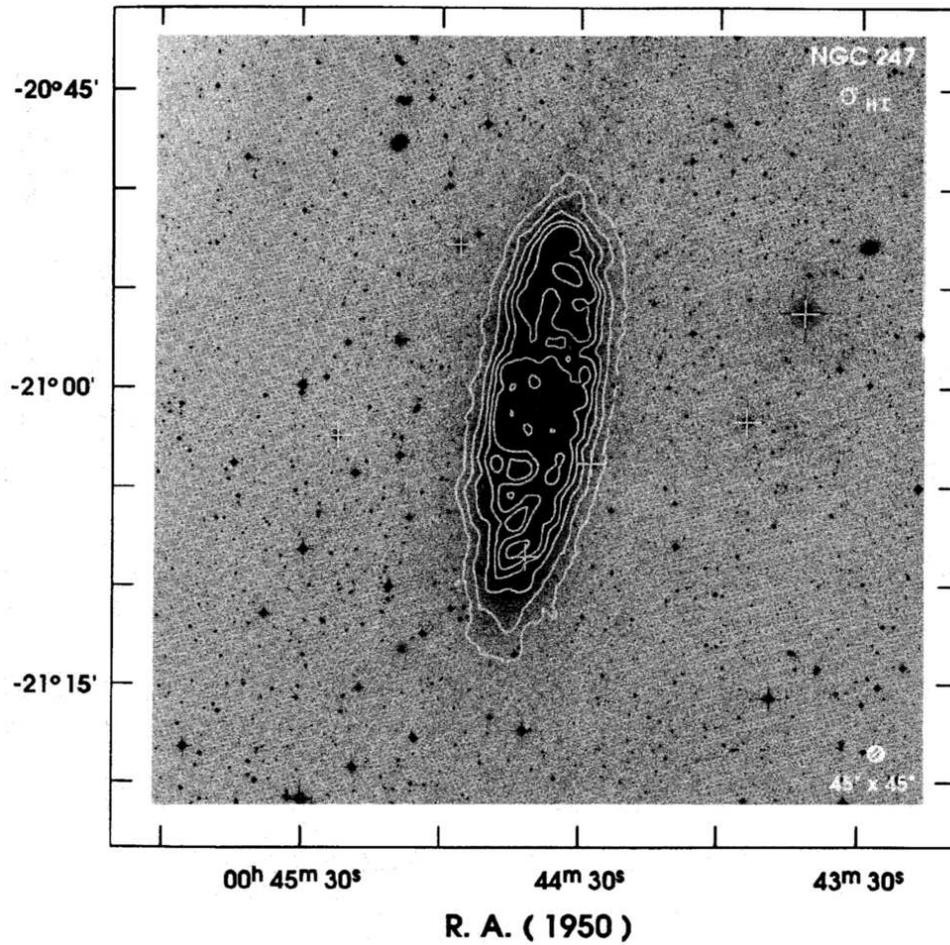


Figura 3.20: Radiomapa de NGC247. As isofotas de HI representam densidade colunar (no regime opticamente fino) iguais a: 0.1, 0.2, 0.4, 0.7, 0.9, 1.21, 2.2  $\times 10^{22}$   $\text{cm}^{-2}$  (Puche 1990).

$T_{\text{spin}}[\text{K}]$	$i(V < V_{\text{sys}})$	$i(V > V_{\text{sys}})$
50	$66^\circ$	$73^\circ$
70	$66^\circ$	$73^\circ$
90	$66^\circ$	$73^\circ$
110	$66^\circ$	$73^\circ$
130	$66^\circ$	$73^\circ$
150	$66^\circ$	$73^\circ$

Tabela 3.3: Ângulos de inclinação de NGC247

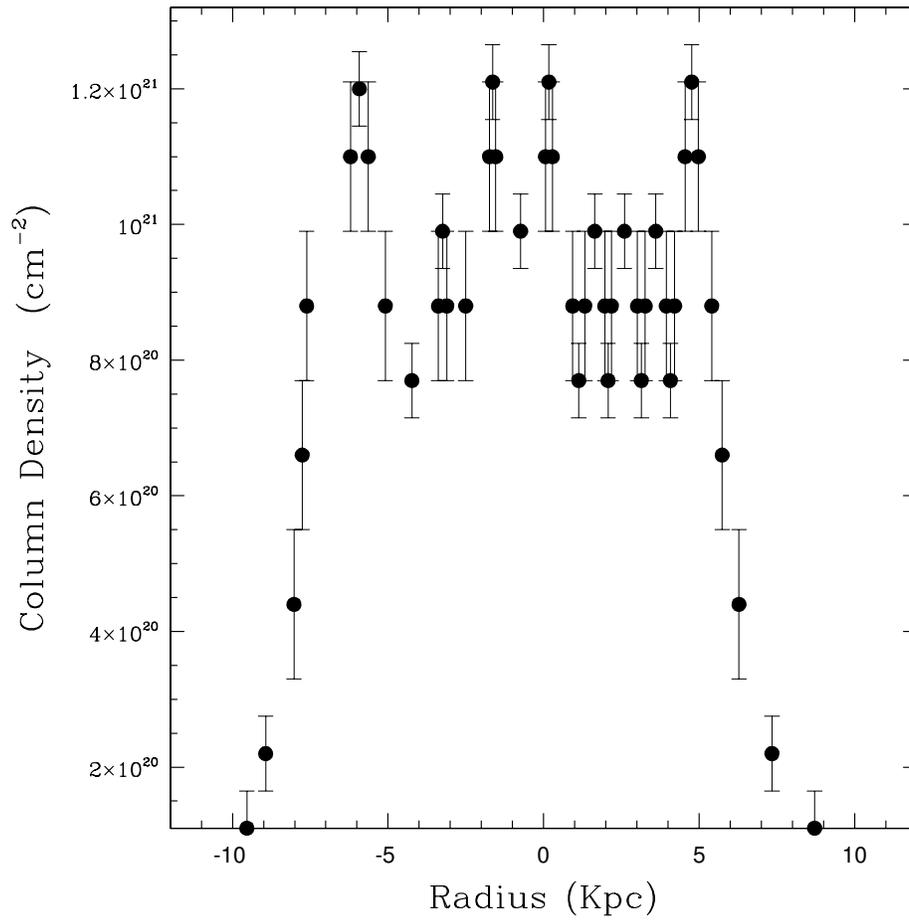


Figura 3.21: Perfil de emissão ao longo do eixo maior de NGC247

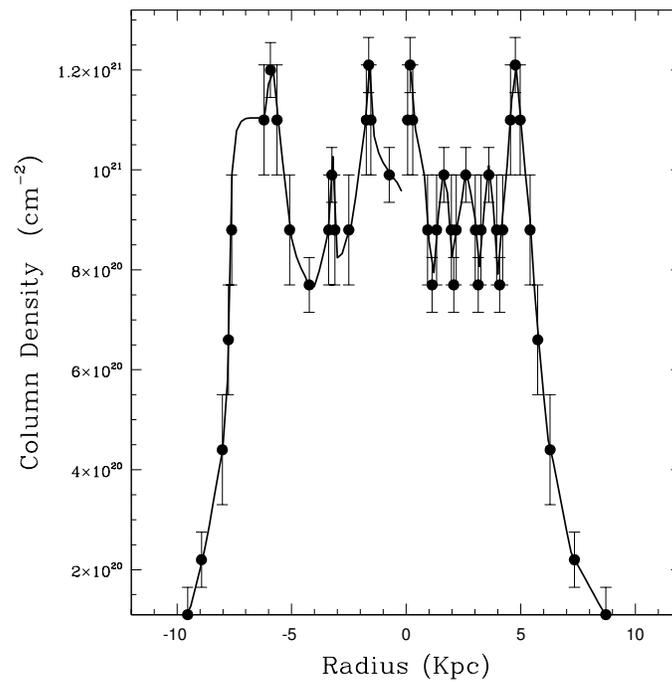
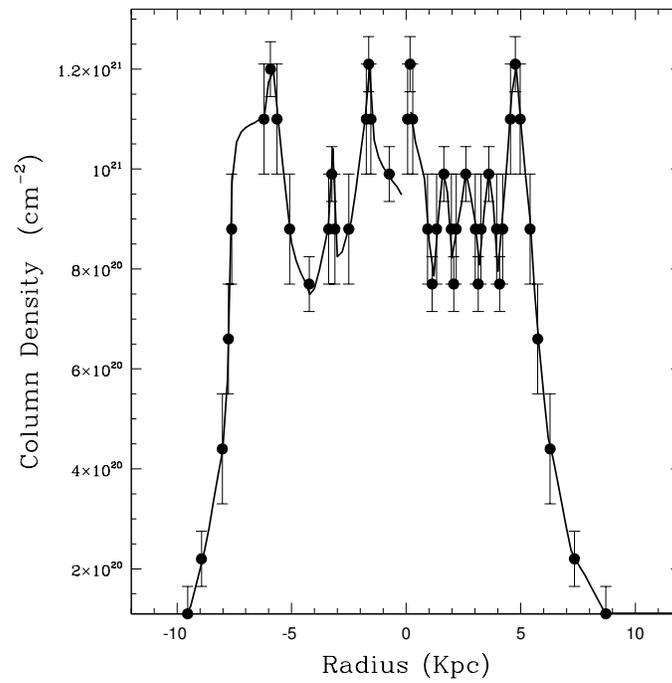


Figura 3.22: Perfil de emissão do hidrogênio em 21cm, extraído do radiomapa ao longo de semi-eixo maior (pontos) e os perfis gerados pelo modelo (linhas), para as temperaturas de 50K (acima) e 70K (abaixo), obtidos para os ângulos que melhor reproduzem o espectro observado da galáxia NGC247.

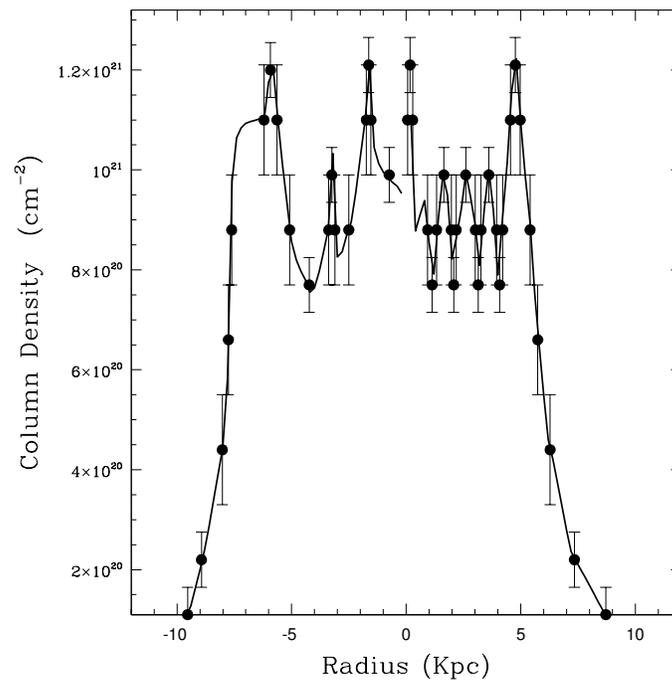
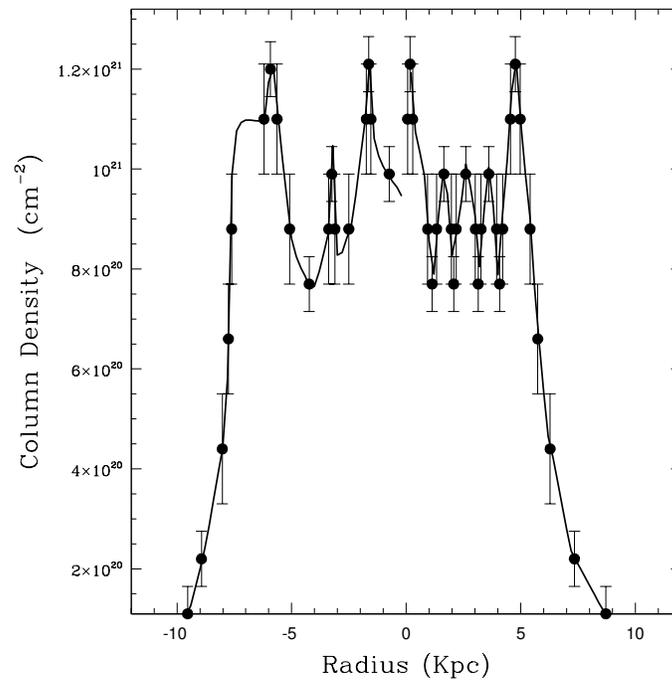


Figura 3.23: Idem à figura 3.22, para as temperaturas de 90K (acima) e 110K (abaixo)

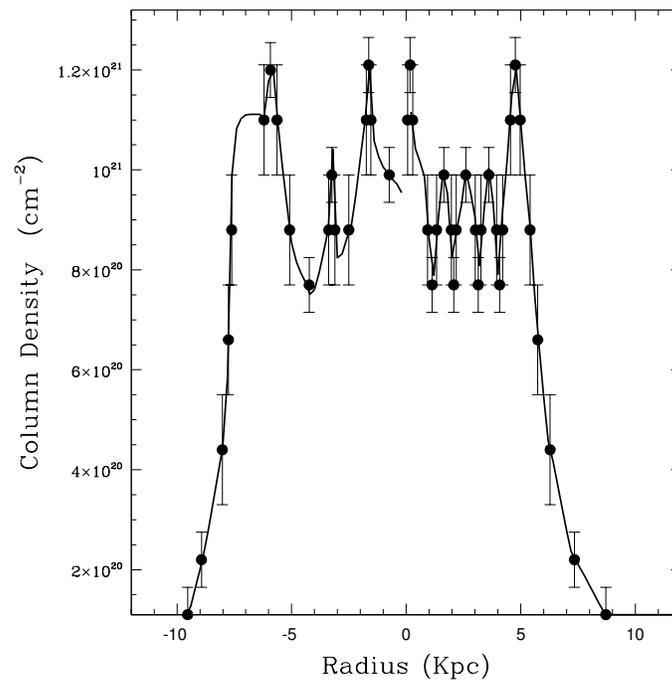
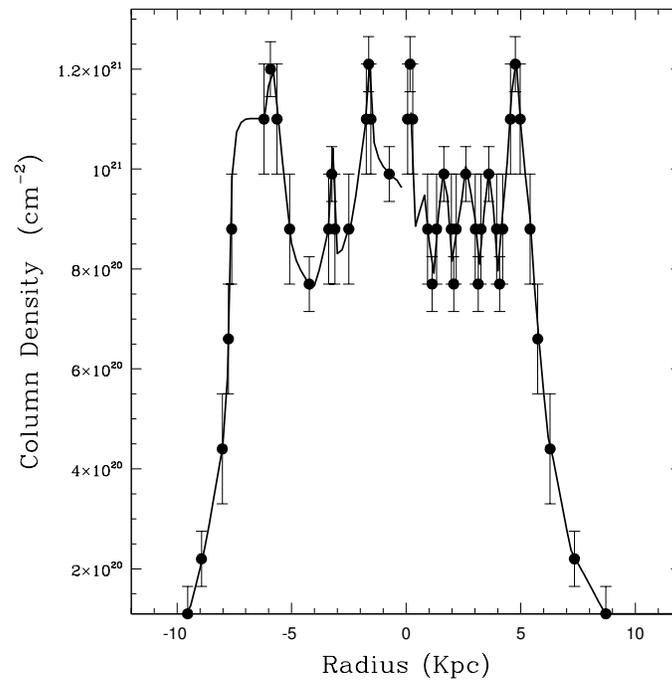


Figura 3.24: Idem à figura 3.22, para as temperaturas de 130K (acima) e 150K (abaixo)

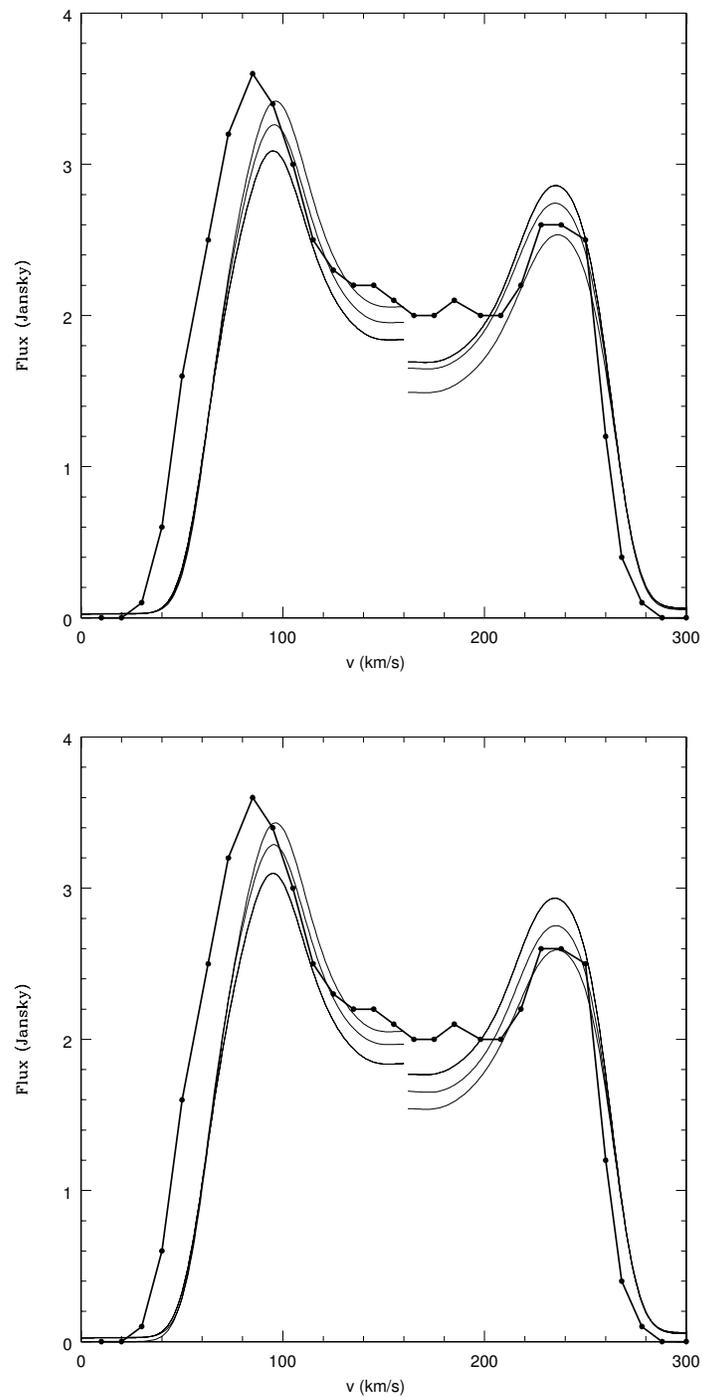


Figura 3.25: Espectro observado da galáxia NGC247 (pontos conectados) comparado com o espectro gerado pelo modelo (linhas) à temperatura de 50K (acima) e 70K (abaixo), para inclinações de  $65^\circ$ ,  $66^\circ$  e  $67^\circ$  (para  $V < V_{sys}$ ) e  $72^\circ$ ,  $73^\circ$  e  $74^\circ$  ( $V > V_{sys}$ ), com os ângulos ordenados de cima para baixo.

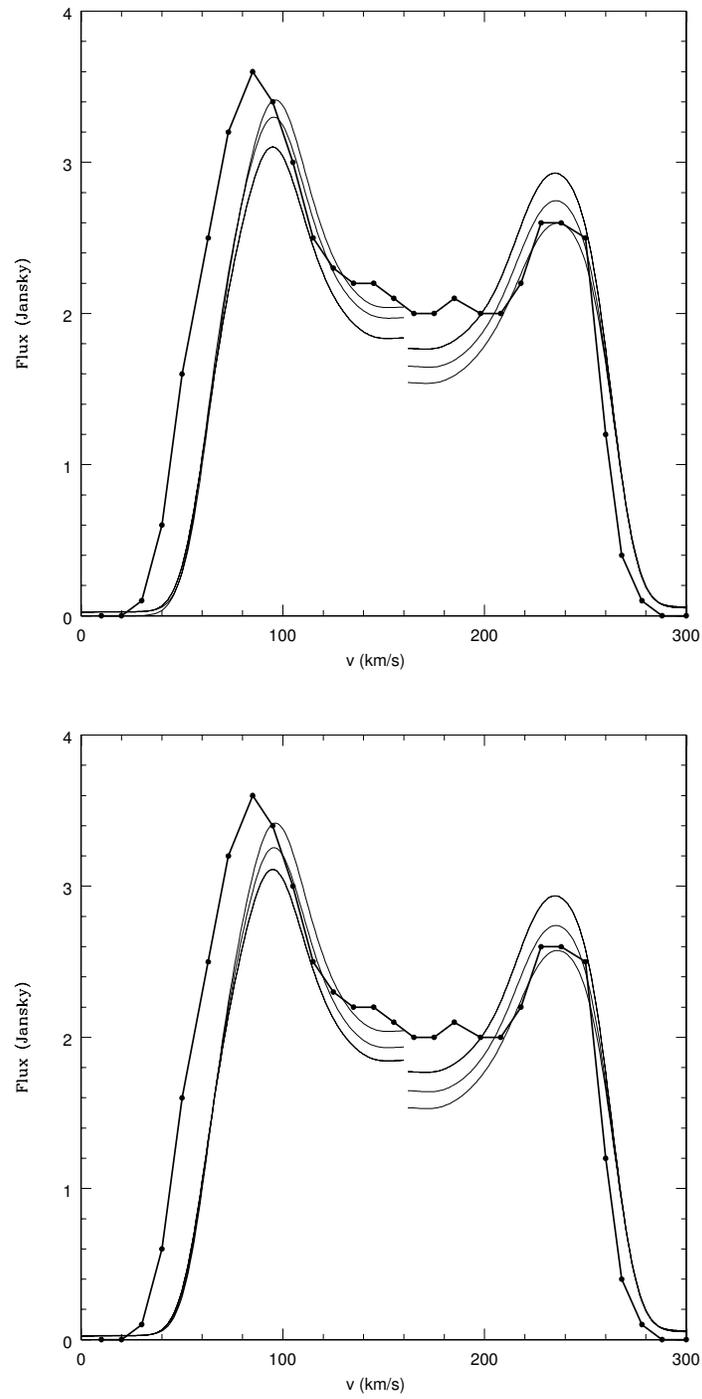


Figura 3.26: Idem à figura 3.25, para as temperaturas de 90K e 110K e mesmos ângulos.

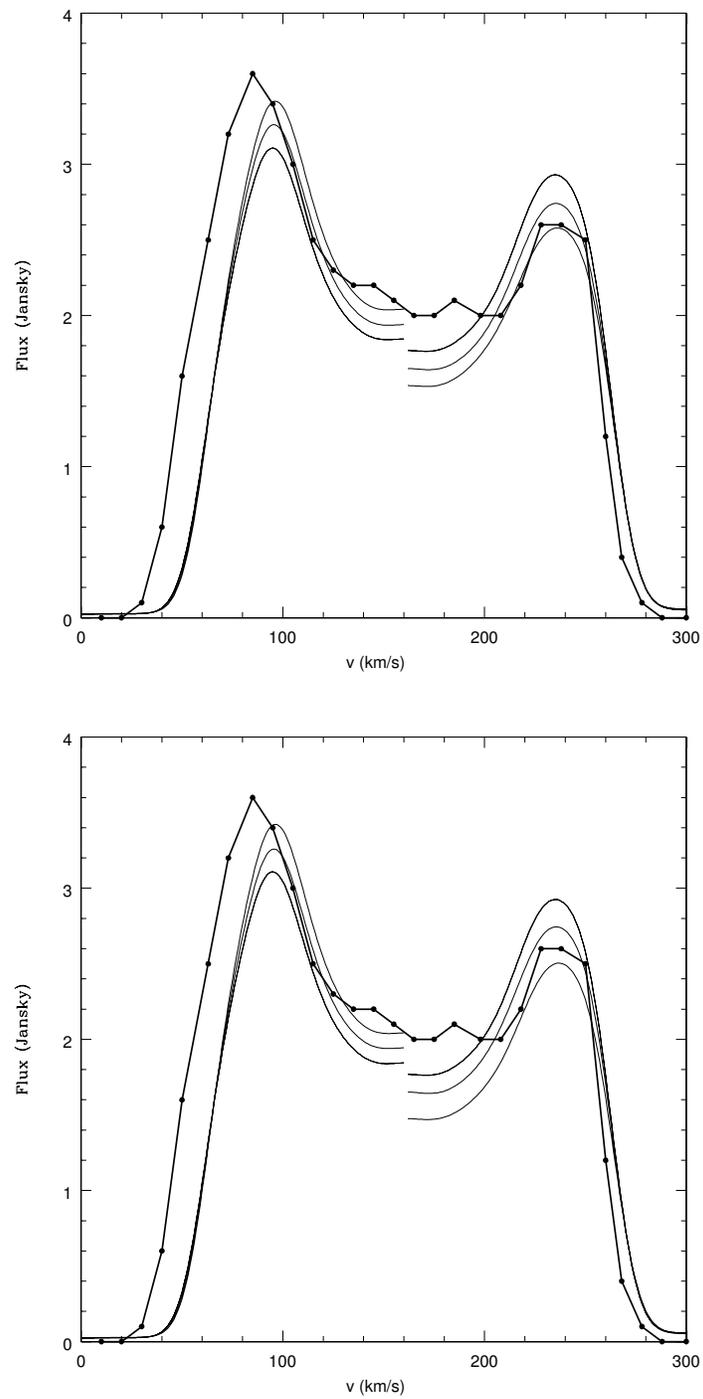


Figura 3.27: Idem à figura 3.25, para as temperaturas de 130K e 150K e mesmos ângulos.

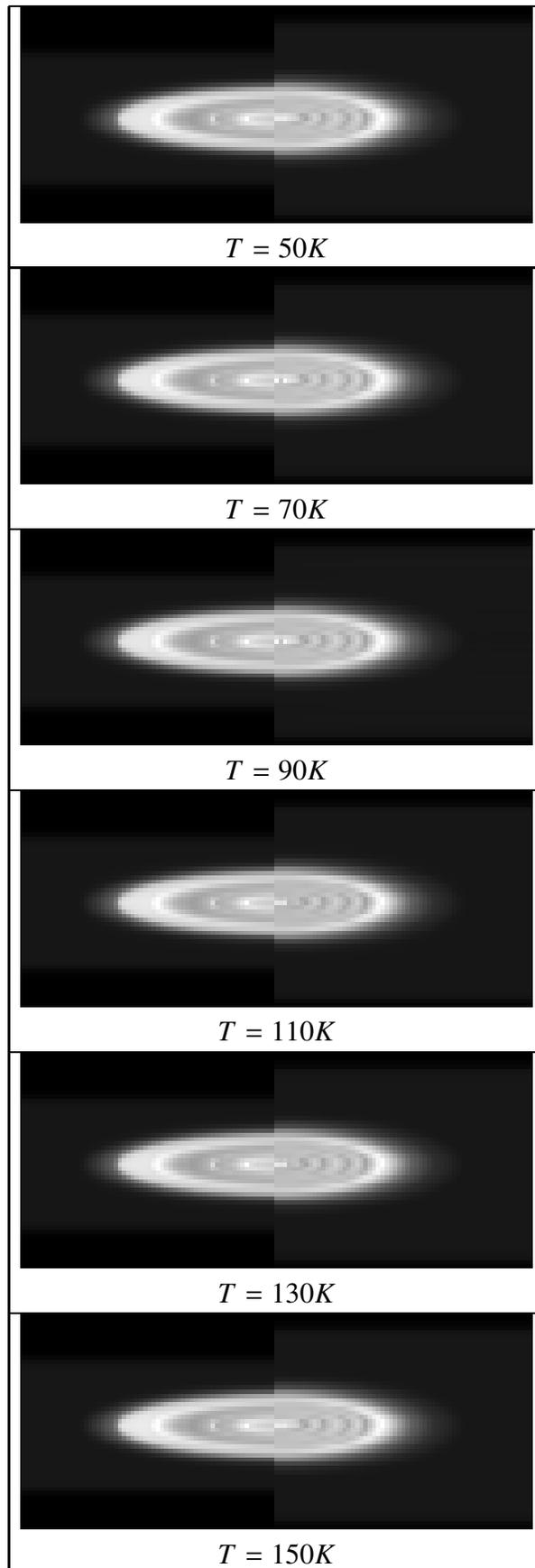


Figura 3.28: Mapa sintético de emissão HI de NGC247 para várias temperaturas

O modelo foi capaz de reproduzir o perfil de luminosidade de NGC247 na linha 21cm em todas as temperaturas, inclusive nas regiões de irregularidade da galáxia que são observadas no lado sul do radiomapa entre  $1 \leq R \leq 4$  (figura 3.21) e reproduzido nos mapas sintéticos (lado direito da figura 3.28). Porém, devido ao ângulo relativamente baixo de inclinação ( $70^\circ \pm 3$ ), o gás se apresenta no regime opticamente fino, logo a temperatura do gás não é um parâmetro relevante, uma vez que para  $\tau \ll 1$  a emissão torna-se independente da temperatura do gás (equação 2.3).

## 3.4 NGC891

### 3.4.1 Características

A galáxia NGC891 é do tipo Sb, disposta de perfil ( $i > 88.6^\circ$ , Rupen 1991), situada a uma distância de 9.0 Mpc (Tonry et al. 2001). Sua magnitude absoluta na banda B é  $M_B = -20.4$  e velocidade sistêmica de 530 km/s (Sancisi, R. et al. 1979). Já foram realizadas observações em monóxido de carbono por Sofue, Y.; Nakai, N. 1993) e as observações realizadas no contínuo (efetuadas no VLA em 1.49GHz) são atribuídas a Dettman (1994). Também se observou emissão de HII (Valentijn, E. A.; van der Werf, P. P. 1999), provavelmente produzido por estrelas jovens massivas que ionizam parte da nuvem molecular na qual elas se formaram. As observações sugerem que NGC891 possui uma taxa de formação estelar consideravelmente maior que na Via Láctea (Scoville et al. 1993). As observações de  $H\alpha$  usando o HST detectaram filamentos com até 2.2 kpc de comprimento projetando-se para fora do plano da galáxia.

Também foi detectada emissão polarizada em rádio  $\lambda = 6\text{cm}$  Sukumar, S. et al. 1991 indicando a presença de um campo magnético fraco. Em raios-X detectou-se emissão difusa no disco da galáxia (Rowan 2005). As observações de HI (Sancisi, R. et al. 1979) e CO (Rupen 1991) indicam a ausência de um *warp* apreciável, já que o desvio do plano para esses gases é menor que 3%

As observações de NGC891 no infravermelho mostram que a galáxia possui estruturas compostas de poeira ao longo de seu halo. Estas estruturas, em sua maioria, possuem contrapartida nas observações de HI e H- $\alpha$  (Howk, J. C. et al. 1997). A distribuição espacial de HI e H- $\alpha$  são semelhantes, principalmente os picos em  $r = \pm 1.5$  kpc, onde parece haver uma alta taxa de formação estelar (Howk, J. C.; Savage, B. D. 1997). Observando os perfis de emissão em CO e HI, (Dahlem, M. et al. 1994) concluíram que a emissão em CO e HI estão correlacionadas, apresentando máximos e mínimos nas mesmas regiões.

### 3.4.2 Modelagem

A partir do mapa de emissão de hidrogênio (figura 3.29) determinamos o perfil de emissão de NGC891 ao longo de seu eixo maior. A partir deste perfil observamos que a maior parte da emissão em 21cm está localizada nos lóbulos laterais (Figura 3.30), localizados à distância de 10 kpc do centro da galáxia.

Realizando o ajuste da densidade de hidrogênio neutro para as temperaturas de 50, 70, 90, 110, 130, 150K em uma faixa de ângulos de  $80^\circ$  a  $90^\circ$ , obtemos os espectros sintéticos mostrados nas figuras 3.31 a 3.33.

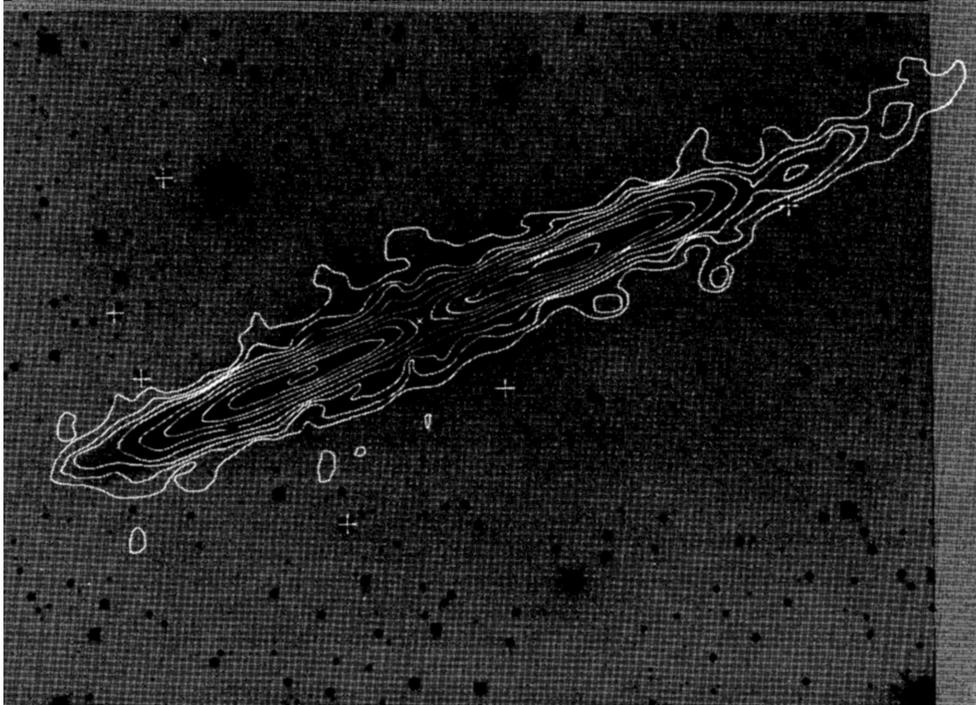


Figura 3.29: Radiomapa de HI em NGC891 (Sancisi, R. et al. 1979). As isofotas referem-se aos seguintes valores de densidade colunar: 0.5, 1.0, 1.5, 2.4, 5.7, 7.3, 8.9 e  $10.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ .

A determinação do ângulo de inclinação para NGC891 torna-se difícil pois para certas temperaturas um determinado ângulo se ajusta bem à região central, mas não se adapta bem aos extremos do espectro, enquanto o inverso ocorre para outros ângulos. Isto se deve possivelmente à alta inclinação da galáxia (cerca de  $87.6^\circ$ ), onde pequenas alterações angulares refletem-se como mudanças bruscas na intensidade do espectro. Deste modo é possível que, devido a um efeito de *warp*, o ângulo de inclinação nas regiões centrais seja ligeiramente diferente das regiões mais afastadas do centro. Assim, os ângulos apresentados na tabela 3.4 devem ser interpretados como

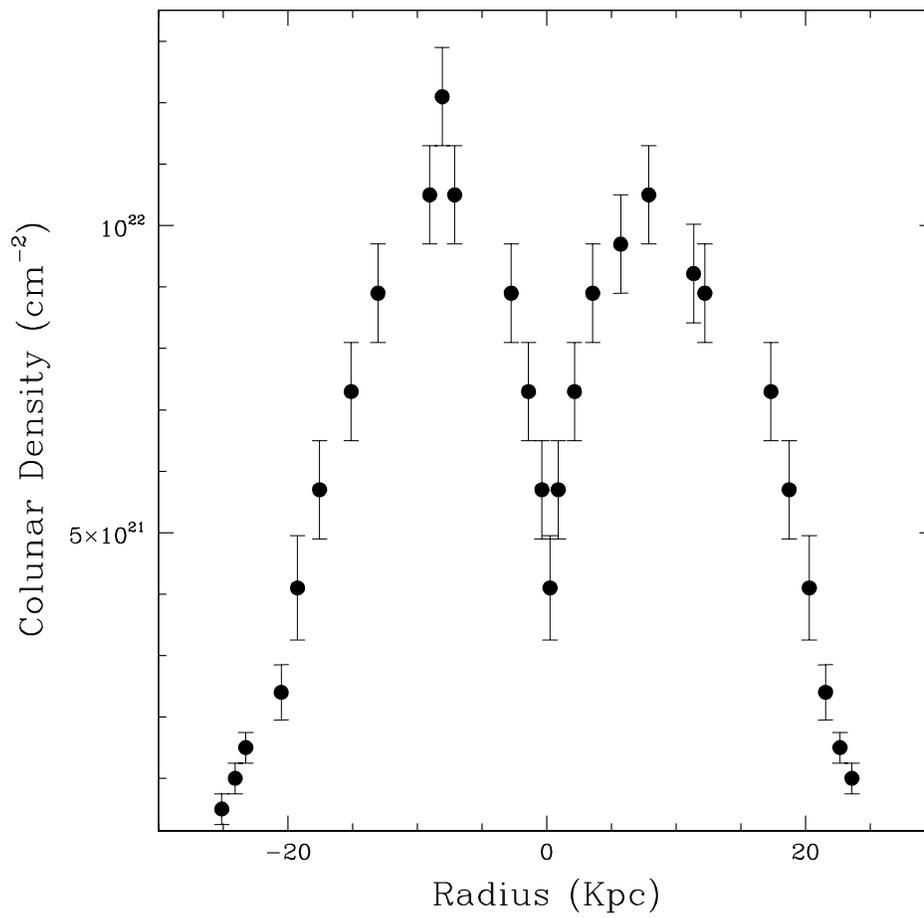


Figura 3.30: Perfil de emissão ao longo do eixo central de NGC891

um valor médio, com uma incerteza de cerca de 1°.

A partir dos espectros sintéticos de NGC891 obtivemos os seguintes ângulos de inclinação para cada lado :

$T_{\text{spin}}[\text{K}]$	$i(V < V_{\text{sys}})$	$i(V > V_{\text{sys}})$
50	$87.0^\circ$	$87^\circ$
70	$86.6^\circ$	$86.3^\circ$
90	$86.6^\circ$	$86.3^\circ$
110	$86.6^\circ$	$86^\circ$
130	$86.6^\circ$	$86^\circ$
150	$86.6^\circ$	$86^\circ$

Tabela 3.4: Ângulos de inclinação de NGC891

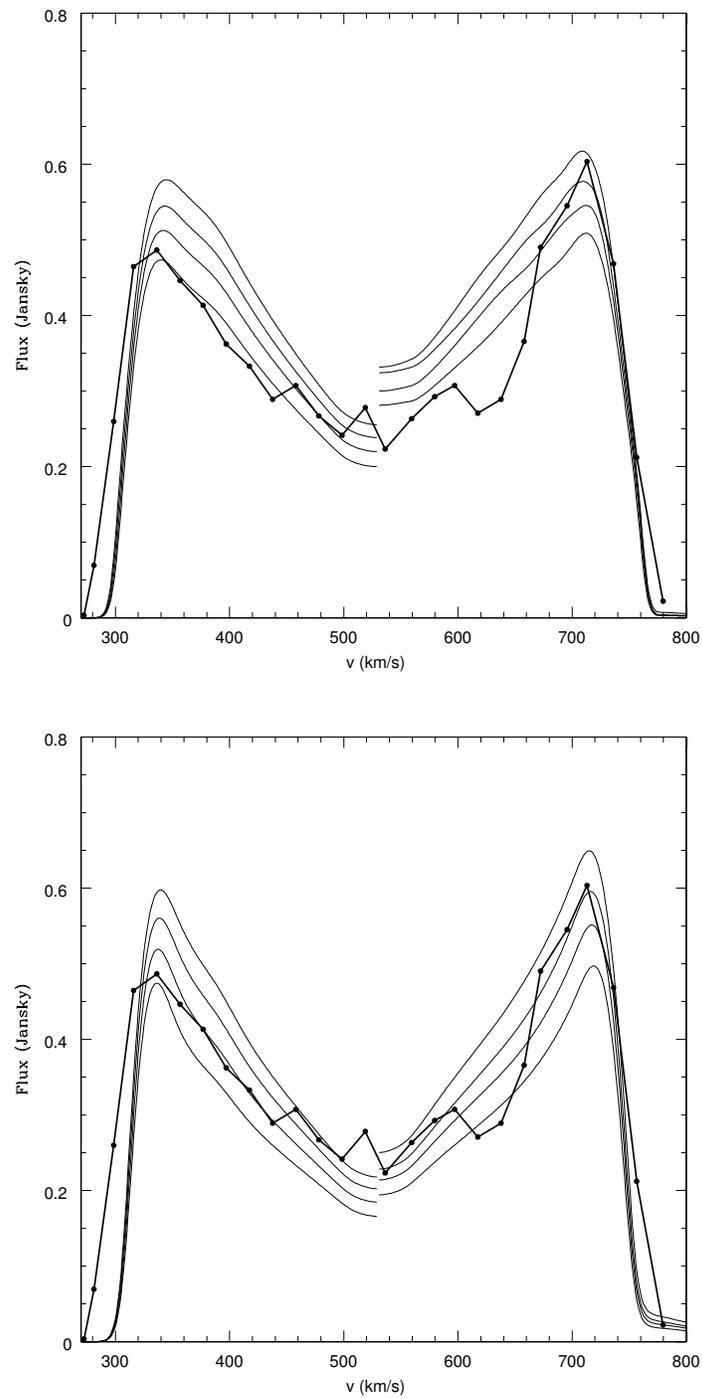


Figura 3.31: Espectro observado da galáxia NGC891 (pontos conectados, Sancisi, R. et al. 1979) comparado com o espectro gerado pelo modelo (linhas) à temperatura de 50K (acima) e 70K (abaixo), para inclinações de  $86.0^\circ$ ,  $86.3^\circ$ ,  $86.6^\circ$  e  $87.0^\circ$ , com os ângulos ordenados de cima para baixo.

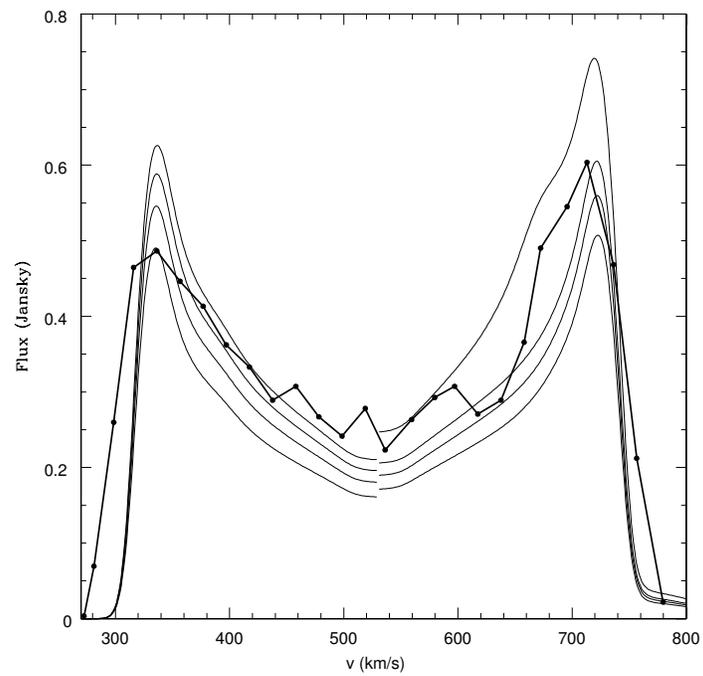
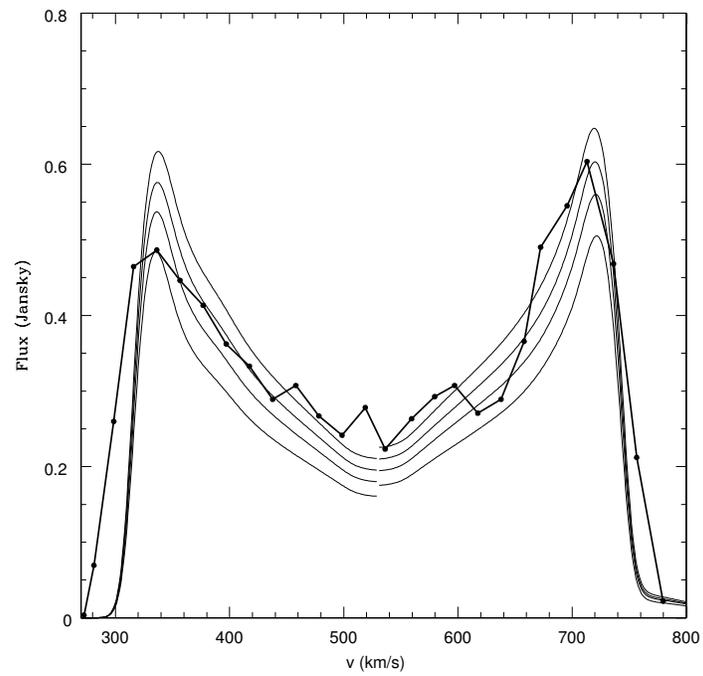


Figura 3.32: Idem à figura 3.31, para as temperaturas de 90K e 110K e mesmos ângulos.

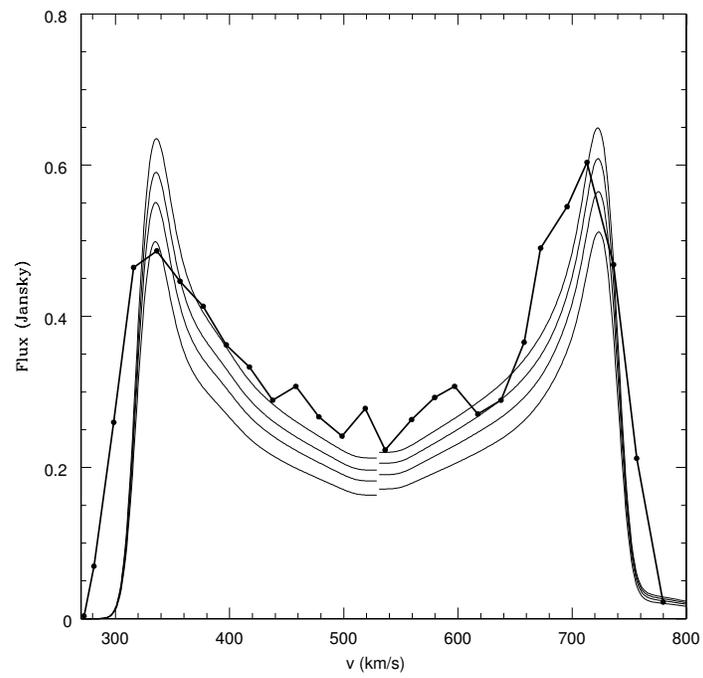
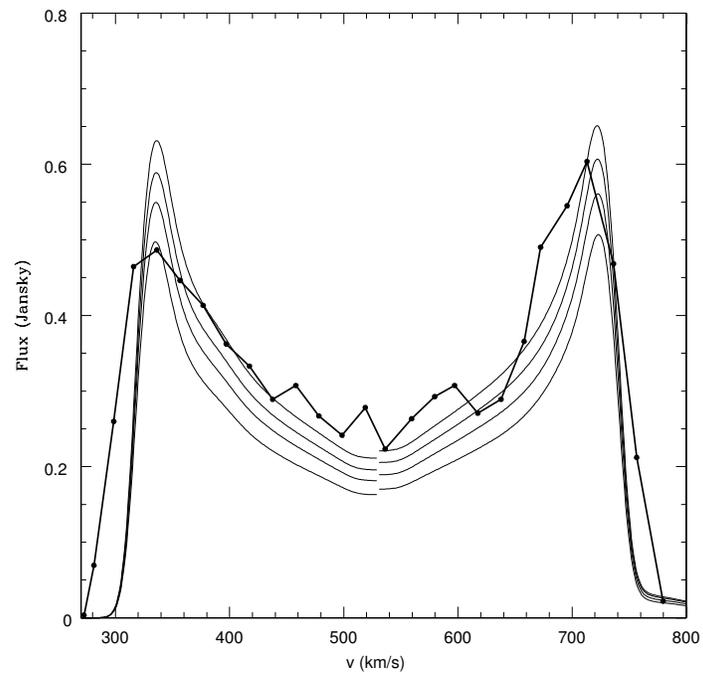


Figura 3.33: Idem à figura 3.31, para as temperaturas de 130K e 150K e mesmos ângulos.

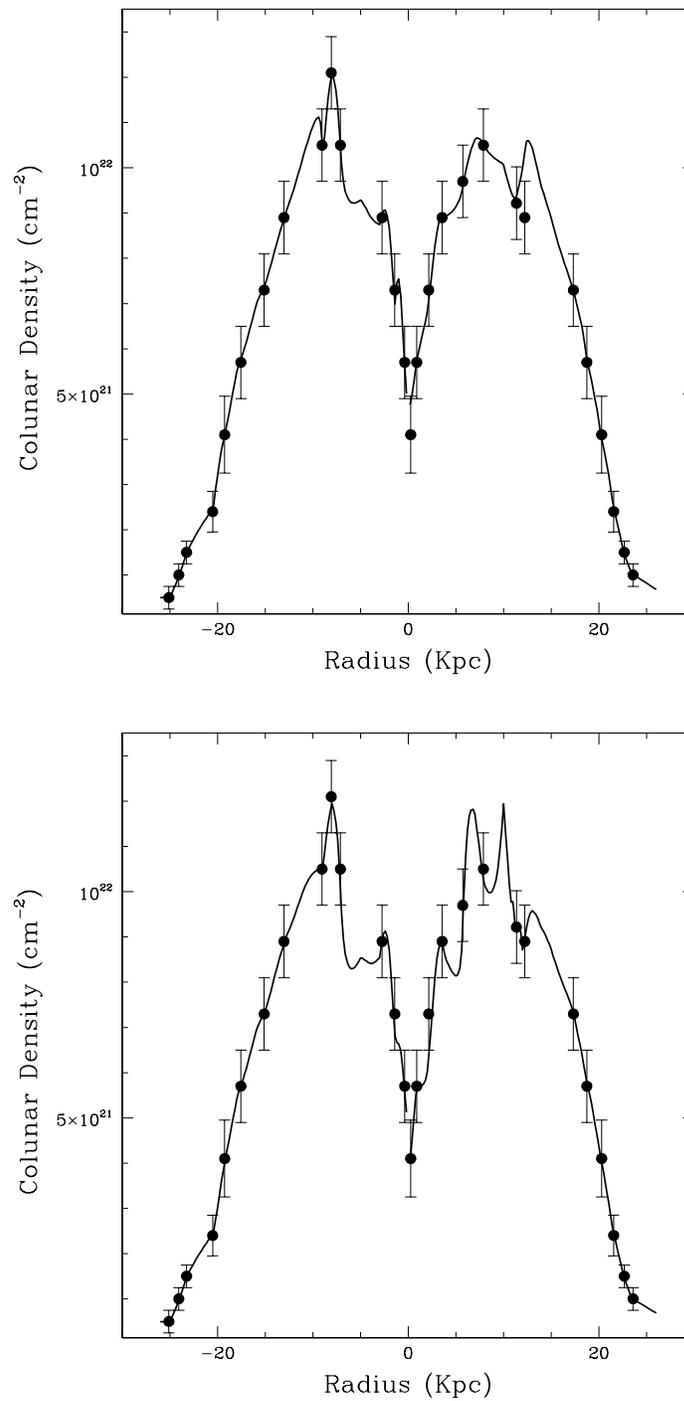


Figura 3.34: Perfil de emissão do hidrogênio em 21cm extraído do radiomapa ao longo de semi-eixo maior (pontos) e os perfis gerados pelo modelo para as temperaturas de 50K (acima) e 70K (abaixo), para os ângulos que melhor reproduzem o espectro sintético (linhas).

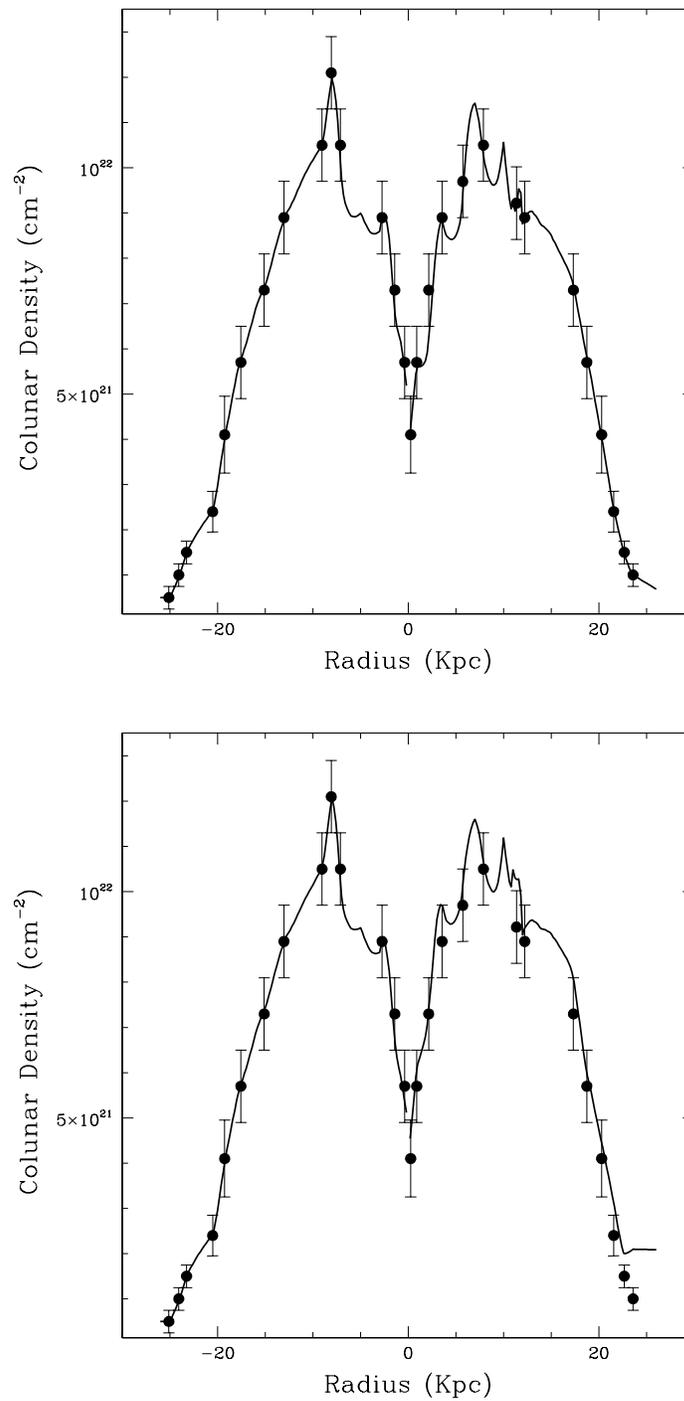


Figura 3.35: Idem à figura 3.34, para as temperaturas de 90K (acima) e 110K (abaixo)

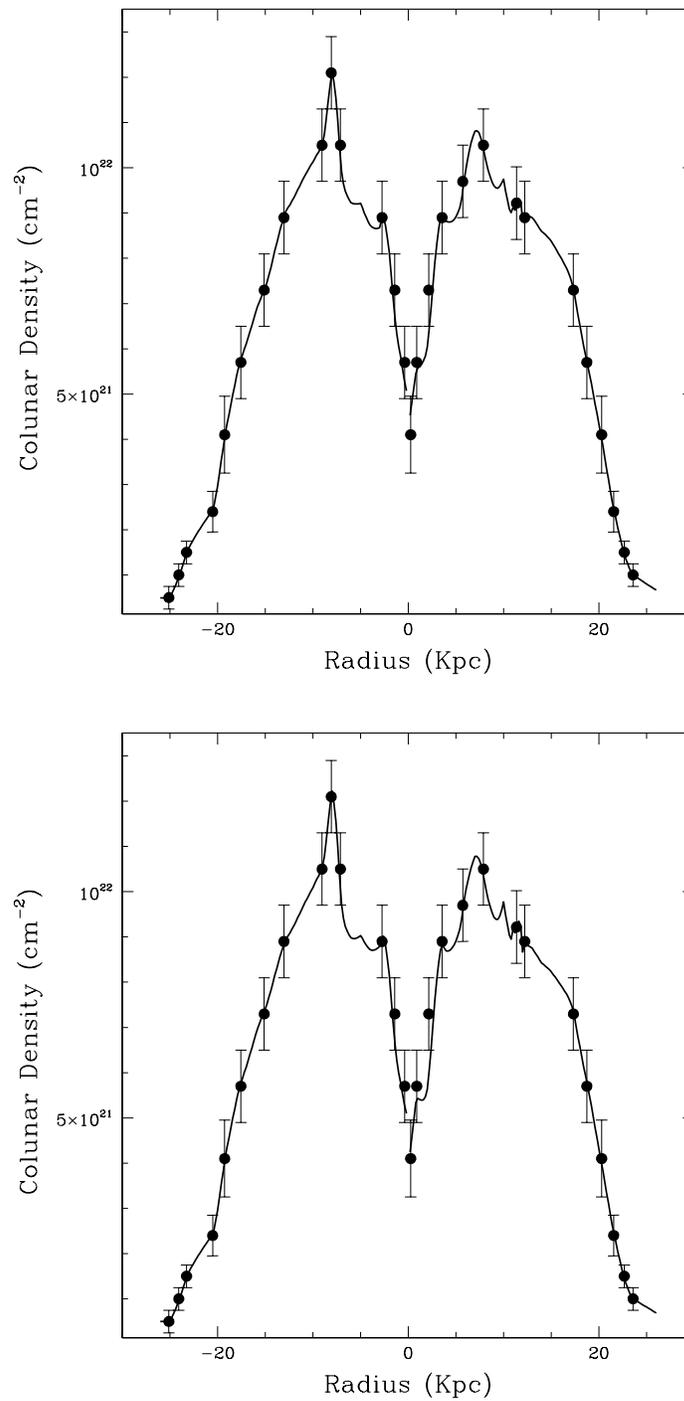


Figura 3.36: Idem à figura 3.34, para as temperaturas de 130K (acima) e 150K (abaixo)

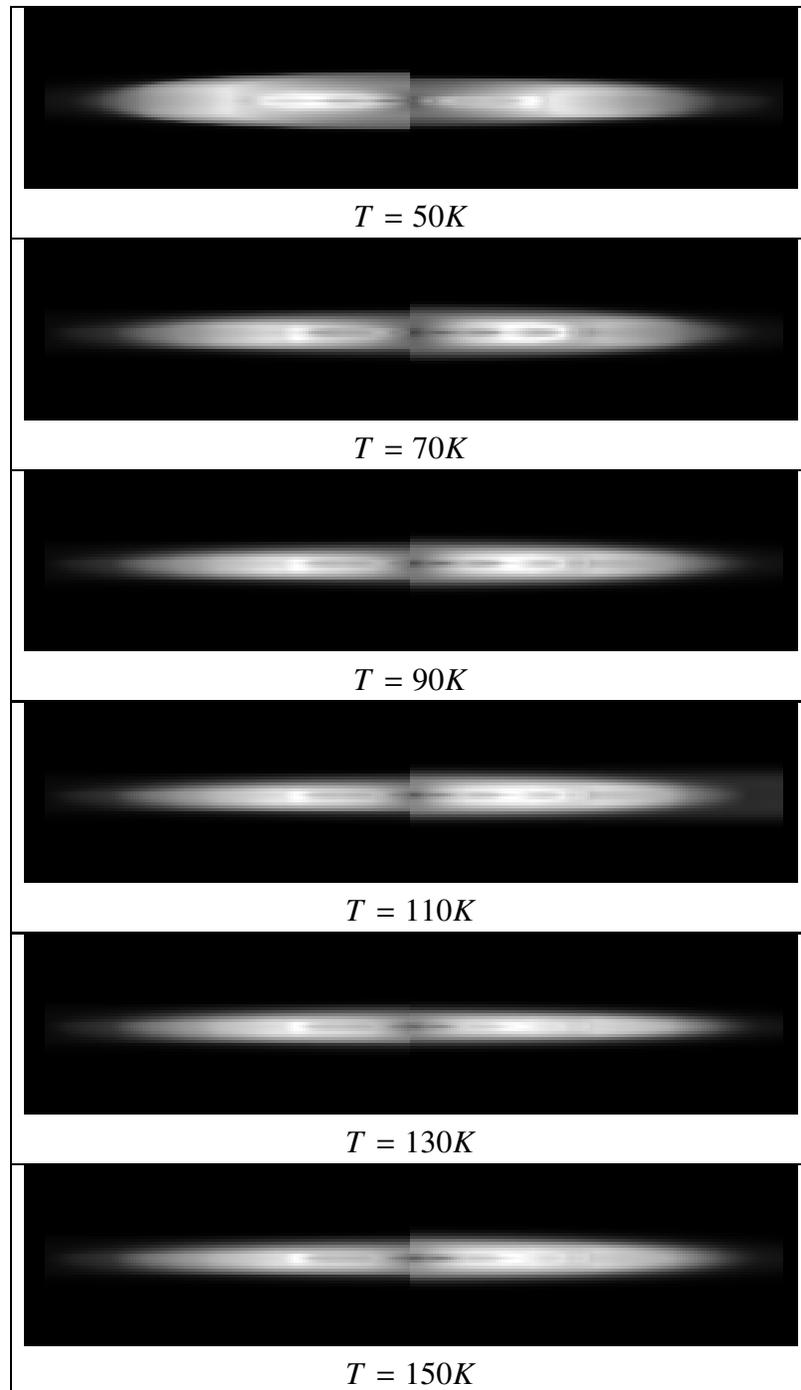


Figura 3.37: Perfil de emissão de NGC891 para várias temperaturas

Devido a sua inclinação próxima de  $90^\circ$ , foi necessário utilizar um intervalo pequeno para o ajuste (cerca de  $1^\circ$ , dividido em intervalos de  $0.3^\circ$ ). Esta precisão na escolha do ângulo evidenciou a influência do efeito *warp* no espectro do hidrogênio neutro, mas como esse *warp* é muito pequeno ele não pode ser visto no radiomapa. A partir do ajuste da densidade de hidrogênio e do espectro da galáxia obtivemos um ângulo de inclinação de  $86.5^\circ \pm 1.0^\circ$ .

# Capítulo 4

## Dinâmica

### 4.1 Método

Com a determinação da densidade de hidrogênio neutro neste trabalho também é possível determinar a contribuição do gás atômico para a dinâmica das galáxias. Uma vez calculado o perfil da densidade do hidrogênio neutro podemos proceder o cálculo da dinâmica utilizando a aproximação de um disco fino isto é, desprezando as forças que atuam fora do plano galáctico. Assim, o potencial do disco pode ser determinado através da equação de Poisson  $\nabla^2\Phi = 4\pi\rho G$ , com as condições de contorno apropriadas para a região do disco e no infinito (Toomre 1962).

Começamos resolvendo a equação de Laplace  $\nabla^2\Phi = 0$  em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (4.1)$$

Podemos aplicar a técnica de separação de variáveis e escrever o potencial  $\Phi(R, z)$  como  $\Phi(R, z) = J(R)Z(z)$  :

$$\frac{1}{J(R)R} \frac{d}{dR} \left( R \frac{dJ}{dR} \right) = \frac{-1}{Z(z)} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -k^2 \quad (4.2)$$

Resolvendo esta equação temos:

$$Z(z) = S \exp(\pm kz) \quad (4.3)$$

$$J(R) = J_0(kR) \quad (4.4)$$

Onde  $J_0$  é a função de Bessel de ordem zero e  $S$  é uma constante. Devemos descartar a solução  $Z(z) = S \exp(+kz)$  para que o potencial seja zero no infinito. Assim, o potencial pode ser escrito como:

$$\Phi(R, z) = S \exp(-k|z|) J_0(kR) \quad (4.5)$$

O campo gravitacional na região próxima ao disco em  $z < 0$  está orientado na direção do mesmo. Para  $z > 0$  a força gravitacional também está orientada na direção do disco porém com um sentido oposto à primeira. Essa inversão súbita na direção da força gravitacional deve-se à distribuição de matéria no plano da galáxia. Computando essa diferença temos:

$$F_{z<0} = -(\nabla\Phi(R, z))_z \quad (4.6)$$

$$F_{z>0} = (\nabla\Phi(R, z))_z \quad (4.7)$$

Pela lei de Gauss temos que a integral de  $\nabla\Phi(R, z)$  em uma unidade de área no disco é igual a  $4\pi G\sigma(R)$ . Utilizando a equação 4.5 para determinar o fluxo para  $z > 0$  e  $z < 0$  nas proximidades do disco encontramos:

$$\lim_{z \rightarrow 0^+} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = -kJ_0(kR) \quad (4.8)$$

$$\lim_{z \rightarrow 0^-} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = +kJ_0(kR) \quad (4.9)$$

Relacionando o fluxo próximo ao disco (equação 4.9) com a densidade superficial de matéria temos:

$$\sigma(R) = -\frac{k}{2\pi G} J_0(kR) \quad (4.10)$$

Como as funções de Bessel possuem propriedades de Base, podemos escrever o potencial  $\Phi$  como sendo uma sobreposição destas funções para diferentes  $k$  e a função  $S(k)$  representando as amplitudes das funções.

$$\Phi(R, z) = \int_0^\infty S(k) J_0(kR) e^{-k|z|} dk \quad (4.11)$$

Temos então a chamada transformação de Hankel cujas propriedades são similares à transformação de Fourier.

A função  $S(k)$  pode ser obtida por:

$$S(k) = -2\pi G \int_0^\infty J_0(kR) \sigma(R) dR \quad (4.12)$$

A densidade superficial de hidrogênio é obtida através da integração da densidade volumétrica  $\rho(R, z)$  ao longo do eixo  $z$  de  $-\infty$  a  $+\infty$  e pode ser escrita como  $\rho(R, z) = \rho(R, 0) e^{\frac{-|z|}{h(R)}}$ , onde  $h(R)$  é a escala de altura da distribuição de matéria da galáxia. Encontra-se assim a relação entre a densidade volumétrica e a superficial:

$$\sigma(R) = \int_{-\infty}^\infty \rho(R, 0) e^{\frac{-|z|}{h(R)}} dz = 2\rho(R, 0)h(R) \quad (4.13)$$

O comportamento da escala de altura  $h(R)$  adotada para as galáxias foi a mesma proposta por Jackson e Kellman (1974) para a nossa Galáxia:

$$h(r) = 0.10 + (0.02 \times r) \quad (4.14)$$

A partir destas relações foi desenvolvido um algoritmo para determinar o potencial gerado pela distribuição de gás encontrada pelo modelo. O algoritmo realiza a conversão de densidade volumétrica para densidade superficial, calcula a função  $S(k)$  e em seguida o potencial  $\Phi(r, z)$ . Os resultados obtidos no capítulo 3 levam em consideração apenas o hidrogênio neutro, porém para se determinar o potencial deve-se considerar também o hélio, o qual considera-se numa proporção de  $Y=0.25$  por massa, constante ao longo da galáxia.

Uma vez conhecido o potencial gravitacional do gás, pode-se determinar a sua contribuição à curva de rotação da galáxia. Assim, temos que a velocidade circular  $v_c$  é dada por:

$$v_c^2(r) = R \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \Big|_r \right) \quad (4.15)$$

Diferentemente das distribuições esféricas de massa, em um disco de matéria pode haver uma força gravitacional no sentido radial que esteja direcionada para fora da galáxia. Isto ocorre por exemplo nas proximidades dos braços espirais e a existência desta força faz a derivada parcial do potencial  $\partial_R \Phi(R)$  tornar-se negativa e, como a velocidade de rotação  $v_c$  não pode ser um número puramente imaginário, na equação 4.15 foi adotada a seguinte convenção:

$$v_c(R) = R \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) \quad \text{se } \frac{\partial \Phi}{\partial R} > 0 \quad (4.16)$$

$$v_c(R) = -R \left( \left| \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right| \right) \quad \text{se } \frac{\partial \Phi}{\partial R} < 0$$

Para testar o algoritmo de integração foi utilizada a curva de rotação de um disco exponencial (Freeman 1970), que consiste em um disco com densidade superficial da forma :

$$\sigma(R) = \sigma_0 e^{-\frac{R}{R_d}} \quad (4.17)$$

Os parâmetros  $R_d$  e  $\sigma_0$  determinam a distribuição de matéria; adotamos  $R_d = 1.0$  e  $\sigma_0 = 1.0$  para simplificar os cálculos.

A distribuição de matéria fornece a seguinte função  $S(k)$ , obtida a partir da equação 4.12 e das equações de Gradshete & Ryzhik(1965):

$$S(k) = -\frac{2\pi G \sigma_0 R_d^2}{[1 + (kR_d)^2]^{3/2}} \quad (4.18)$$

O potencial  $\Phi$  é dado pela fórmula abaixo (Abramowitz & Stegun 1965):

$$\Phi(R, 0) = -\pi G \sigma_0 R [I_0(y)K_1(y) - I_1(y)K_0(y)] \quad (4.19)$$

Onde I e K são funções de Bessel modificadas de primeiro e segundo tipo respectivamente e  $y = \frac{R}{2R_d}$ . A velocidade de rotação passa a ser dada por:

$$v_c^2(R) = R \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = 4\pi G \sigma_0 R_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] \quad (4.20)$$

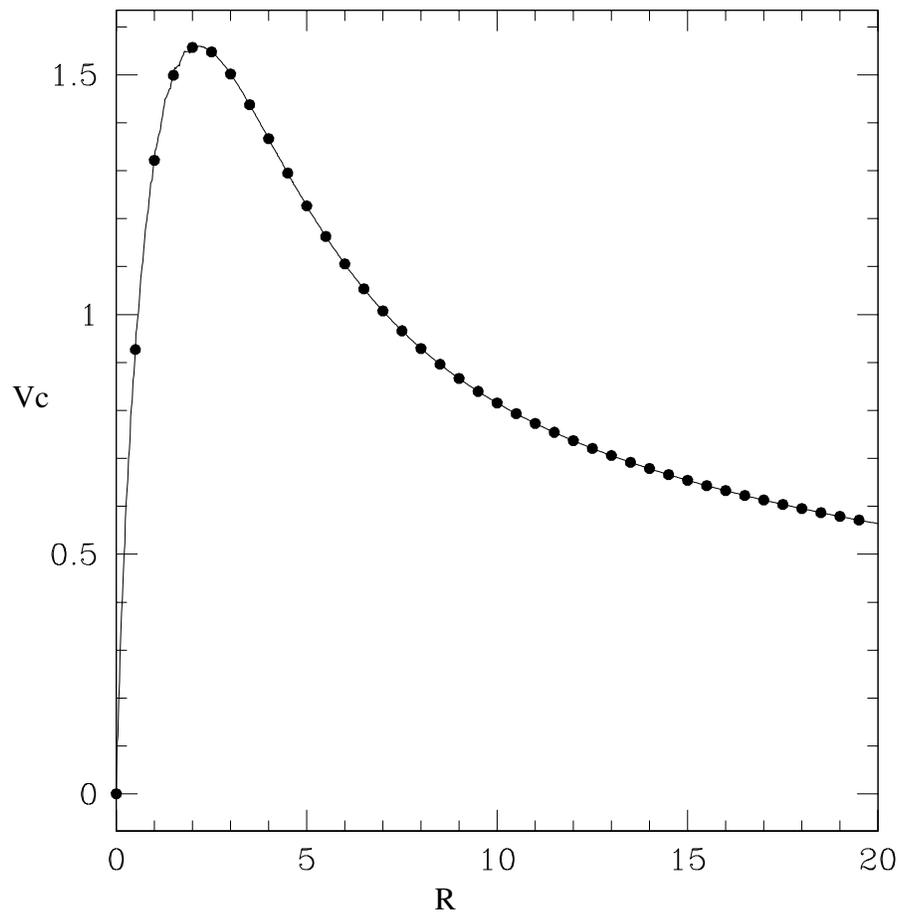


Figura 4.1: A figura acima mostra o resultado para a curva de rotação obtida pelo algoritmo (linha contínua) a partir de uma distribuição exponencial de matéria e o resultado esperado de acordo com a equação 4.20 (pontos)

A figura 4.1 compara os resultados para a velocidade de rotação obtidos pelo algoritmo utilizado com os resultados esperados. Para comparação entre ambos, adotamos um valor de  $G = (2\pi)^{-1}$  para simplificar os cálculos. Este teste confirma que o algoritmo obtém um resultado de boa qualidade para a determinação do potencial ger-

ado pelo gás.

Uma vez conhecido o potencial do gás atômico e consequentemente sua contribuição para a curva de rotação da galáxia, pode-se determinar as demais componentes que compõem o potencial gravitacional total. Dividimos as contribuições do potencial em três componentes: estrelas, gás atômico (hidrogênio neutro e hélio) e matéria escura. A matéria escura corresponde a toda contribuição que não é devida às estrelas ou ao gás atômico. Para se determinar o potencial gravitacional das estrelas foram utilizados dados sobre sua contribuição sob a forma de velocidade de rotação. Estes são obtidos na literatura e obtidos a partir do ajuste do perfil de brilho da galáxia e da razão entre a massa e a luminosidade. Assim basta fazer a seguinte integração:

$$\Phi_{estelar}(R) = - \int \frac{v_*^2(r)}{r} dr + C \quad (4.21)$$

Onde o valor de  $C$  é tal que  $\Phi(\infty) = 0$ , por definição. De forma similar, obtemos o potencial gravitacional total da galáxia integrando a curva de rotação obtida a partir de observações :

$$\Phi_{total}(R) = - \int \frac{v_c^2(r)}{r} dr + C \quad (4.22)$$

Assim, temos conhecidos os valores do potencial para o gás, estrelas e o potencial total. Para determinar a contribuição da matéria escura, utilizamos as seguintes relações:

$$\Phi_{total}(R) = \Phi_{estelar}(R) + \Phi_{gas}(R) + \Phi_{dark}(R) \quad (4.23)$$

$$\Phi_{dark}(R) = \Phi_{total}(R) - \Phi_{estelar}(R) - \Phi_{gas}(R) \quad (4.24)$$

Onde  $\Phi_{total}$  é obtido a partir da curva de rotação da galáxia,  $\Phi_{estelar}$  é obtido a partir da distribuição de estrelas (o perfil de brilho da galáxia) e  $\Phi_{gas}$  é determinado a partir da equação 4.11.

## 4.2 Resultados

### 4.2.1 NGC1560

A figura 4.2 mostra a distribuição do hidrogênio neutro obtida pelo ajuste do perfil de emissão na linha 21cm, conforme descrito no capítulo 2. Ela é fortemente dependente da temperatura de spin do gás e pode-se observar que há um acréscimo considerável de matéria sob a forma gasosa nas temperaturas mais baixas, que se deve à necessidade de mais gás para compensar a baixa emissão de radiação em baixas temperaturas. A figura 4.3 mostra a densidade superficial de gás, projetada sobre o plano, ( $\sigma$ ) obtida a partir da densidade volumétrica  $n$ .

A massa total de hidrogênio neutro na galáxia obtido para cada temperatura é dada na tabela abaixo:

$T_{spin}[K]$	Massa total (HI) [ $M_{\odot}$ ]
50	9.5e+09
70	2.3e+09
90	1.4e+09
110	1.2e+09
130	1.0e+09
150	1.0e+09

Tabela 4.1: Massa do HI em NGC1560

As figuras 4.4 e 4.5 mostram os potenciais devidos aos diferentes componentes da galáxia, sendo que o potencial do gás é derivado a partir da densidade superficial  $\sigma$  obtida pelo ajuste da emissão em 21cm. O potencial das estrelas foi obtido pela integração da contribuição das estrelas à curva de rotação (Broeils, A. H. 1992) enquanto o potencial total é derivado da curva de rotação da galáxia. O potencial da matéria escura foi obtido pela diferença entre a soma dos potenciais de estrelas e gás do potencial total, de acordo com a equação 4.24. Devido a essa dependência do potencial do gás com a temperatura, o potencial da matéria escura também depende da temperatura de spin. As figuras 4.6 e 4.7 mostram a contribuição para a curva de rotação das diferentes componentes (gás, estrelas e matéria escura) e a curva de rotação observada por Broeils.

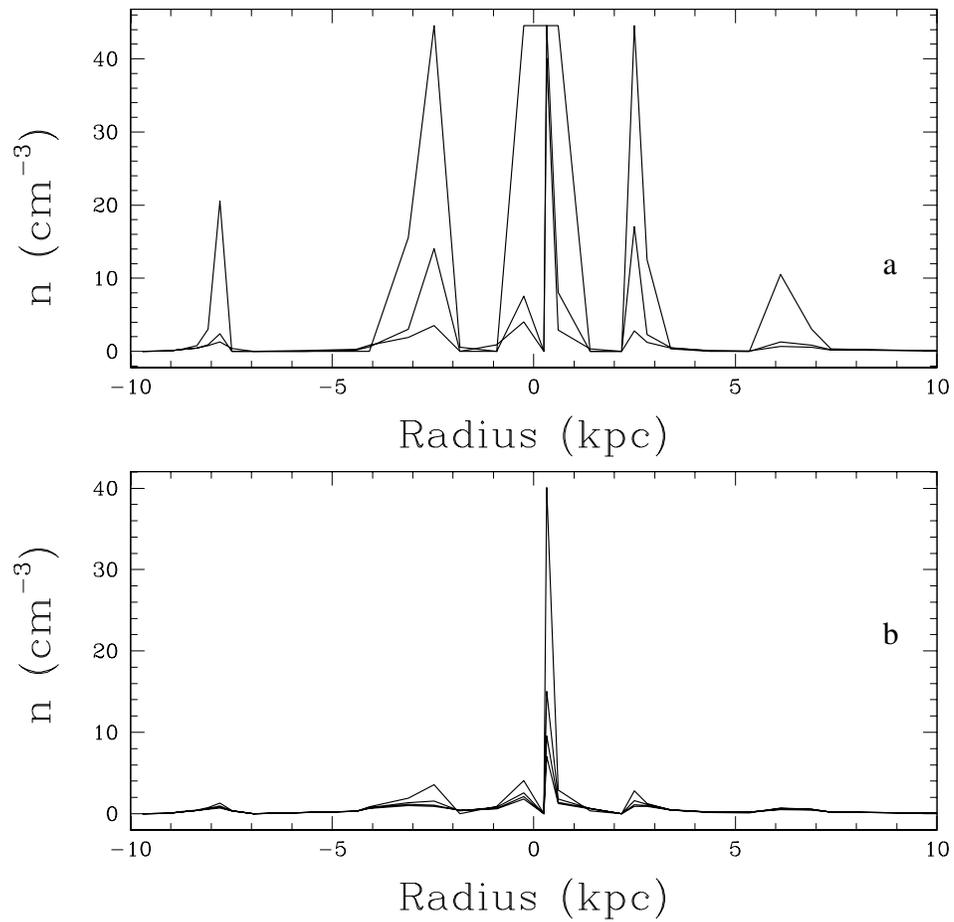


Figura 4.2: Densidade volumétrica de hidrogênio atômico em NGC1560, (a)  $T_{spin} = 50\text{K}$  (curva superior),  $70\text{K}$  (intermediária) e  $90\text{K}$  (curva inferior); (b)  $T_{spin} = 90\text{K}$ ,  $110\text{K}$ ,  $130\text{K}$  e  $150\text{K}$  (de cima para baixo)

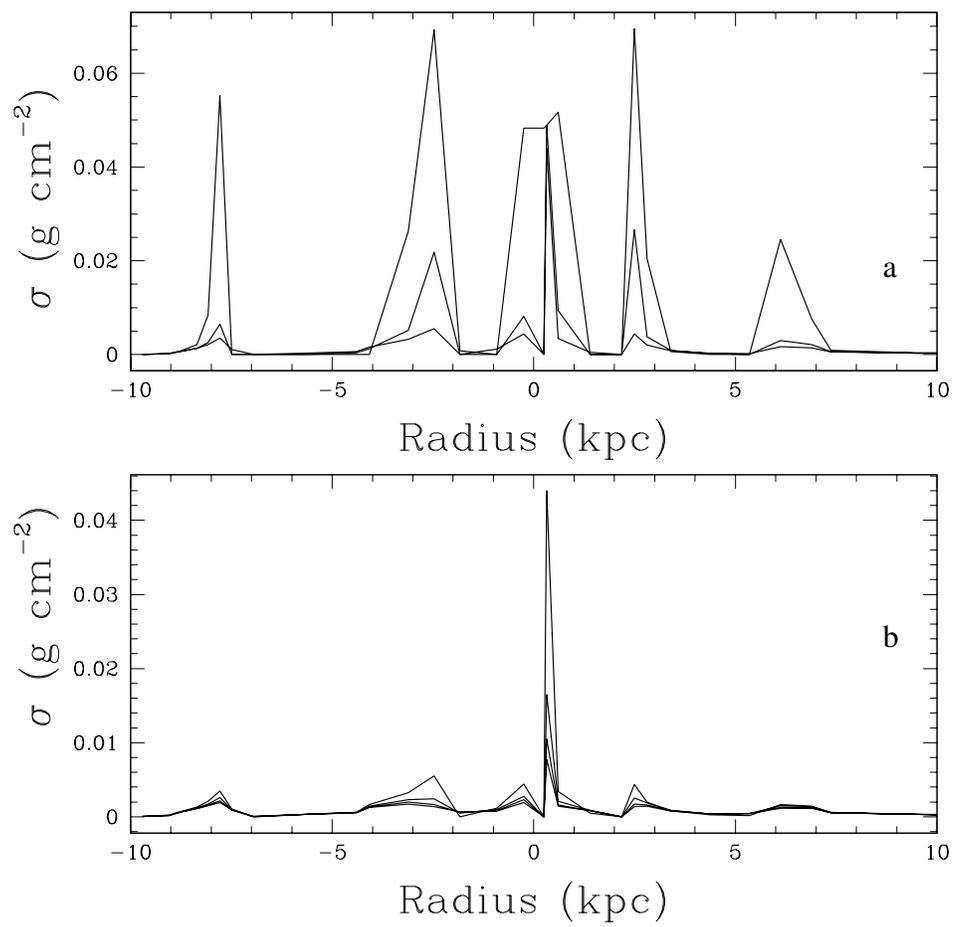


Figura 4.3: Densidade superficial (projetada sobre o plano da galáxia) de NGC1560.(a) 50K,70K e 90K, de cima para baixo; (b) 90K, 110K, 130K e 150K.

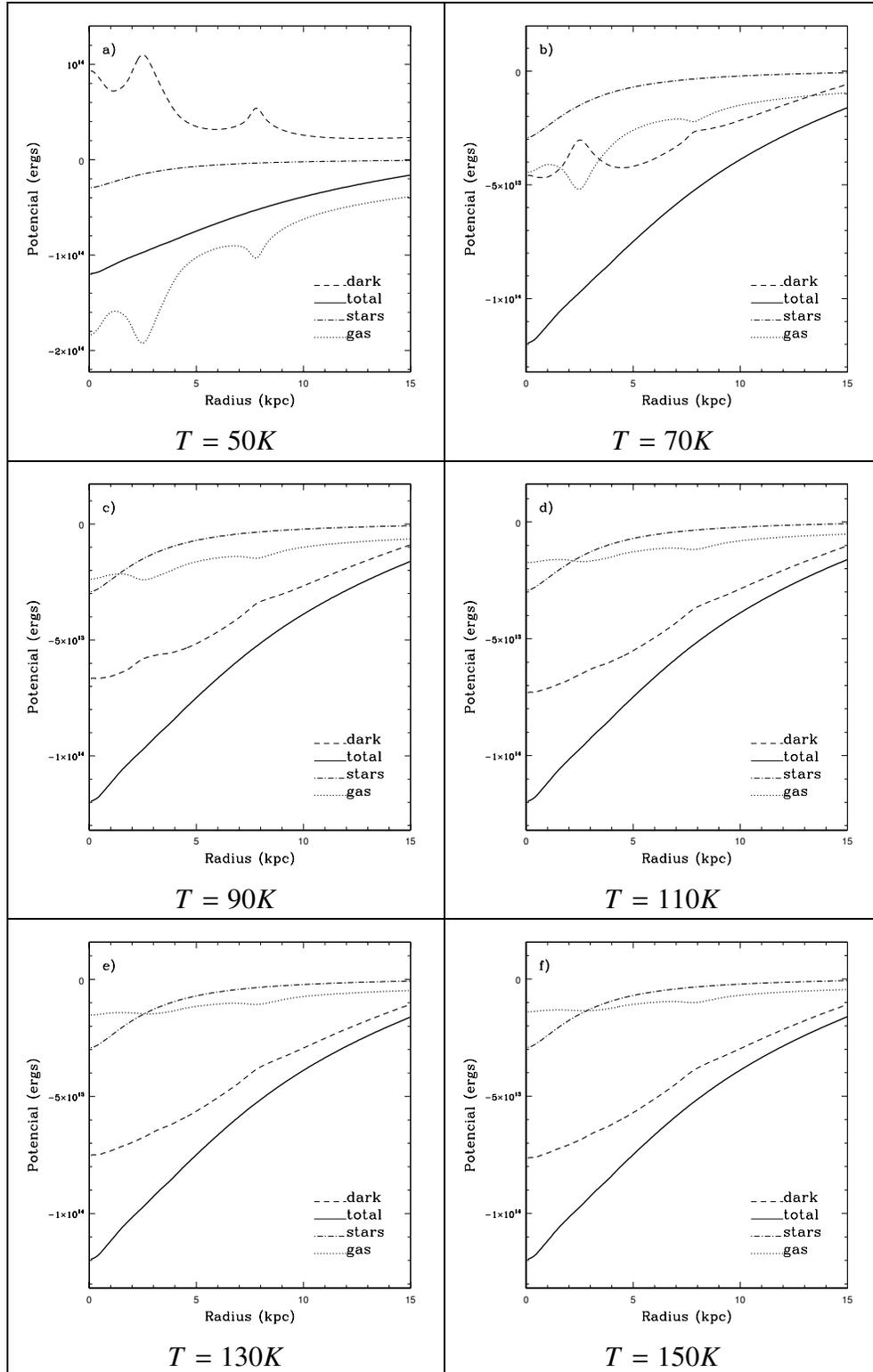


Figura 4.4: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC1560 para várias temperaturas referentes ao lado norte da galáxia ( $V < V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $r < 0$  na figura 3.2.

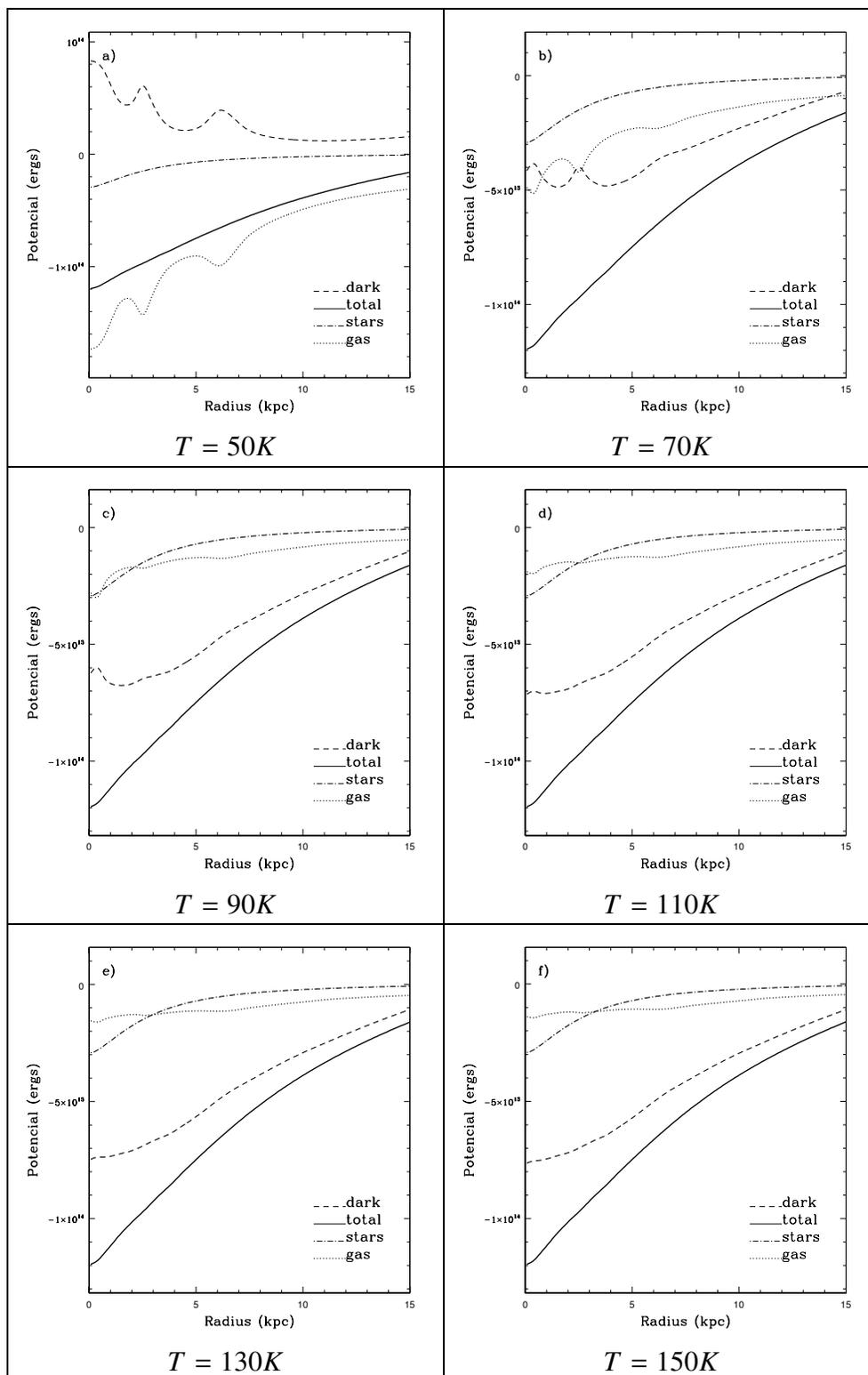


Figura 4.5: Idem à figura 4.4 para o lado sul ( $V > V_{sys}$ ), correspondente a  $r > 0$  (figura 3.2).

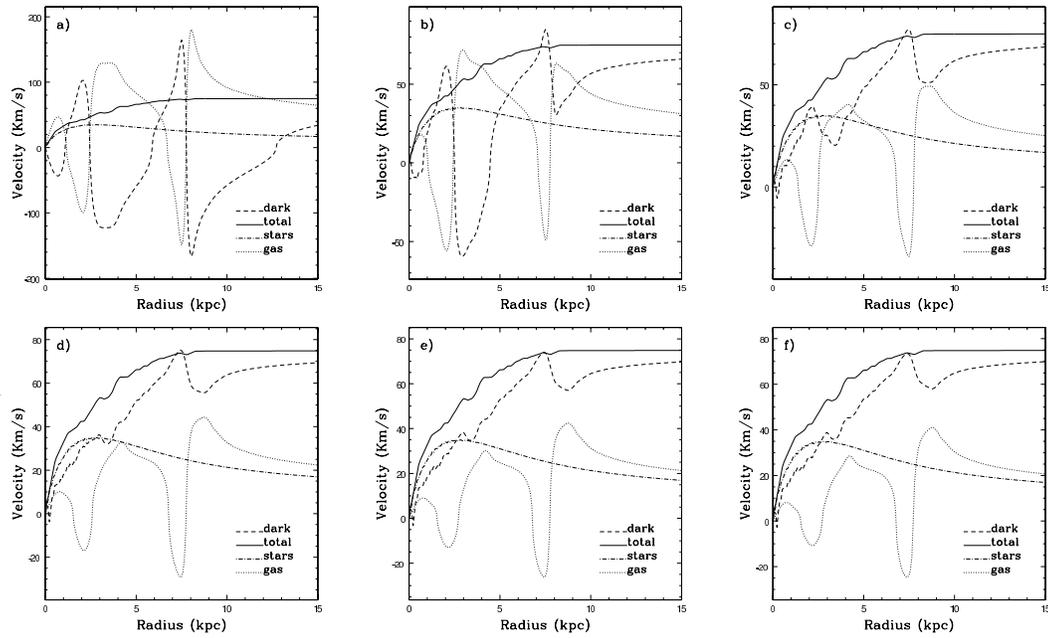


Figura 4.6: Contribuição das diferentes componentes para curva de rotação do lado norte de NGC1560, para as temperaturas de 50K(a), 70K(b), 90K(c), 110K(d), 130K(e) e 150K(f). ( $V < V_{sys}$ ,  $r < 0$ )

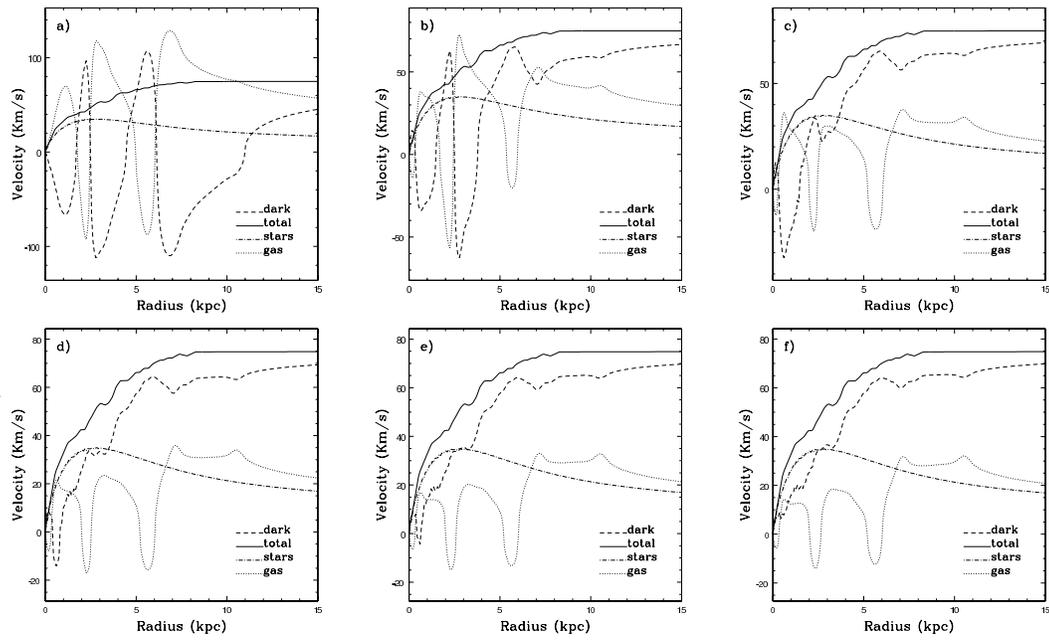


Figura 4.7: Idem à figura 4.6, para o lado sul ( $V > V_{sys}$ ).

A modelagem de NGC1560 permitiu-nos determinar a densidade do gás atômico da galáxia e a sua contribuição para a curva de rotação. Observa-se claramente um pico central que se destaca para as temperaturas mais altas. A partir do perfil de densidade do gás também podemos observar uma grande concentração de gás em duas regiões da galáxia, além do pico central: a primeira localizada entre 2 a 3 kpc de distância do centro e a outra entre 6 e 8 kpc, conforme visto na figura 4.2. As duas regiões mais próximas do centro da galáxia estão simetricamente localizadas em relação ao centro. Estas regiões de maior densidade de gás são um forte indicativo da existência de braços espirais em NGC1560, conforme sugerido na literatura (Broeils, A. H. 1992). Sua influência na curva de rotação provoca um forte potencial atrativo próximo aos braços, conforme pode-se observar nas duas quedas de velocidade nas curvas de rotação em 2 e 7 kpc para o lado norte (figura 4.6) e 2 e 6 kpc no lado sul (figura 4.7). Observando-se a curva de rotação de NGC1560 podemos observar uma forte dependência da componente do gás atômico com a temperatura de spin, que deve-se à necessidade de se adicionar uma maior quantidade de gás para que o brilho da galáxia em 21cm seja compatível com os valores observados, uma vez que o gás frio emite uma quantidade menor de radiação que o gás a temperaturas mais elevadas. Devido a essa adição de gás para as temperaturas mais baixas (50K e 70K) a contribuição do gás para a curva de rotação torna-se maior que o da própria curva de rotação, conforme pode ser visto nas regiões  $r \sim 3\text{kpc}$ ,  $r \sim 8\text{kpc}$  (figura 4.6 a,b),  $r \sim 1\text{kpc}$ ,  $r \sim 3\text{kpc}$  e  $r \sim 7\text{kpc}$  (figura 4.7 a,b), que força a contribuição da matéria escura a tornar-se negativa. Como a

matéria escura possui variações súbitas em sua distribuição, valores negativos de velocidade não são possíveis, logo podemos excluir as temperaturas abaixo de 90K dentre as temperaturas possíveis para a galáxia NGC1560. Em outras palavras, embora a distribuição de luminosidade obtida seja compatível com a distribuição de brilho em 21cm, ela representa uma solução incompatível com a dinâmica da galáxia.

Segundo Sage (1993) NGC1560 é uma galáxia com pouca quantidade de CO, geralmente utilizado como traçador do gás molecular, que resulta do fato que NGC1560 é uma galáxia pobre em gás molecular ou de baixa metalicidade, especialmente carbono e oxigênio. A baixa quantidade de gás molecular na galáxia permite-nos considerar o gás atômico como sendo o maior responsável pela contribuição do gás à curva de rotação da galáxia. Assim, não estaríamos subestimando a contribuição do gás molecular na dinâmica da galáxia, ao desconsiderar o gás molecular dos cálculos.

#### 4.2.2 NGC55

A distribuição da densidade volumétrica do hidrogênio neutro de NGC 55 é mostrada na figura 4.8, enquanto sua distribuição superficial sobre o plano da galáxia ( $\sigma$ ) é mostrada na figura 4.9. Ambas as distribuições são fortemente dependentes da temperatura de spin do gás. Podemos observar que, para baixas temperaturas de spin, é necessária uma grande quantidade de matéria para reproduzir a estrutura da barra descrita na seção 3.2.2 enquanto que, para as temperaturas mais altas, apenas o núcleo da galáxia requer densidades maiores que  $10 \text{ cm}^{-3}$ . Na tabela abaixo está relacionada a massa

total de hidrogênio neutro calculada para cada temperatura de spin:

$T_{\text{spin}}[\text{K}]$	Massa total (HI) [ $M_{\odot}$ ]
70	3.7e+09
90	1.9e+09
110	1.3e+09
130	1.1e+09
150	1.0e+09

Tabela 4.2: Massa do HI em NGC55

Os potenciais das diferentes componentes de NGC55 são representados nas figuras 4.10 e 4.11. O potencial das estrelas foi obtido pela integração da contribuição das estrelas na curva de rotação (Carignan 1991) e o potencial da matéria escura através diferença entre a soma do potenciais (estrelas e gás) em relação ao total (equação 4.24). As figuras 4.12 e 4.13 mostram a contribuição para curva de rotação das diferentes componentes (gás, estrelas e matéria escura) e a curva de rotação (total) observada por Carignan. A estrutura da barra torna-se evidente na curva de rotação do gás do lado norte da galáxia ( $V < V_{\text{sys}}$ ), no intervalo  $3\text{kpc} < |r| < 6\text{kpc}$ , conforme pode-se ver no perfil de hidrogênio (figura 3.12), sob a forma de um “bump” e na figura 4.12, como um “plateau” na curva de rotação do gás, entre  $2\text{ kpc} < r < 9\text{ kpc}$ . Uma importante diferença entre as curvas do lado norte e sul pode ser notada, comparando-se as figuras 4.13 e 4.12: a existência de um “bump” na curva sul (figura 4.13), localizado entre  $6\text{ kpc} < r < 9\text{ kpc}$ , ausente na curva norte. Essas características observadas aparecem somente na curva de rotação do gás, causadas por um excesso deste, e não possui contrapartida sob

a forma de estrelas, cuja distribuição, derivada a partir do perfil de brilho, é mais uniforme.

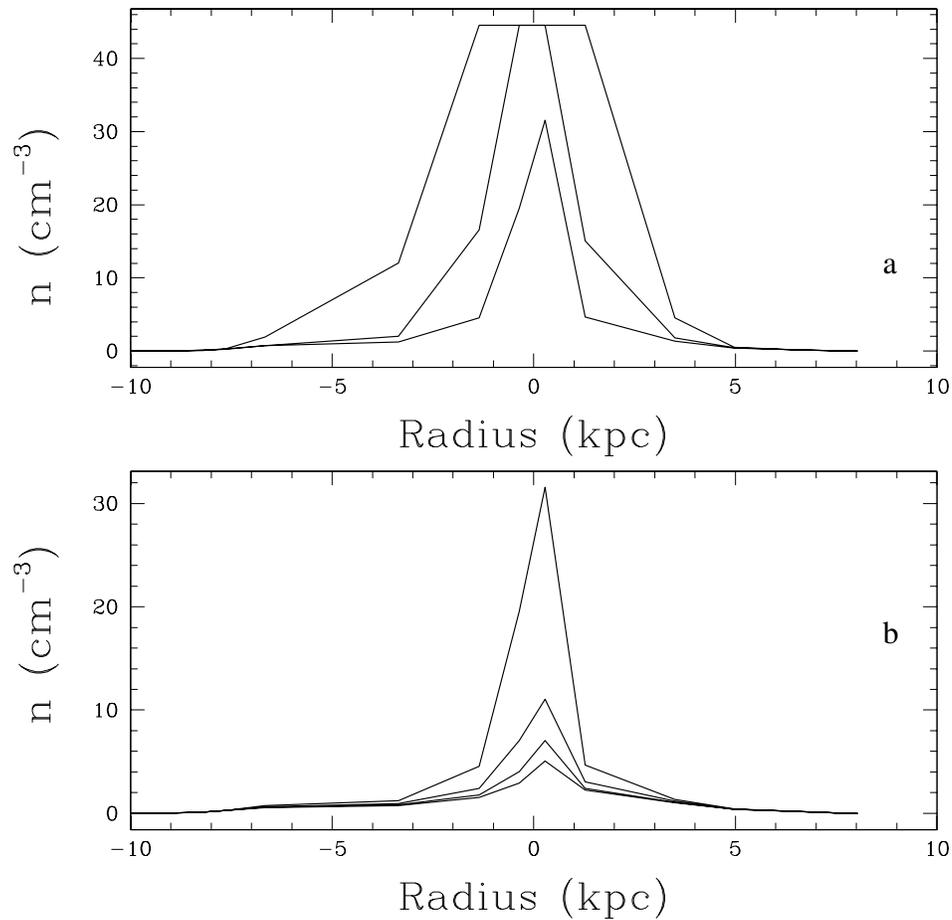


Figura 4.8: Densidade volumétrica de hidrogênio atômico em NGC55, (a)  $T_{spin} = 50\text{K}$  (curva superior),  $70\text{K}$  (intermediária) e  $90\text{K}$  (curva inferior); (b)  $T_{spin} = 90\text{K}$ ,  $110\text{K}$ ,  $130\text{K}$  e  $150\text{K}$  (de cima para baixo).

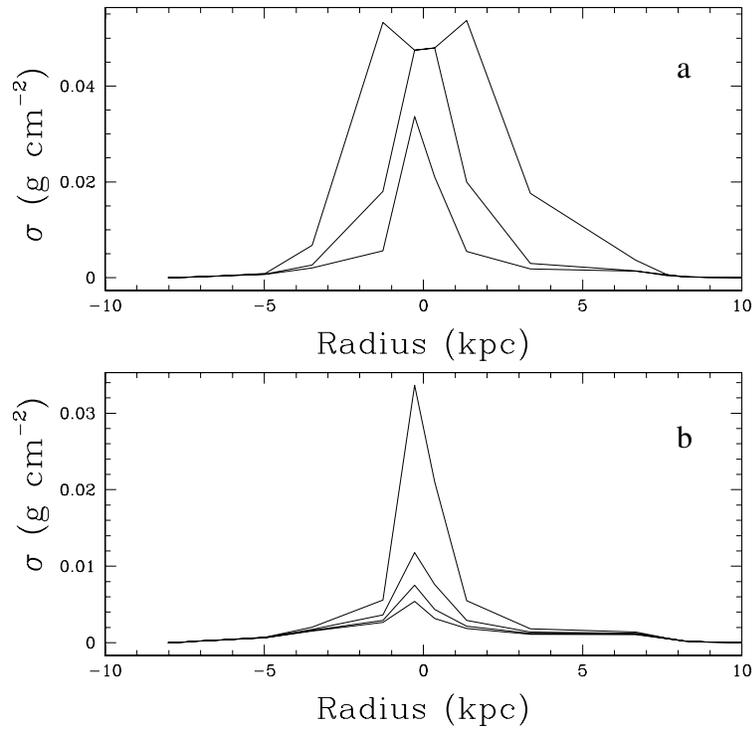


Figura 4.9: Densidade superficial (projetada sobre o plano) de NGC55.(a) 50K, 70K e 90K de cima para baixo ;(b) 90K ,110K, 130K e 150K. (de cima para baixo).

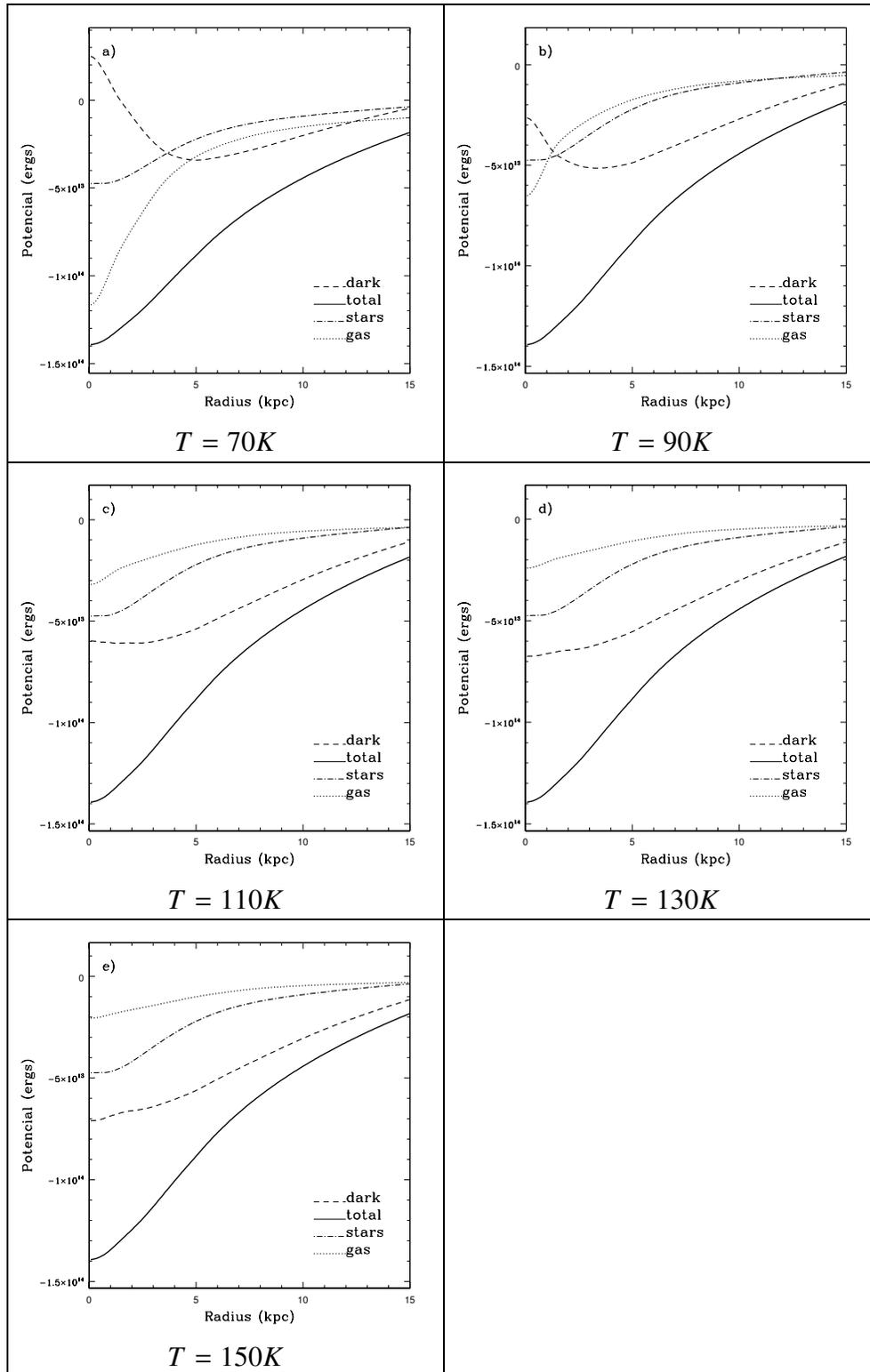


Figura 4.10: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC55, para várias temperaturas referentes ao lado norte da galáxia ( $V < V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $R < 0$  na figura 3.12.

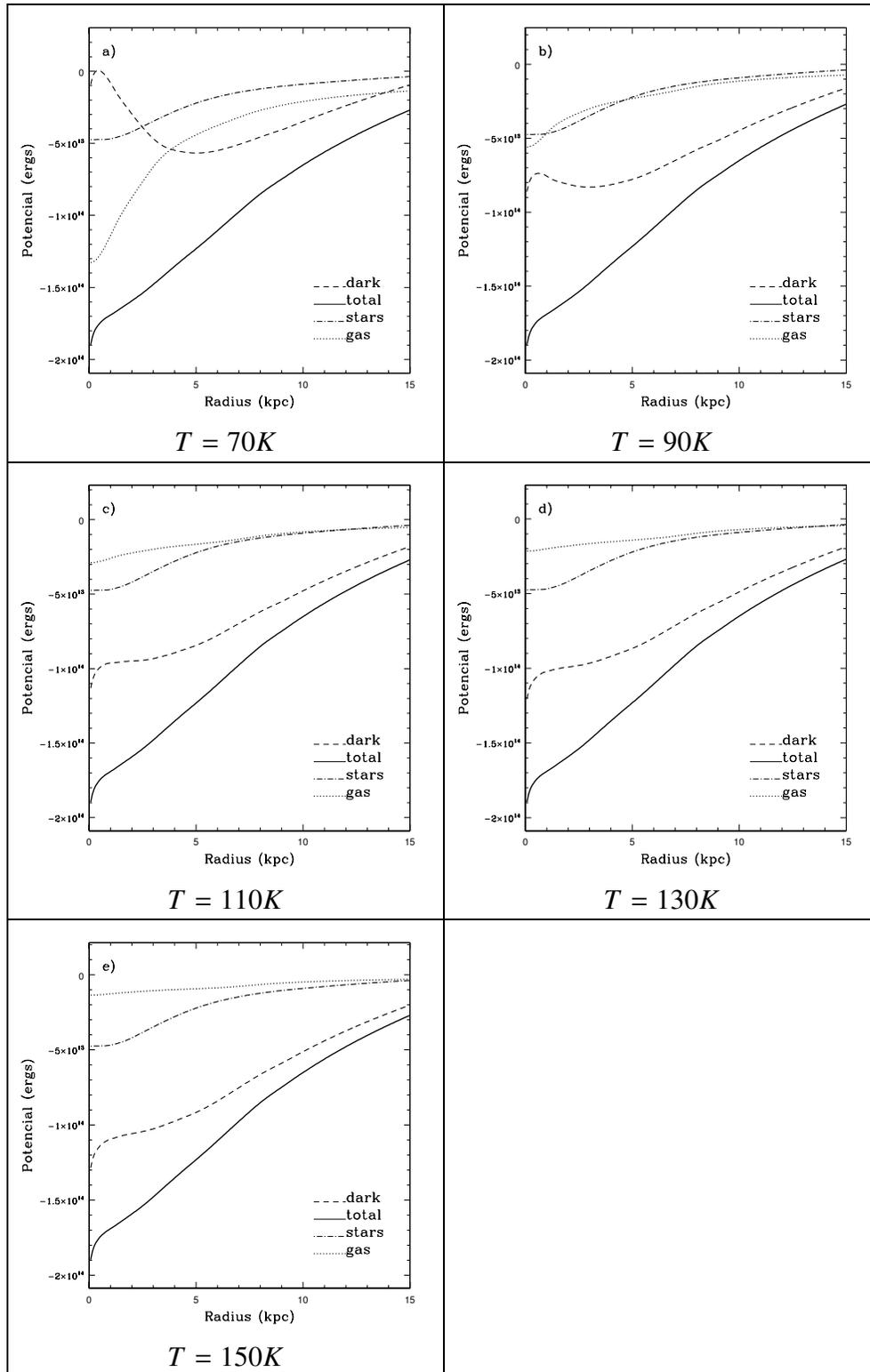


Figura 4.11: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC55, para varias temperaturas referentes ao lado norte da galáxia ( $V > V_{sys}$ ), correspondente a  $R > 0$  na figura 3.12.

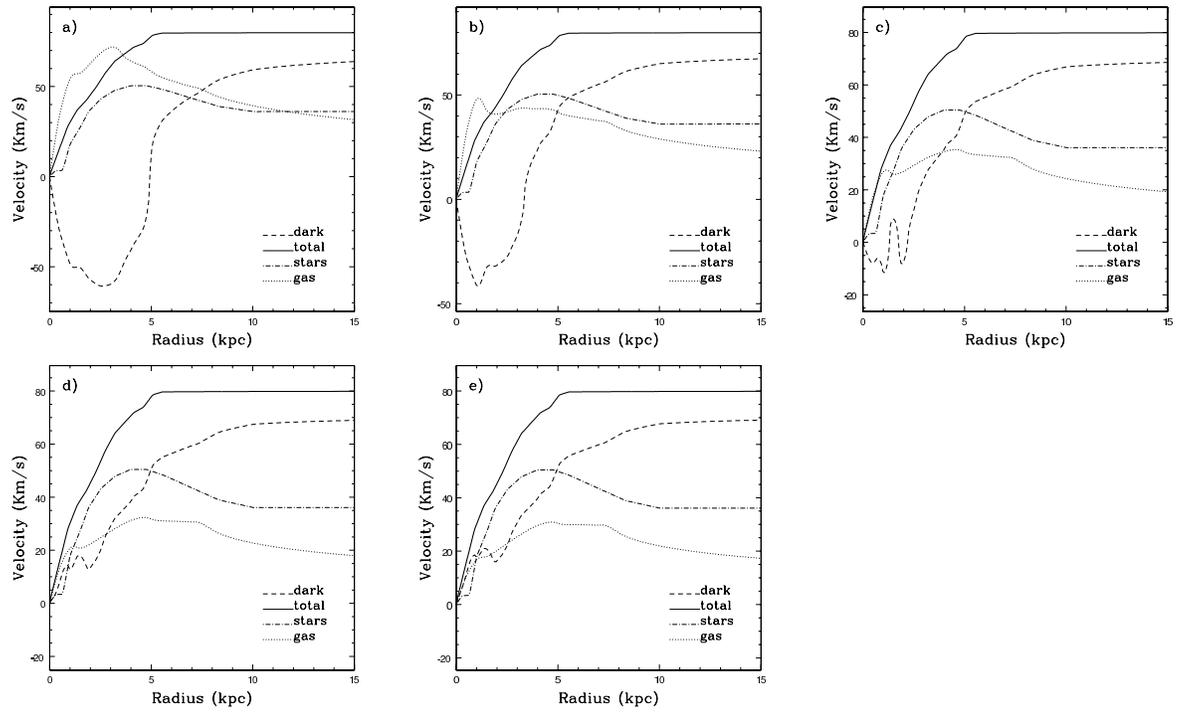


Figura 4.12: Contribuição das diferentes componentes para curva de rotação do lado norte de NGC55, para as temperaturas de 70K(a), 90K(b), 110K(c), 130K(d) e 150K(e) ( $V < V_{sys}$ ).

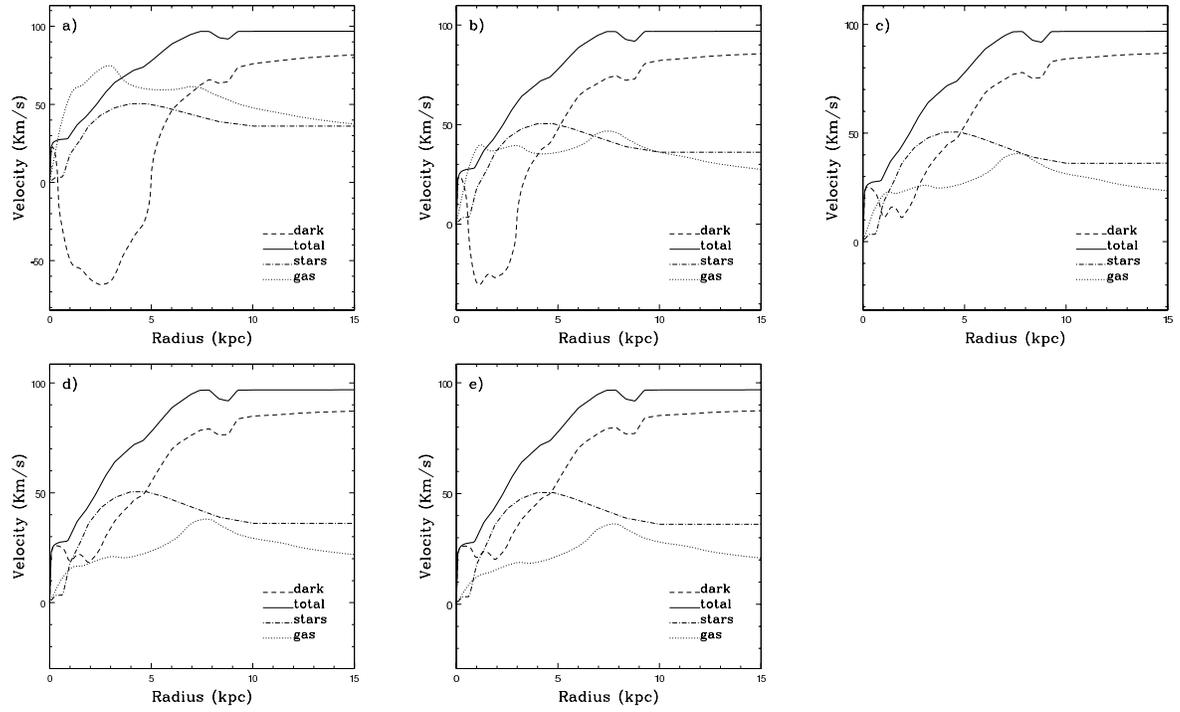


Figura 4.13: Idem à figura 4.12, para o lado sul ( $V > V_{sys}$ ).

A partir dos ajustes da emissão do hidrogênio atômico de NGC55 foi possível determinar a sua contribuição para a curva de rotação, bem como a parcela da curva de rotação que é devida à matéria escura. A barra, claramente visível nas imagens de NGC55 tomada em diversos comprimentos de onda, torna-se bem evidente na curva de rotação de hidrogênio neutro. Esta estrutura é uma região de formação estelar ativa (Dettmar, R. et al. 1989) evidenciada pelos picos de emissão no rádio contínuo ( $\lambda = 6\text{cm}$ ) e em  $H\alpha$ , típicos de estrelas jovens observadas na região da barra. Essas estrelas jovens possivelmente são responsáveis pela emissão de raios-X de fontes pontuais (Zang 1997).

Observações de NGC55 não revelaram grandes quantidades de gás molecular. Dettmar, R. et al. (1989) encontraram uma massa de hidrogênio molecular de  $M(H_2) = 1.7 \times 10^8 M_\odot$ , cerca de um décimo da massa do hidrogênio atômico encontrado neste trabalho, portanto podemos considerar que a contribuição do gás à curva de rotação da galáxia deve-se em sua maior parte sob a forma atômica. Assim, não cometemos um erro muito grande no cálculo da contribuição gás à Dinâmica da galáxia.

A partir dos resultados do modelo também pudemos determinar uma temperatura mínima para o gás, que é de cerca de 110K. Abaixo desta temperatura, a contribuição do gás nas regiões de 1 a 2 Kpc do centro da galáxia seria superior ao valor da curva de rotação total nessa mesma região (Figuras 4.12 a,b e 4.13 a,b). Isto forçaria a contribuição da matéria escura a ser negativa, o que não é possível. Assim, excluimos como valores possíveis as temperaturas de 70K e

90K do conjunto da soluções.

### 4.2.3 NGC891

A figura 4.14 mostra a distribuição da densidade volumétrica do hidrogênio neutro de NGC 891, enquanto sua distribuição superficial sobre o plano da galáxia é mostrada na figura 4.15. Em ambas é possível observar que as distribuições são fortemente dependentes da temperatura de spin do gás.

A massa total de hidrogênio neutro na galáxia obtido para cada temperatura é dada na tabela abaixo:

$T_{\text{spin}}[\text{K}]$	Massa total (HI) [ $M_{\odot}$ ]
50	1.3e+11
70	1.6e+10
90	1.0e+10
110	9.0e+09
130	8.2e+09
150	7.8e+09

Tabela 4.3: Massa de HI em NGC891

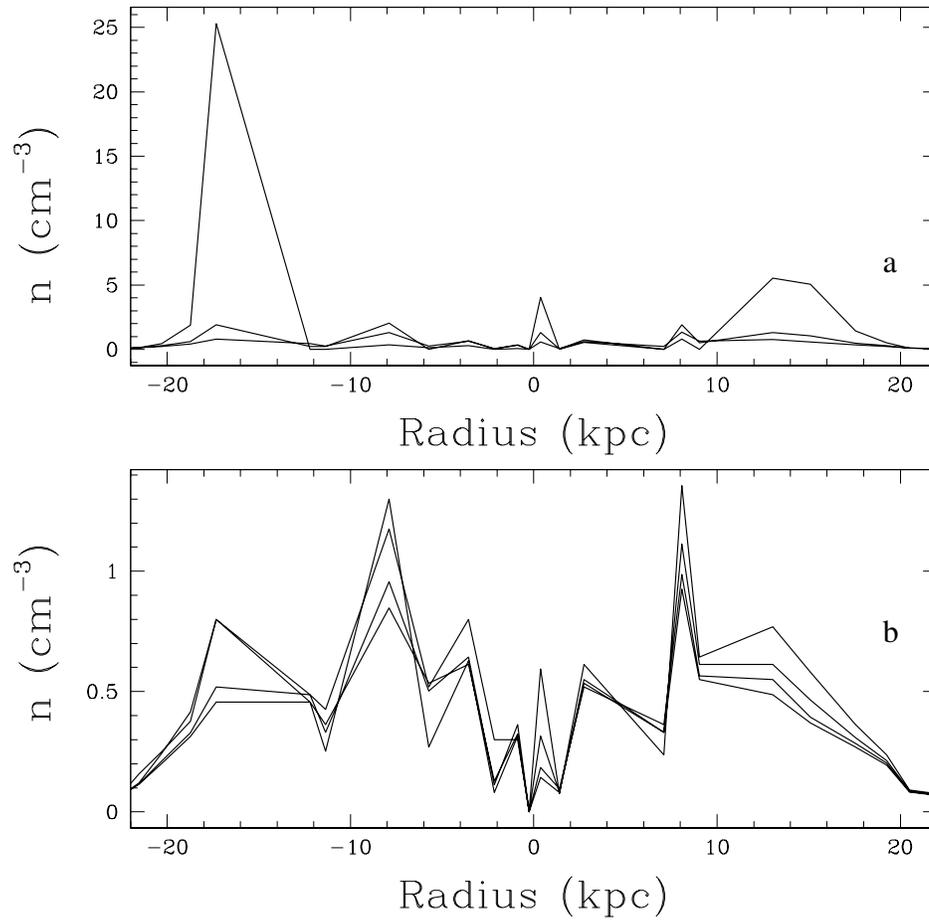


Figura 4.14: Densidade volumétrica de hidrogênio atômico em NGC891, (a)  $T_{spin} = 50\text{K}$  (curva superior),  $70\text{K}$  (intermediária) e  $90\text{K}$  (curva inferior); (b)  $T_{spin} = 90\text{K}$ ,  $110\text{K}$ ,  $130\text{K}$  e  $150\text{K}$  (de cima para baixo).

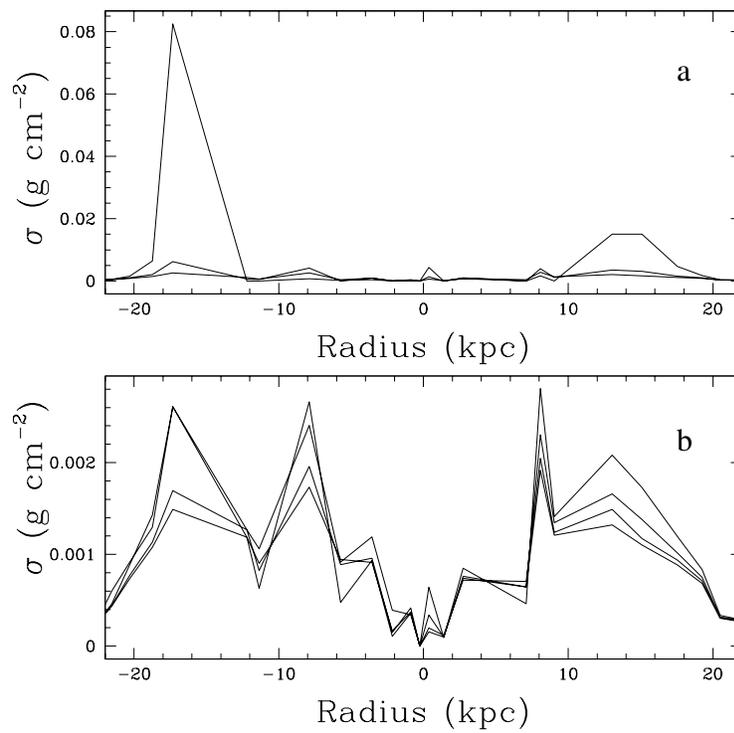


Figura 4.15: Densidade superficial (projetada sobre o plano da galáxia) de NGC1560. (a) 50K, 70K e 90K (de cima para baixo) ;(b) 90K, 110K, 130K e 150K (de cima para baixo).

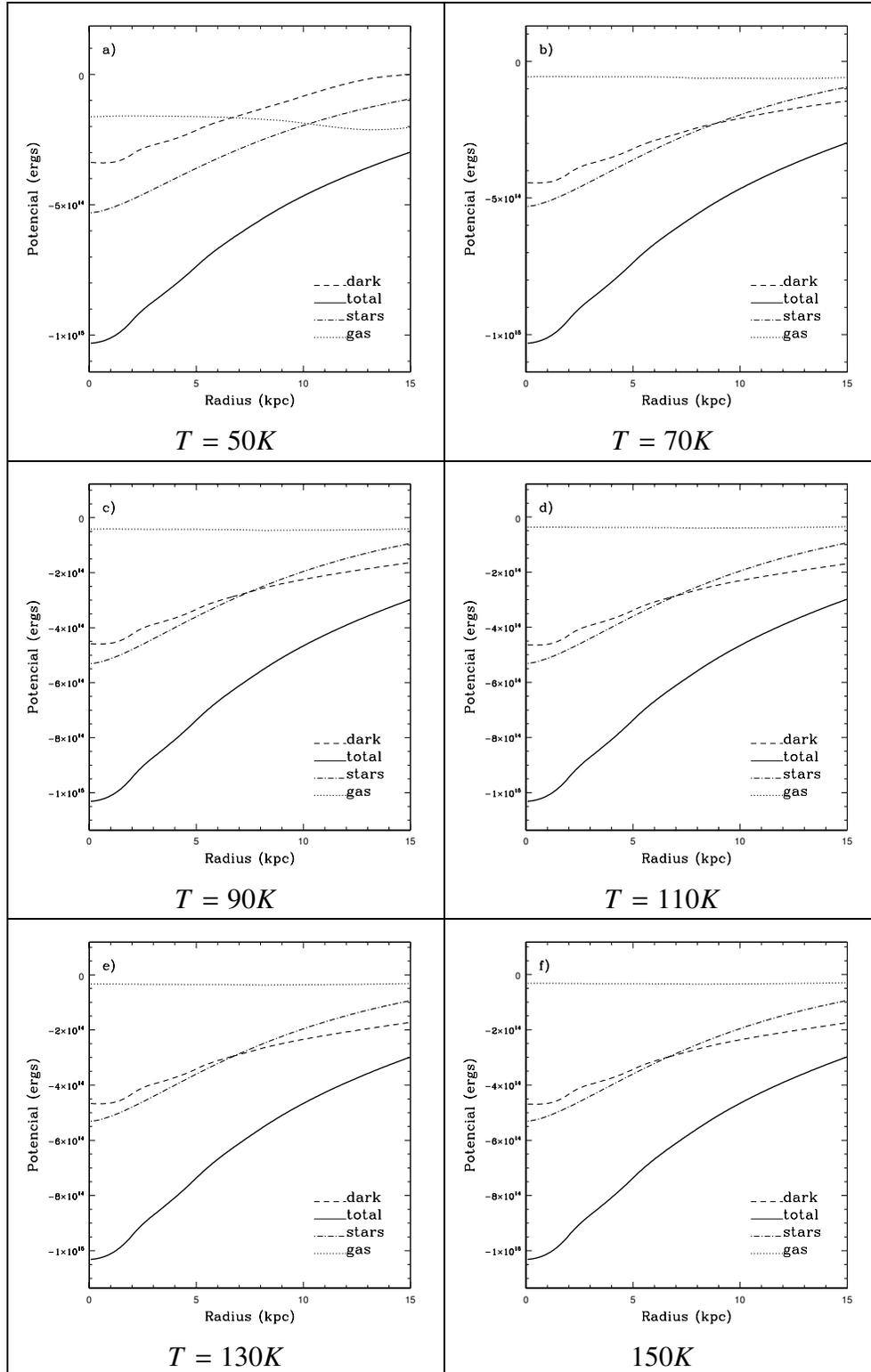


Figura 4.16: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC891, para várias temperaturas referentes ao lado norte da galáxia ( $V < V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $R > 0$  na figura 3.30.

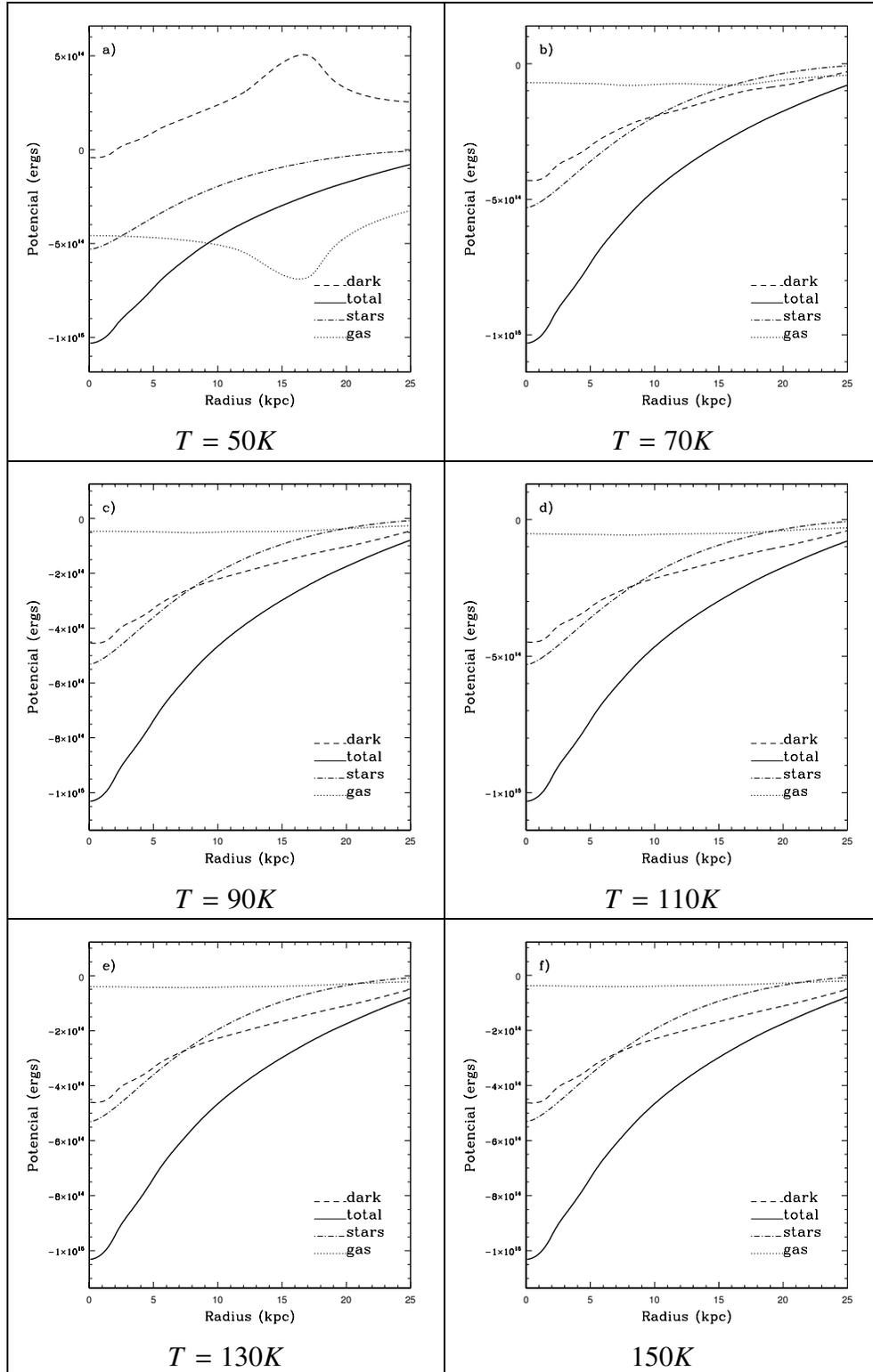


Figura 4.17: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC891, para várias temperaturas referentes ao lado sul da galáxia ( $V > V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $R < 0$  na figura 3.30.

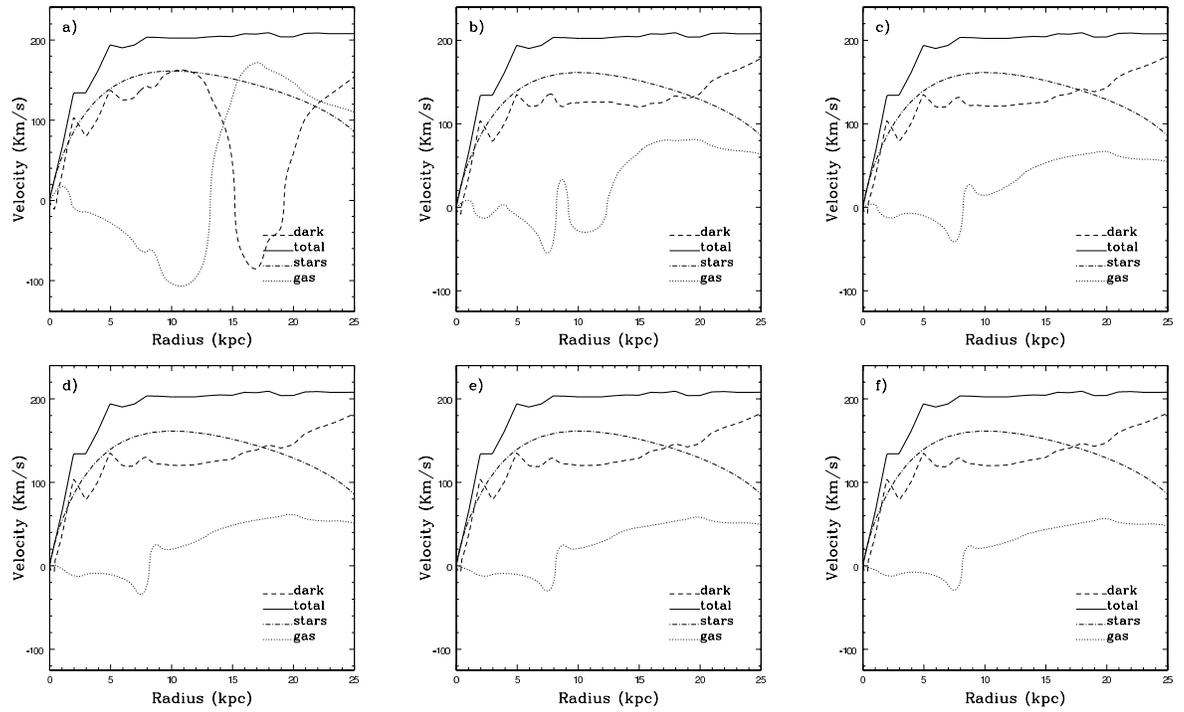


Figura 4.18: Contribuição das diferentes componentes para curva de rotação do lado norte de NGC891 para as temperaturas de 70K(a), 90K(b), 110K(c), 130K(d) e 150K(e) ( $V < V_{sys}$ ).

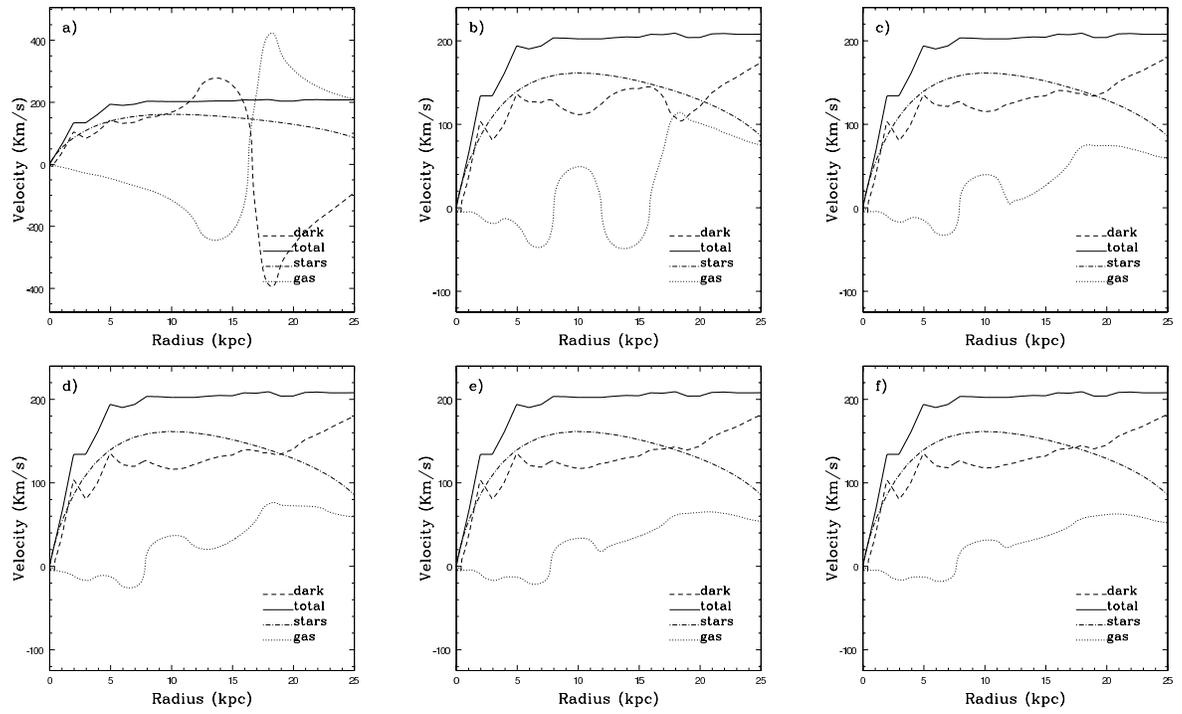


Figura 4.19: Idem à figura 4.18, para o lado sul ( $V > V_{sys}$ ).

Na galáxia NGC891 observamos uma deficit de emissão na região central da galáxia (figura 3.30), a qual é sugerida na literatura como sendo causado por um efeito de auto-absorção do hidrogênio neutro (Swaters, R. A. et al. 1997), porém os resultados do presente modelo mostram que a densidade colunar de hidrogênio não alcança um valor muito alto ( $N_H \simeq 10^{22} \text{cm}^{-2}$ ) na região central da galáxia. Uma outra explicação possível para a baixa emissão de HI nessa região sugerida por Howk, J. C. et al. (1997), é a existência de uma região densa de CO próxima ao núcleo da galáxia, que seria responsável pela absorção da emissão de hidrogênio. Esta hipótese é compatível com a curva de rotação de NGC891 (figuras 4.18 e 4.19), pois ela apresenta uma grande quantidade de matéria escura próximo ao núcleo da galáxia. Essa matéria escura seria na verdade hidrogênio neutro, cuja emissão não é atenuada devido a auto-absorção, ou CO existente no núcleo de NGC891. A massa de CO estimada para NGC891 é de  $10^8$  a  $10^9 M_\odot$  (Swaters, R. A. et al. 1997) a qual, juntamente com o hidrogênio molecular que no núcleo da galáxia alcança uma razão de  $H_2/HI = 20$  (Garcia-Burillo, S. et al. 1997), permite-nos concluir que parte da matéria escura no centro da galáxia é composta por hidrogênio neutro,  $H_2$  e CO.

Também foi possível determinar uma temperatura mínima para o hidrogênio atômico, que vem a ser 70K. Abaixo desta temperatura seria necessária uma quantidade de gás atômico elevada demais para ser compatível com a curva de rotação da galáxia, conforme mostram as figuras 4.18 e 4.19. Para a temperatura de 50K a contribuição da matéria escura na curva de rotação tornar-se-ia negativa, o que não é aceito como solução válida.

#### 4.2.4 NGC247

A modelagem do perfil de luminosidade de NGC247 fornece as densidades de gás mostradas na figura 4.20 para a densidade volumétrica e 4.21 para a densidade superficial de gás. Podemos observar que, diferentemente dos casos estudados anteriormente, a densidade de gás atômico em NGC247 não depende fortemente da temperatura de spin do hidrogênio, assim como a massa total de gás na tabela abaixo não possui grandes variações com a temperatura de spin. Isto se deve à baixa densidade colunar do hidrogênio neutro, causada pelo baixo ângulo de inclinação da galáxia ( $i < 80^\circ$ ).

$T_{\text{spin}}[\text{K}]$	Massa total (HI) [ $M_\odot$ ]
50	8.1e+08
70	7.8e+08
90	7.7e+08
110	7.6e+08
130	7.6e+08
150	7.5e+08

Tabela 4.4: Massa do HI em NGC247

Na figuras 4.22 e 4.23 temos os potenciais das diferentes componentes de NGC247 derivados a partir da densidade superficial do gás atômico. Da mesma forma que ocorre com a densidade superficial, o potencial não tem dependência significativa com a temperatura de spin. A partir do potencial das diferentes componentes, foi obtida a contribuição de cada componente para a curva de rotação da galáxia através da equação 4.15 . Estas contribuições são mostradas nas fig-

uras 4.24 e 4.25.

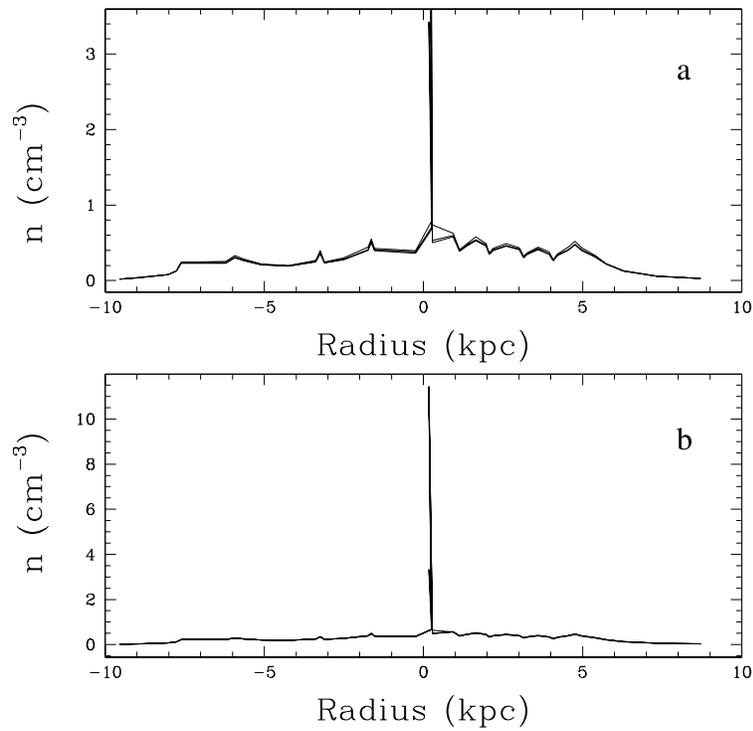


Figura 4.20: Densidade volumétrica de hidrogênio atômico em NGC247, (a)  $T_{spin} = 50\text{K}$  (curva superior),  $70\text{K}$  (intermediária) e  $90\text{K}$  (curva inferior); (b)  $T_{spin} = 90\text{K}$ ,  $110\text{K}$ ,  $130\text{K}$  e  $150\text{K}$  (de cima para baixo)

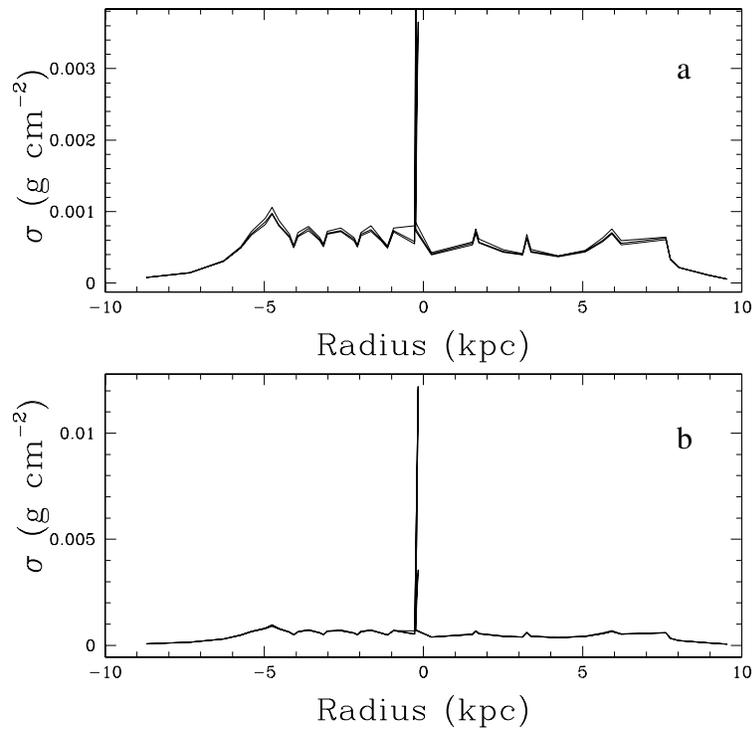


Figura 4.21: Densidade superficial (projetada) de NGC1560.(a) 50K,70K e 90K, de cima para baixo ; (b) 90K, 110K, 130K e 150K, de cima para baixo.

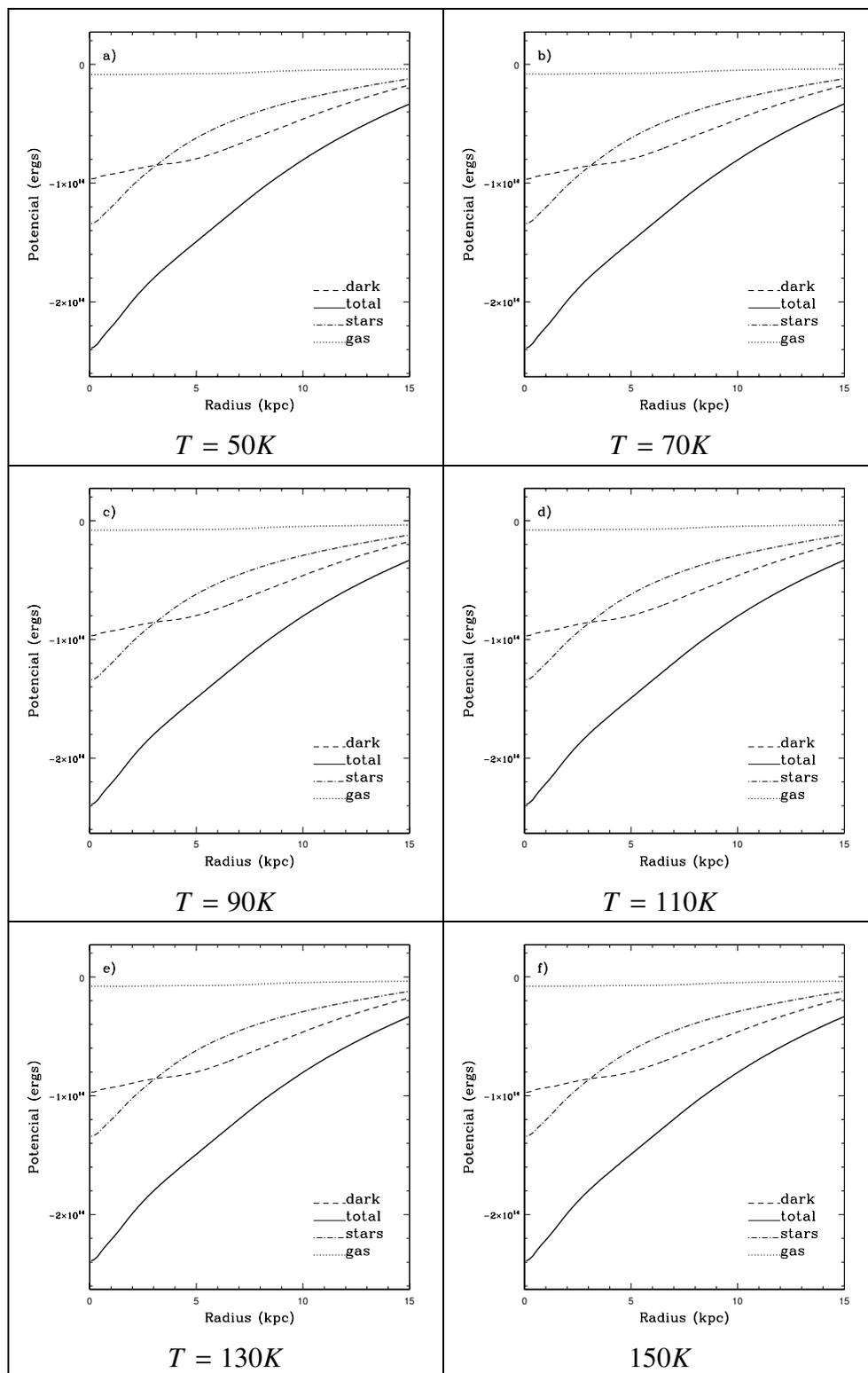


Figura 4.22: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC247 para várias temperaturas referentes ao lado sul da galáxia ( $V < V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $R < 0$  na figura 3.21.

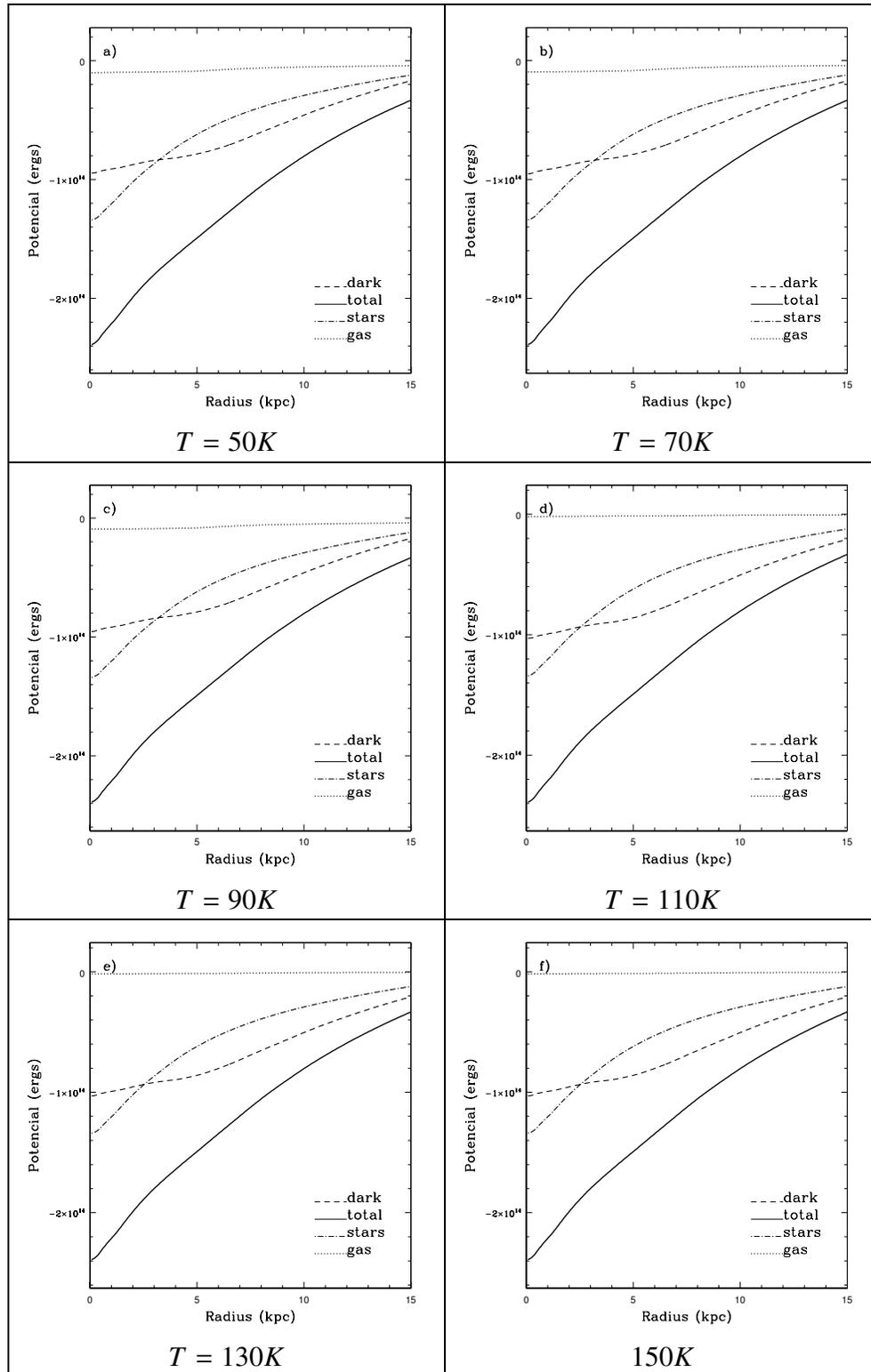


Figura 4.23: Potencial gravitacional para as diferentes componentes de NGC247 para várias temperaturas referentes ao lad7 norte da galáxia ( $V > V_{sys}$ ). Este lado corresponde a  $R > 0$  na figura 3.21.

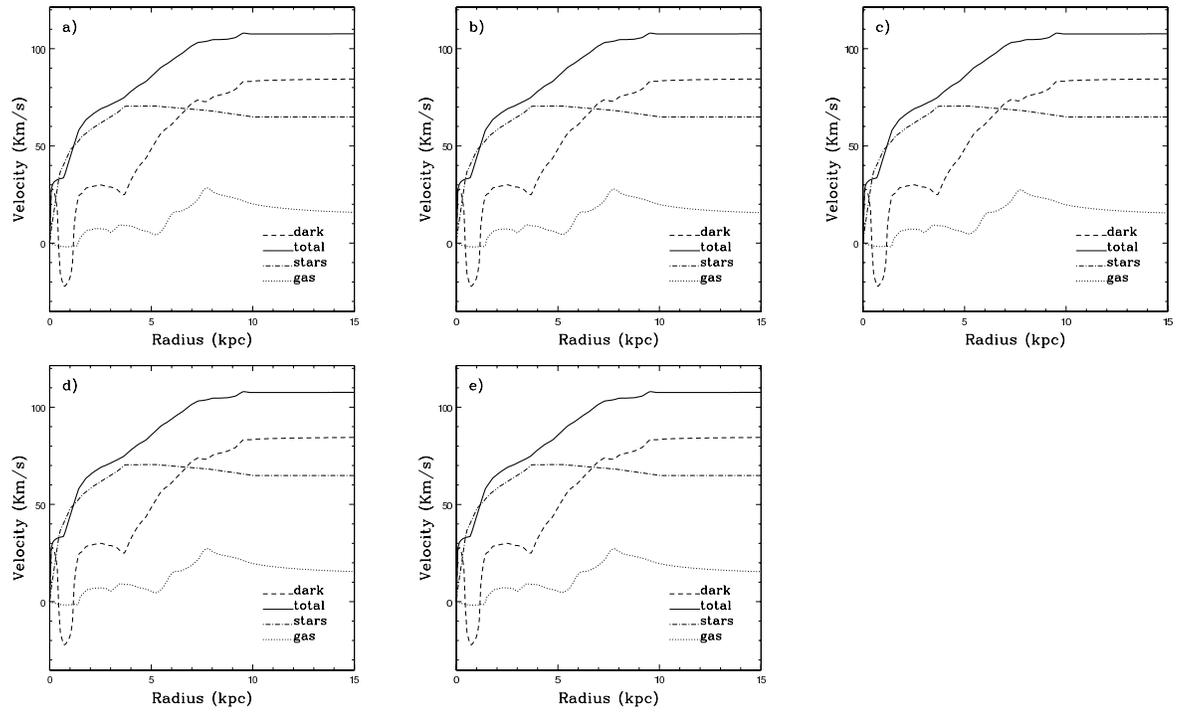


Figura 4.24: Contribuição das diferentes componentes para curva de rotação do lado sul de NGC247 para as temperaturas de 70K(a), 90K(b), 110K(c), 130K(d) e 150K(e) ( $V < V_{sys}$ ).

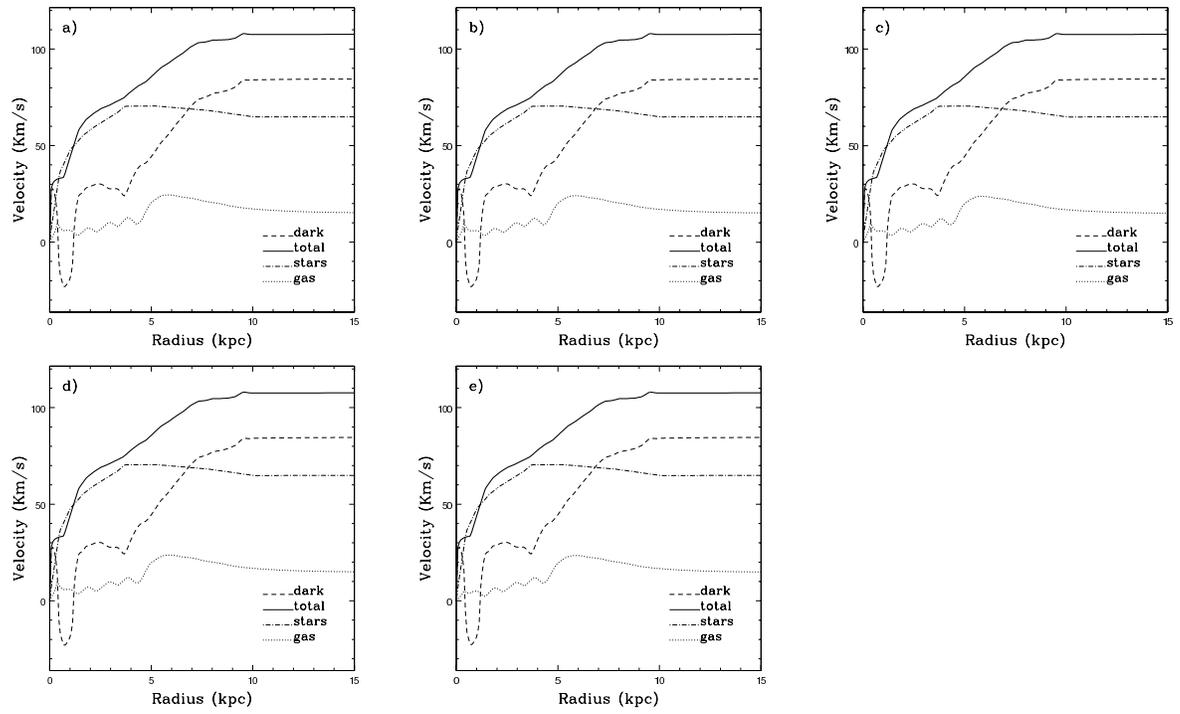


Figura 4.25: Idem à figura 4.24, para o lado norte ( $V > V_{sys}$ ).

A modelagem de NGC247 mostra que a densidade não tem forte dependência com a temperatura, o que indica que a emissão do hidrogênio neutro da galáxia está próxima do regime opticamente fino, devido à relativa baixa inclinação de NGC247 ( $i_{norte} = 66^\circ$  e  $i_{sul} = 73^\circ$ ). Em galáxias com inclinação mais elevada, o caminho óptico que a radiação deve percorrer resulta em regiões com grande densidade colunar de hidrogênio, já que a galáxia está de perfil. Por outro lado, em galáxias com um ângulo de inclinação mais baixo, como em NGC247, a radiação que chega ao observador deixa a galáxia sem percorrer uma grande extensão no disco, resultando em uma densidade colunar e profundidade óptica mais baixas. Portanto, devido à baixa densidade colunar de hidrogênio, a profundidade óptica ( $\tau$ ) torna-se é pequena o suficiente para ser independente da temperatura de spin do hidrogênio e é isto que ocorre em NGC247.

Podemos observar na curva de rotação de NGC247 uma queda acentuada na contribuição da matéria escura na região  $r \sim 1\text{kpc}$  (figuras 4.25 e 4.24). Nesta região a contribuição das estrelas para a curva de rotação torna-se maior que o valor da curva de rotação total, o que obrigaria a contribuição da matéria escura a ser negativa (conforme dependência na equação 4.15), o que não é possível. Este valor elevado para a contribuição da estrelas provavelmente deve-se a uma falha na obtenção do valor da curva de rotação das estrelas a partir do seu perfil de luminosidade (Puche et al. 1990). Mesmo com esta falha podemos observar que o valor da contribuição do gás no centro da galáxia é muito pequena se considerarmos que, próximo ao  $r = 1\text{kpc}$ , praticamente toda a curva de rotação da galáxia se deve

às estrelas, logo podemos esperar que a contribuição da matéria escura seja próxima de zero. Esta situação é compatível com o comportamento da matéria escura vista nas figuras 4.25 e 4.24, onde a contribuição da matéria diminui em direção ao centro da galáxia, entre  $r=4$  Kpc e  $r=10$  Kpc.

# Capítulo 5

## Conclusões

A partir dos resultados fornecidos através da modelagem das galáxias NGC1560, NGC55, NGC891 e NGC247 podemos concluir que o modelo apresentado neste trabalho fornece novos resultados para o problema da emissão de HI em galáxias espirais que possuem alta densidade colunar de hidrogênio.

Assim como observado em algumas regiões da Via Láctea e em galáxias vistas de perfil, a emissão do hidrogênio pode facilmente alcançar o regime opticamente espesso, tornando a relação entre a densidade colunar de hidrogênio e a intensidade da linha de 21cm dependente da temperatura de spin. Na falta de um método para determinar a temperatura do hidrogênio neutro ela se torna um parâmetro livre. Neste trabalho, para resolver este problema foi utilizada uma única fase para descrever a temperatura do hidrogênio neutro. A faixa de temperaturas utilizadas varia de 50K a 150K e a partir do ajuste da emissão ao longo do eixo maior das galáxias foi possível concluir que para o hidrogênio neutro à temperatura de 50K não existe intensidade suficiente para se ajustar ao perfil de emissão das quatro galáxias estudadas. Isto exclui a possibilidade de temper-

atura de 50K para o HI, ao considerarmos uma única fase de temperatura. O modelo também nos forneceu o espectro sintético da emissão do HI, que depende do ângulo de inclinação utilizado para modelar a galáxia. Ajustando-se este ângulo determinamos o ângulo de inclinação para cada lado, individualmente. Estes ângulos são muito próximos aos ângulos adotados na literatura sendo que, as diferenças encontradas entre o ângulo fornecido pelo modelo e os valores da literatura estão dentro da faixa de incerteza dos valores dados. As diferenças de ângulo  $i$  encontradas nos dois lados das galáxias confirmam a existência de *warp*, conforme sugere a literatura.

O espectro sintético fornecido pelo ajuste do perfil de emissão e dos ângulos de inclinação das galáxias são muito semelhantes aos espectros obtidos através de observações, disponíveis na literatura, não sendo imprescindível o uso de modelos mais complexos para a modelagem dos *warps* para reproduzir o perfil dos espectros das galáxias .

A partir da densidade radial de gás atômico, determinamos a sua contribuição para a dinâmica das galáxias. Os resultados mostram que a temperatura do gás é um fator importante para se avaliar o grau de contribuição do gás atômico para a curva de rotação, e mostramos que, a hipótese do regime opticamente fino leva á subestimativa de uma parcela considerável do gás atômico.

Em casos como o de NGC247, que é uma galáxia com um ângulo de inclinação não muito elevado, o hidrogênio está realmente no regime opticamente fino. Em casos como este, pode-se desprezar os efeitos da temperatura na dinâmica da galáxia, uma vez que ela não

influencia o cálculo da densidade de gás de maneira significativa. Porém o mesmo não ocorre nas galáxias vistas de perfil, para as quais, ao considerarmos o gás no regime opticamente fino, obtém-se um resultado sub-estimado para sua quantidade.

A partir das componentes da curva de rotação das galáxias modeladas foi possível determinar um limite inferior para a temperatura de spin do hidrogênio, cerca de 90K, dependendo da galáxia. Abaixo desta temperatura a quantidade de gás atômico é incompatível com a curva de rotação. Para temperaturas mais altas, da ordem de 150K, o modelo fornece resultados para a quantidade de gás e as componentes da curva de rotação semelhantes a outros resultados fornecidos na literatura. Isto se deve à menor quantidade de hidrogênio inferida para temperaturas mais altas, fazendo com que a profundidade óptica seja menor, a tal ponto que o resultado do modelo torna-se semelhante ao caso opticamente fino, que é o adotado na literatura.

Nas galáxias com pouca quantidade de gás molecular, o modelo fornece um resultado mais correto para a componente da curva de rotação associada ao gás total. Isso é o que ocorre por exemplo em NGC55 e NGC1560, galáxias cujas observações na linha de CO mostraram que são pobres em gás molecular. Por outro lado, em galáxias com maior quantidade de gás molecular, o modelo proposto deve subestimar a contribuição do gás total para a curva de rotação.

O modelo também é capaz de reproduzir características morfológicas que influenciam a distribuição do gás atômico, como a barra existente em um dos lados de NGC55, e os braços espirais de NGC1560, que são estruturas que se destacam tanto na distribuição

de hidrogênio quanto na curva de rotação. Estes resultados permitem realizar correções na contribuição da matéria escura.

## Apêndice A

### Emissão 21cm do Hidrogênio

Para determinar a intensidade da emissão do hidrogênio neutro utilizamos a profundidade óptica  $\tau_{\nu r}$  que é definida por:

$$d\tau_{\nu r} = \alpha_{\nu r}(x)dx \quad (\text{A.1})$$

$$\tau_{\nu r} = \int_0^L \alpha_{\nu r}(x)dx = \alpha_{\nu r}L \quad (\text{A.2})$$

Podemos determinar a profundidade óptica  $\tau_{\nu r}$  usando:

$$\tau_{\nu r} = N_j\sigma \quad (\text{A.3})$$

a secção de choque  $\sigma$  é dada por:

$$\sigma = \sigma_u \left[ 1 - \frac{g_j n_k}{g_k n_j} \right] \phi(\Delta\nu) \quad (\text{A.4})$$

Para  $h\nu_{jk}/kT \ll 1$  :

$$\sigma_u = \frac{h\nu_{jk}}{c} B_{jk} \quad (\text{A.5})$$

$$B_{jk} = \frac{g_k}{g_j} \frac{c}{8\pi\nu_{jk}^3} A_{jk} \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_u = \frac{g_k}{g_j} \frac{c^2}{8\pi\nu_{jk}^2} A_{jk} \quad (\text{A.7})$$

As relações entre as populações dos níveis no átomo pode ser obtidas através da equação de Boltzmann.

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} e^{-\frac{h\nu_{jk}}{kT}} \quad (\text{A.8})$$

Ao substituir as constantes teremos:

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} e^{-\frac{0.07}{T}} \quad (\text{A.9})$$

Para as temperaturas interestelares entre 50K e 150K:

$$\frac{n_k}{n_j} \simeq \frac{g_k}{g_j} = 3 \quad (\text{A.10})$$

A população de átomos no estado superior de energia é 3 vezes a do estado inferior.

$$N_H = 4N_j \quad (\text{A.11})$$

Sendo a excitação dos átomos de hidrogênio apenas colisional o perfil  $\phi(\Delta\nu)$  será térmico, descrito pela distribuição de Maxwell. Onde  $\phi(\nu_{jk}) = \Delta\nu_{jk}^{-1}$  sendo  $\Delta\nu_{jk}$  um parâmetro associado à largura do perfil da linha:

$$\phi(\Delta\nu) = f(\nu)d\nu \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{d\nu}{c} = \frac{d\nu}{\nu_{jk}} = \frac{d\nu}{c} \lambda_{jk} \quad (\text{A.13})$$

$$\Delta\nu_{jk} = \frac{c}{\nu_{jk}} \Delta\nu_L \quad (\text{A.14})$$

Obtemos:

$$\sigma = \frac{g_k}{g_j} \frac{c^2}{8\pi\nu_{jk}^2} A_{jk} \left[ 1 - \frac{g_j n_k}{g_k n_j} \right] \phi(\Delta\nu) \quad (\text{A.15})$$

$$\sigma = \frac{g_k}{g_j} \frac{c^2}{8\pi\nu_{jk}^2} A_{jk} \left[ 1 - e^{-\frac{h\nu_{jk}}{kT}} \right] \phi(\Delta\nu) \quad (\text{A.16})$$

No caso de equilíbrio termodinâmico local temos:

$$\sigma = \frac{g_k}{g_j} \frac{c^2}{8\pi\nu_{jk}^2} \left[ 1 - e^{-\frac{h\nu_{jk}}{kT}} \right] \frac{1}{\Delta\nu_{jk}} A_{jk} \quad (\text{A.17})$$

A profundidade óptica  $\tau_{vr}$  pode ser escrita como:

$$\tau_{vr} = N_j \frac{g_k}{g_j} \frac{c^2}{8\pi\nu_{jk}^2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{h\nu_{jk}}{kT} \right) \right] \frac{1}{\Delta\nu_{jk}} A_{jk} \quad (\text{A.18})$$

$$\tau_{vr} = N_j \frac{g_k}{g_j} \frac{c^3}{8\pi\nu_{jk}^2} \frac{h\nu_{jk}}{kT} \frac{1}{\nu_{jk} \Delta\nu_L} A_{jk} \quad (\text{A.19})$$

$$\tau_{vr} = N_j \frac{g_k}{g_j} \frac{hc^3}{8\pi\nu_{jk}^2 kT} \frac{A_{jk}}{\Delta\nu_L} \quad (\text{A.20})$$

Realizando as devidas substituições das constantes pelos valores conhecidos temos:

$$\tau_{vr} = \frac{hc^3}{32\pi\nu_{jk}^2} A_{jk} \frac{g_k}{g_j} \frac{N_H}{\Delta\nu_L kT} = 5.5 \times 10^{-14} \frac{N_H}{T \Delta\nu_L} \quad (\text{A.21})$$

Integrando ao longo do caminho temos:

$$\tau_{vr} = 5.486 \times 10^{-14} \int f(v, \Delta v_L) \frac{n_H}{T_{\text{spin}} \Delta v_L} dl \quad (\text{A.22})$$

Sendo o cálculo de  $\tau_{vr}$  uma função da densidade de hidrogênio, da temperatura de spin e da velocidade de turbulência  $\Delta v_L$ , onde  $n_H$  a densidade volumétrica de hidrogênio.

No caso opticamente fino temos:

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} \int T_b(v) \left[ \frac{\tau_{vr}}{1 - e^{-\tau_{vr}}} \right] dv \quad (\text{A.23})$$

Relacionando a temperatura de brilho  $T_b$  com a temperatura de spin  $T_{\text{spin}}$ :

$$T_b = - \int_0^{\tau_{vr}} T_{\text{spin}} e^{-\tau_{vr}} d\tau_{vr} = T_{\text{spin}} (1 - e^{-\tau_{vr}}) \quad (\text{A.24})$$

## Referências Bibliográficas

- [1] Alonso-Herrero, A.; Knapen, J. H. 2001, AJ, **122**, 1350
- [2] Blakeslee, J. P.; Lucey, J. R.; Barris, B. J.; Hudson, M. J.; Tonry, J. L. 2001, MNRAS, **327**, 1004
- [3] Bok, B. J.; Ewen, H. I. 1954, AJ, **59**, 318
- [4] Bosma, A. 1981, AJ, **86**, 1825
- [5] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; de Vaucouleurs, G. 1983, A&A, **118**, 4
- [6] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; de Vaucouleurs, G. 1984, A&AS, **56**, 381
- [7] Broeils, A. H. 1992, A&A, **256**, 19
- [8] Carignan, C.; Puche, D. 1990, AJ, **100**, 641
- [9] Carignan, C.; Puche, D. 1990, AJ, **100**, 641
- [10] Clements, D. L.; Farrah, D.; Rowan-Robinson, M.; Afonso, J.; Priddey, R.; Fox, M. 2005, MNRAS, **363**, 229
- [11] Dahlem, M.; Dettmar, R.; Hummel, E. 1994, A&A, **290**, 384

- [12] Dettmar, R.; Heithausen, A. 1989, ApJ, **344**, 61
- [13] Dettmar, R.; Heithausen, A. 1989, ApJ, **344**, 61
- [14] Ferguson, A. M. N.; Wyse, R. F. G.; Gallagher, J. S. 1996, AAS, **188**, 4315
- [15] Garcia-Burillo, S.; Guelin, M.; Cernicharo, J.; Dahlem, M. 1992, A&A, **266**, 21
- [16] Gradshteyn, I. S.; Ryzhik, I. M. *in* "Table of Integrals, Series, and Products", Academic Press, 1965
- [17] Hoekstra, H.; van Albada, T. S.; Sancisi, R. 2001, MNRAS, **323**, 453
- [18] Howk, J. C.; Savage, B. D. 1997, AJ, **114**, 2463
- [19] Huchtmeier, W. K.; Richter, O. 1988, A&A, **203**, 237
- [20] Hummel, E.; Dettmar, R.; Wielebinski, R. 1986, A&A, **166**, 97
- [21] Hummel, E.; Dettmar, R.; Wielebinski, R. 1986, A&A, **166**, 97
- [22] Jackson, P. D.; Kellman, S. A. 1974, ApJ, **190**, 53
- [23] Jacoby, G. H.; Van de Steene, G. 2004, A&A, **419**, 563
- [24] Kerr, F. J.; Bowers, P. F.; Jackson, P. D.; Kerr, M. 1986, A&AS, **66**, 373
- [25] Lira, P.; Lawrence, A.; Johnson, R. A. 2000, MNRAS, **319**, 17
- [26] Maciel, W. J. *in* "Astrofísica do Meio Interestelar", Editora da Universidade de São Paulo, 2002

- [27] Persic, M.; Salucci, P.; Stel, F. 1996, MNRAS, **281**, 27
- [28] Pfenniger, D.; Combes, F.; Martinet, L. 1994, A&A, **285**, 79
- [29] Puche, D.; Carignan, C. 1991, ApJ, **378**, 487
- [30] Richer, M. G.; McCall, M. L. 1995, ApJ, **445**, 642
- [31] Sage, L. J. 1993, A&AS, **100**, 537
- [32] Sancisi, R.; Allen, R. J. 1979, A&A, **74**, 73
- [33] Shklovskii, I. S. 1953, QB475, **475**, 45
- [34] Sofue, Y.; Nakai, N. 1993, PASJ, **45**, 139
- [35] Sukumar, S.; Allen, R. J. 1991, ApJ, **382**, 100
- [36] Swaters, R. A.; Sancisi, R.; van der Hulst, J. M. 1997, ApJ, **491**, 140
- [37] Tonry, J. L.; Dressler, A.; Blakeslee, J. P.; Ajhar, E. A.; Fletcher, A. B.; Luppino, G. A.; Metzger, M. R.; Moore, C. B. 2001, ApJ, **546**, 681
- [38] Tully, R. B.; Fisher, J. R. *in* "Catalog of Nearby Galaxies", Cambridge University Press , 1988
- [39] Tullmann, R.; Rosa, M. R.; Elwert, T.; Bomans, D. J.; Ferguson, A. M. N.; Dettmar, R. 2003, A&A, **412**, 69
- [40] Valentijn, E. A.; van der Werf, P. P. 1999, ApJ, **522**, 29
- [41] de Vaucouleurs, G.; Freeman, K. C. 1972, VA, **14**, 163

[42] Westerhout, G.; Oort, J. H. 1951, BAN, **11**, 323

[43] Zang, Z.; Warwick, R. S.; Meurs, E. J. A. 1997, IrAJ, **24**, 4

# Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

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

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

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