

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

**PROPRIEDADES QUÍMICAS E EVOLUÇÃO
DA POPULAÇÃO DE MASSA
INTERMEDIÁRIA DO BOJO GALÁCTICO**

TESE DE DOUTORADO

André Vieira Escudero

Orientador: Roberto Dell'Aglio Dias da Costa

São Paulo, SP - Brasil

Março de 2005

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Dedicada ao Mateus de Lima Escudero,
meu filho.

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador, Roberto Dell'Aglio Dias da Costa, que me ajudou durante todo meu trabalho; à minha esposa, Valéria Sperduti Lima, minha companheira e amiga em todos os momentos; a todas as pessoas que me ajudaram a desenvolver este trabalho; e a FAPESP pela bolsa de estudo (processo 00/12609-0).

Resumo

O presente trabalho tem como objetivo estudar a evolução química do bojo galáctico a partir das abundâncias químicas de estrelas e principalmente nebulosas planetárias.

O primeiro capítulo resume alguns trabalhos envolvendo o bojo galáctico, assim como apresenta os ingredientes utilizados em um modelo de evolução química.

O segundo capítulo é destinado às observações de nebulosas planetárias realizadas durante este trabalho. Observamos um total de 57 nebulosas planetárias e determinamos suas temperaturas eletrônicas, densidade, abundâncias iônicas e elementares para o hélio, nitrogênio, oxigênio, argônio, enxofre e neônio. No decorrer da redução de dados obtivemos melhores resultados utilizando a lei de extinção de Fitzpatrick (1999) ao invés da mais conhecida lei de Cardelli *et al.* (1989). Outro ponto importante discutido refere-se ao problema da abundância iônica do O⁺, que apresenta valores superiores quando calculada pelas linhas vermelhas do que pelas azuis.

O terceiro capítulo é dedicado à compreensão da evolução química do bojo utilizando um modelo construído durante este trabalho. Fizemos uma análise de sua precisão e qualidade dos resultados fornecidos e algumas simulações para saber como os parâmetros físicos e químicos se comportam de acordo com a evolução. A partir disto, verificamos que a melhor forma de reproduzir as abundâncias químicas encontradas no bojo é através de um modelo de duplo *infall*, onde o primeiro foi um rápido colapso de gás com abundância primordial. A principal característica desta primeira queda de gás é a grande taxa de perda de material produzido por supernovas. Um cenário sem vento não consegue reproduzir com satisfação as abundâncias determinadas atualmente. O segundo colapso é um pouco mais lento e enriquecido pelos materiais ejetados pelo próprio bojo durante o primeiro deles. Ele é responsável pelos objetos com baixa razão N/O e provavelmente pela formação da parte central do disco. Uma IMF menos inclinada, gerando uma quantidade maior de objetos massivos, é necessária para reproduzir as razões das abundâncias estelares encontradas nesta região.

Alguns pontos ainda precisam de atenção especial e principalmente de comprovações observacionais, como escala de tempo de *infall*, yields de ferro para SNII, e expoente da IMF em função dos parâmetros físicos do meio.

Abstract

The goal of this work is to study the chemical evolution of the galactic bulge, based on the chemical abundances of stars and, mainly, planetary nebulae.

First chapter summarizes some works involving the galactic bulge, and presents the required ingredients for a chemical evolution model.

Second chapter is dedicated to the observations of planetary nebulae performed during this work. We observed 57 objects and derived their electron temperatures, densities, ionic and elemental abundances for helium, nitrogen, oxygen, argon, sulfur and neon. Along the data reduction we remarked that better results were achieved using Fitzpatrick's (1999) extinction law, instead of the well known law by Cardelli et al. (1989). Another important point discussed in this chapter refers to the problem with the O⁺ abundance, which results in higher values when calculated from the blue lines, with respect to those derived from the red lines.

Third chapter is dedicated to the understanding of bulge's chemical evolution, using a model developed during this work. We analyzed its precision and quality of the derived results, and ran simulations to verify how do the physical and chemical parameters behave along the galaxy evolution. From these simulations we verified that the best fit for the measured chemical abundances is achieved using a double-infall model, where the first one was a fast collapse of primordial gas. The main characteristics of this first gas infall is the large loss of material produced by supernovae. A windless scenario cannot properly reproduce the derived abundances. The second collapse is slower and enriched by material ejected by the bulge itself during the first episode. It is responsible for the low N/O ratio objects, and probably for the formation of the central part of the disk. A less steeper IMF, generating a larger amount of massive objects, is required to reproduce the abundance ratios found in this region.

Some points still need further attention, and specially observational tests, as infall timescales, iron yields for SNII, and IMF coefficient as a function of the physical parameters for the medium.

Índice

1. Introdução.....	1
1.1.1. Cenário Monolítico.....	6
1.1.2. Cenário Hierárquico.....	8
1.1.3. Evolução Secular.....	9
1.2. Ingredientes de Um Modelo de Evolução Química.....	11
1.2.1. Taxa de Formação Estelar.....	11
1.2.2. Infall.....	14
1.2.3. Sistemas Binários e SNIa.....	16
1.2.4. Função de Massa Inicial.....	19
1.2.5. Yields Estelares.....	21
1.2.6. Massa Total do Sistema.....	22
1.2.7. Ventos.....	26
1.2.8. Abundância Solar.....	26
2. Observação e Redução de Dados.....	28
2.1. Observações.....	28
2.2. Redução dos Dados.....	31
2.2.1. Criação das Imagens de Bias e Flat-Field.....	31
2.2.2. Correção de Bias e Flat-Field.....	31
2.2.3. Extração do Perfil Espectral dos Objetos.....	31
2.2.4. Extração do Perfil Espectral das Lâmpadas.....	33
2.2.5. Calibração em Comprimento de Onda.....	33
2.2.6. Calibração em Fluxo.....	34
2.2.7. Correção da Extinção Interestelar.....	35
2.3. Determinação dos Parâmetros Físicos.....	40
2.3.1. Determinação da Densidade Eletrônica.....	40
2.3.2. Determinação da Temperatura Eletrônica.....	41
2.4. Determinação das Abundâncias Iônicas.....	45
2.4.1. Determinação da Abundância Iônica do Hélio.....	45
2.4.2. Determinação da Abundância Iônica dos Demais Elementos Químicos.....	46
2.5. Determinação das Abundâncias Elementais.....	50
2.6. Dados Observacionais da Dissertação de Mestrado.....	54
2.6. Distâncias.....	58
3. Resultados.....	61
3.1. Dados Observacionais.....	61
3.1.1. Dados da Literatura.....	61
3.1.2. Problema da Abundância Iônica do O ⁺	62
3.1.3. Comparação Entre as Distribuições de Abundâncias Químicas.....	63
3.1.4. Distribuição Espacial dos Objetos da Literatura.....	67
3.1.5. Distribuição Espacial dos Objetos.....	68
3.2. Distribuição das Abundâncias Químicas.....	70
3.2.1. Abundâncias de Hélio.....	70
3.2.2. Abundância de Nitrogênio.....	72
3.2.3. Abundância de Oxigênio.....	73
3.2.4. Abundância de Enxofre, Argônio e Neônio.....	75
3.3. Correlações Entre as Abundâncias Químicas.....	78
3.3.1. Correlação entre He e N/O.....	78
3.3.2. Correlação entre O e N.....	79
3.3.3. Correlação entre Elementos Mais Pesados.....	80
3.3.4. Variação das Abundâncias Químicas com a Posição.....	83

3.4. Código numérico.....	84
3.4.1. Diagrama.....	84
3.4.2. Precisão do Modelo de Evolução Química.....	93
3.5. Resultados do Modelo.....	101
3.5.1. Alisamento do Histograma.....	101
3.5.2. Parâmetros de Entrada.....	102
3.5.6. Simulações.....	106
3.6. Modelo de Zona Única.....	111
3.6.1. Simples.....	111
3.6.2. Duplo Infall.....	117
3.7. Multi-zona.....	125
4. Conclusão.....	129
4.1. Resumo.....	129
4.2. Evolução do Bojo.....	130
4.3. Perspectivas.....	131
5. Bibliografia.....	132
6. Apêndice A- Linhas Objetos.....	139

1. Introdução

Provavelmente metade das estrelas no universo local estão em bojos/esferóides (Fukugita, Hogan e Peebles 1998). A compreensão de como e quando estas estruturas se formaram deve ser uma importante chave para o entendimento da seqüência de Hubble. Sua formação tem intrigado vários pesquisadores nos últimos anos, quando foram propostos diversos modelos para estudar sua origem e interação com o restante da Galáxia. Seu estudo teve primeiramente como base a luminosidade e a cor das estrelas que o compõem. Sua cor avermelhada e perfil quase esférico, sugeriu aos primeiros pesquisadores que o bojo deveria ter se formado semelhante às galáxias elípticas, que possuem estas mesmas características.

Grande parte do bojo é composto de estrelas de população tipo II, vermelhas e velhas. Durante um período de aproximadamente 20 anos, de 1940 a 1960, acreditava-se que o bojo galáctico era composto praticamente de população II monolítica, similar aos aglomerados globulares (Frogel 1988). Após a década de 60 este conceito começou a mudar. Novas técnicas observacionais mostraram que o bojo possuía populações estelares não encontradas em outras regiões da galáxia.

Whitford (1978) demonstrou que a luz integrada no óptico, a partir da janela de Baade em $b = -4.0$, é semelhante à luz de bojos de outras galáxias espirais e galáxias E e S0 com luminosidade moderada. Juntamente com este trabalho, Frogel e colaboradores (1978) mostraram, a partir do IV – próximo (1.2 a 2.2 μm), que a população estelar destas galáxias é dominada por estrelas gigantes. Blanco e colaboradores (1984) mostraram também que o bojo possui uma alta porcentagem de estrelas gigante M comparadas com outras regiões da galáxia. Artigos posteriores (Frogel 1988, Frogel & Whitford 1987, Frogel *et al.* 1990, Rich 1988, Terndrup *et al.* 1990 e Terndrup *et al.* 1991) concluíram que, a partir de observações em óptico e IV, as luminosidades, cores e classes espectrais observadas das estrelas do bojo são significativamente diferentes das outras gigantes M conhecidas no disco. Suas propriedades fotométricas e espectroscópicas correspondem às esperadas em galáxias *early – type*.

Existem diversos trabalhos com o objetivo de determinar as abundâncias químicas de diferentes tipos de estrelas no bojo. Os mais extensos são para as gigantes M e K que indicam um grande intervalo de valores para a abundância do ferro. Observações espectroscópicas feitas por Whitford e Rich (Whitford & Rich 1983 e Rich 1988) mostraram que a metalicidade de gigantes K do bojo pela janela de Baade é significativamente alta: $[\text{Fe} / \text{H}] \sim + 0.3$, com um intervalo de valores de $[\text{Fe} / \text{H}] = -1.0$ a $+0.7$. Trabalhos fotométricos com gigantes K, como os de Tyson & Rich (1993) e Geisler & Friel (1992), também mostram uma distribuição de metalicidade similar a esta. Trabalhos com gigantes M mostram uma metalicidade média similar à de gigantes K: $[\text{Fe} / \text{H}] \sim +$

0.2 a + 0.4.

Trabalhos mais recentes, como Zoccalli *et al.* (2003) obtiveram uma boa distribuição para as abundâncias de [Fe/H] no bojo, encontrando um valor máximo de aproximadamente -0.1.

Outra característica de bojos em geral é seu perfil de luminosidade. Quase todos os bojos possuem perfis semelhantes, apresentando uma forma elipsoidal e uma distribuição de brilho aproximadamente homogênea e simétrica com relação ao plano galáctico. As principais diferenças morfológicas dos bojos são o seu tamanho e sua excentricidade. As galáxias espirais tipo *early-type* possuem os bojos maiores e mais luminosos do que as tipo tardio (*late-type*).

Para estudar o perfil de nosso bojo, na maioria das vezes é melhor se basear na forma de bojos externos de galáxias de tipo morfológicos semelhantes, do que tratar diretamente o nosso bojo. Como o Sol está localizado no disco e relativamente longe da região central da nossa galáxia, fica difícil saber com exatidão qual perfil de luminosidade se adapta melhor à sua estrutura.

Um dos perfis de luminosidade mais conhecidos é o de Vaucouleurs (1948) dado pela equação 1:

$$\Sigma(r) = \Sigma_e 10^{-3.33[(r/r_e)^{1/4} - 1]} \quad (1)$$

, onde Σ é o brilho superficial, r_e é o raio efetivo e Σ_e é o brilho superficial no raio efetivo.

Este perfil de luminosidade, também conhecido como lei de $r^{1/4}$ de de Vaucouleurs, consegue representar de maneira satisfatória alguns objetos, como a galáxia gigante E1 NGC 3379 (de Vaucouleurs & Capaccioli 1979).

Assim como a lei de Hubble para o perfil de luminosidade (Reynolds 1913 e Hubble 1930), a lei de Vaucouleurs é obtida de forma puramente empírica. Apesar de representar boa parte dos perfis de luminosidade, não consegue explicar todos eles.

Outro perfil de luminosidade utilizado é o de King (1966) que também representa de forma satisfatória alguns perfis de luminosidade de esferóides, principalmente aglomerados globulares e anãs elípticas (por exemplo, Hodge & Michie 1969, Illingworth & Illingworth 1976 e King 1966). Kormendy (1977) analisou o perfil de luminosidade de 25 galáxias ajustando estes três perfis de luminosidade. Ele concluiu que os perfis de Hubble e King descrevem melhor os halos enquanto o de de Vaucouleurs descreve melhor galáxias não perturbadas, sendo então o melhor ajuste.

Apesar da lei de Vaucouleurs ser a melhor destas para descrever o perfil de luminosidade dos bojos, ela não se adequa a todos os perfis (Carollo *et al.* 1997). Adredakis e colaboradores (1995) utilizaram uma forma generalizada da lei de Vaucouleurs (equações 2 e 3) para ajustar os perfis de luminosidade de 32 galáxias de campo, com tipo morfológico variando de S0 a Sbc.

$$\Sigma(r) = B_0 \exp(-r/r_0)^{1/n} \quad (2)$$

ou na forma logarítmica:

$$\mu_B(r) \propto (-r/r_0)^{1/n} \quad (3)$$

, onde B_0 é o brilho superficial na região central, r_0 é o fator de escala, n qualquer número positivo e μ_B o brilho superficial na região central em forma logarítmica.

A partir deste trabalho, Adredakis e colaboradores constataram que os maiores valores de n estão nas galáxias tipo *early-type*, principalmente as S0. As galáxias tardias (Sbc) possuem uma distribuição mais exponencial, com valores de n menores, semelhante ao perfil dos discos.

Esta diferença entre os perfis de luminosidade pode ser um dos indicadores de que bojos de galáxias *early-type* são formados preferencialmente por um colapso radial de gás, enquanto os bojos de galáxias *late-type* são preferencialmente formados a partir do disco.

Para o nosso bojo, um cenário misto tem cada vez mais atraído simpatia entre os pesquisadores. Apesar de alguns modelos de rápido colapso de gás conseguirem explicar algumas abundâncias estelares (Ferraras *et al.* 2003), evidências cinemáticas apontam para um bojo com perfil de rotação semelhante a um disco somadas a uma componente mais dispersa (Beaulieu 1996, Beaulieu *et al.* 2000).

Vários trabalhos foram realizados para obtenção das velocidades radiais de diferentes objetos do bojo galáctico, como de gigantes M (Sharples *et al.* 1990), gigantes K (Rich, 1988), estrelas de carbono (Tyson *et al.* 1991), RR Lyraes (Rodger 1977; Gratton 1987), variáveis Mira (Feast *et al.* 1980) e nebulosas planetárias (Kinman *et al.* 1988, Beaulieu *et al.* 1999, Durand *et al.* 1998). Alguns resultados são discutidos por Tyson (1992).

O comportamento cinemático dos objetos do bojo possui uma dependência com a sua metalicidade. Rich (1990), com observações de gigantes K na janela de Baade ($l = 0.9^\circ$, $b = -4^\circ$), obteve uma dispersão das velocidades radiais de 126 km s^{-1} para abundâncias de ferro $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.3$, e uma dispersão de 92 km s^{-1} para $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.3$. Ou seja, para abundâncias inferiores a dispersão é superior do que para as abundâncias maiores.

Minniti (1994, 1996) e Minniti *et al.* (1996) também obtiveram uma dependência da velocidade radial de estrelas com a metalicidade. A partir de medidas de gigantes K eles concluíram que as gigantes com metalicidade baixa, $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$, possuem uma cinemática semelhante aos objetos do halo. Já os objetos com uma maior metalicidade, $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$, têm uma dispersão das velocidades crescente com o decréscimo da longitude. Além disso, obtiveram uma rotação média de $9 \text{ km s}^{-1} \text{ grau}^{-1}$ para essa faixa de metalicidade. Os objetos com $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ não possuem uma velocidade de rotação significativa, e uma dispersão de velocidade de 120 km s^{-1} independente da longitude galáctica. Estes autores concluíram que o bojo é composto de uma mistura de populações

estelares, uma com baixa metalicidade com comportamento cinemático semelhante ao halo, e uma componente com metalicidade maior com uma alta rotação.

Trabalhos com o movimento próprio de estrelas do bojo também mostram esta dependência (Zhao *et al.* 1996). Para $[Fe/H] < 0$ e $[Fe/H] > 0$ Zhao e colaboradores obtiveram para gigantes K as razões σ_l / σ_b iguais a 0.92 ± 0.19 e 1.72 ± 0.27 respectivamente, onde σ_l e σ_b são as dispersões dos movimentos próprios com a longitude e latitude galáctica. Concluíram que o bojo possui uma grande anisotropia com relação os movimentos próprios.

Uma componente composta de estrelas velhas é uma das maiores evidências observacionais do nosso bojo. Todos os cenários de formação do bojo têm necessariamente que considerar um grande colapso de gás inicial, que seria responsável pela formação destes objetos. A maior evidência destes objetos velhos é a cor avermelhada observada no bojo (figura 1). Quando observamos a faixa espectral emitida principalmente pelas estrelas tipo K e M, vemos o bojo com grande evidência em relação ao disco. Em contrapartida, se observarmos faixas emitidas preferencialmente pelo gás (figura 2), o bojo simplesmente desaparece. Em contrapartida, vemos os braços espirais em evidência, que é uma região com grande concentração de gás e poeira. Isto significa que, se existir gás no bojo, ele está contido próximo ao plano. Ou seja, assumindo uma distribuição espacial semelhante ao disco. A evidência destes objetos velhos não é somente a partir da cor do bojo, mas também a partir de medidas de estrelas. Usando diagrama de cor-cor (Feltzing & Gilmore 2000, Zoccali *et al.* 2003 e van Loon *et al.* 2003) e distribuição de metalicidade obtida por espectroscopia (Ibata & Gilmore 1995, Sadler *et al.* 1996) mostra-se também que o bojo é composto de estrelas velhas com idades entre 10 e 14 Gano.

Outro ponto favorável a um colapso inicial de gás é a possível presença de um gradiente vertical de abundância de ferro. Apesar deste fato ainda ser controverso entre os autores, alguns artigos, a partir de observações de gigantes vermelhas, mediram uma variação da abundância de ferro em relação à latitude galáctica (Frogel *et al.* 1999, Tiede *et al.* 1995). Mollá e colaboradores (2000) basearam-se nas evidências destes gradientes verticais de abundâncias para dar apoio a uma hipótese de formação do bojo a partir de um colapso dissipativo.

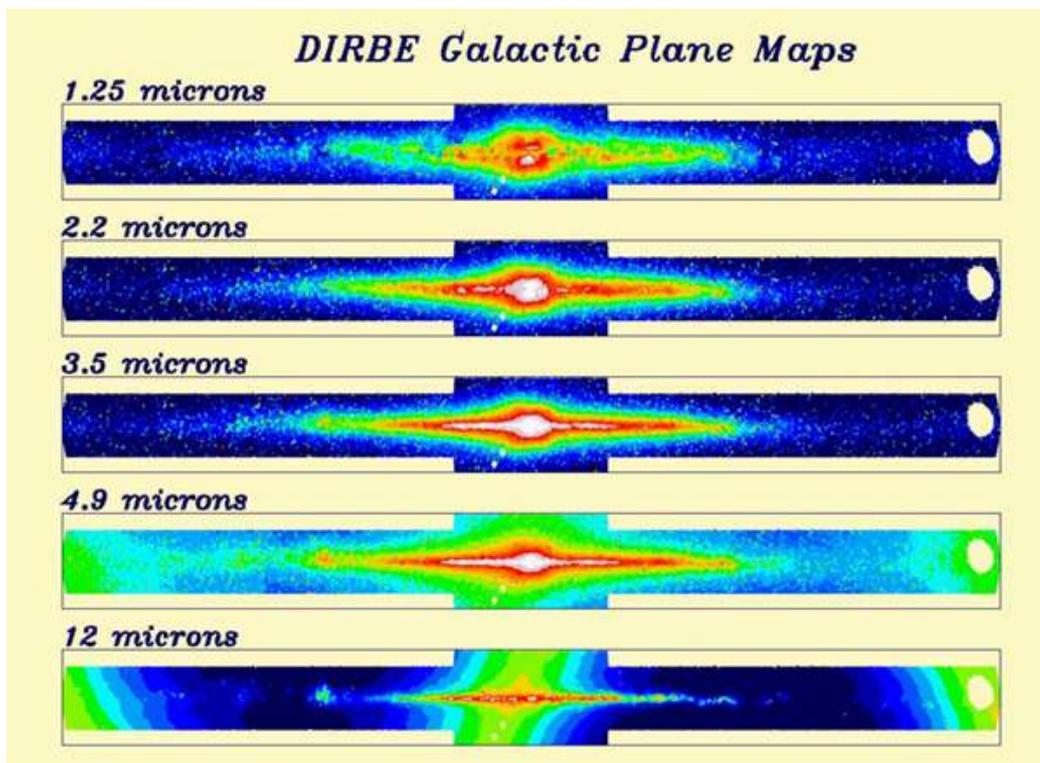


Figura 1. Imagens em infravermelho da Galáxia.

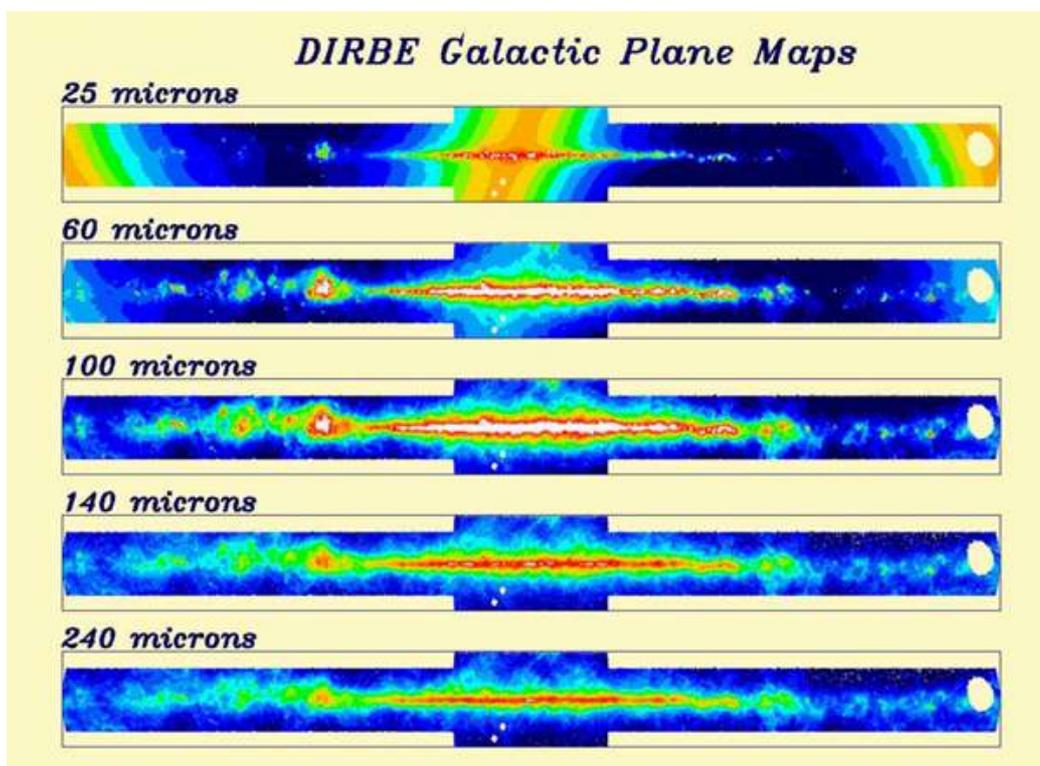


Figura 2. Imagens em infravermelho da Galáxia.

1.1. Cenários de Formação de Bojos

1.1.1. Cenário Monolítico

Um dos primeiros estudos que resultaram em uma formulação para formação não só do bojo, mas também de toda a galáxia, foi o desenvolvido por Eggen *et al.* (1962) (ELS). Os autores estudaram a cinemática e a abundância química de 221 estrelas anãs na vizinhança solar e obtiveram correlações entre a metalicidade e excentricidade da órbita, e a velocidade perpendicular ao disco e a metalicidade. Ou seja, verificaram que estrelas velhas com baixa metalicidade possuíam órbitas excêntricas e altas, enquanto as mais metálicas possuíam órbitas quase circulares no plano galáctico.

Estas evidências propiciaram a criação do cenário monolítico, um dos primeiros modelos aceitos pela comunidade científica, que apesar de ter sofrido críticas até hoje é o cenário mais importante como ponto de partida para qualquer estudo sobre formação de estruturas galácticas.

Neste cenário, a protogaláxia era formada somente por uma grande nuvem de gás primordial com dimensões de algumas centenas de quiloparsecs. Esta nuvem inicial teria sofrido primeiramente um rápido colapso de gás com baixo momento angular. Este colapso seria responsável pela criação da região central e se daria pela queda livre do gás em um tempo de aproximadamente $0.001 G_{\text{ano}}$.

Com este aumento abrupto da densidade da região central, a taxa de formação estelar aumentaria suficientemente a ponto de esgotar seu material na formação de estrelas. Como o tempo de formação estelar seria muito curto, quase todos os objetos desta geração teriam uma baixa abundância de elementos pesados, principalmente os elementos formados por supernovas tipo Ia, que levam bem mais tempo para explodir e enriquecer o meio. Isto explicaria por exemplo a presença de grande quantidade de estrelas velhas na região central, e sua cor avermelhada.

Após esta queda para a região central, o restante do gás do halo estaria dotado de uma considerável quantidade de momento angular, que o impediria de colapsar radialmente para a região central. A partir de colisões entre nuvens, o restante do gás não utilizado na formação do esferóide central cairia gradativamente de forma circular para formar o disco da galáxia. Isto explicaria o fato do gás possuir uma baixa excentricidade e grande metalicidade no plano galáctico. Como esta queda seria de forma gradual, o gás do disco teria tempo suficiente para enriquecer antes de formar as gerações mais novas de estrelas.

Com as primeiras observações das abundâncias químicas de estrelas do disco e halo, este modelo passou a ser cada vez menos aceito pela comunidade científica, além de apresentar algumas

discordâncias com as observações. Um dos principais resultados que o modelo monolítico dissipativo prevê é um gradiente vertical de abundância química das estrelas com relação ao plano galáctico. Ele prediz que, com a queda do gás para o plano galáctico, o meio ficaria mais rico em elementos pesados, formando um gradiente. Este efeito nunca foi observado, apesar dos objetos do halo, disco espesso e fino terem metalicidade diferentes. Outra grande evidência observacional que contribuiu para uma menor aceitação deste modelo foi o trabalho de McWilliam & Rich (1994) com observações de estrelas gigantes K através de janelas de Baade do bojo galáctico (figura 3). Apesar de sua amostra conter grande quantidade de objetos com baixa metalicidade, foi detectada uma quantidade significativa de estrelas com grandes valores de abundâncias de ferro. Isto causaria um certo impacto nas previsões do cenário monolítico, já que por ele os objetos da região central não teriam tempo o suficiente para se formar em um meio enriquecido. A região central de nossa galáxia não seria composta apenas de estrelas pobres em metais, mas teria uma larga distribuição de metalicidade.

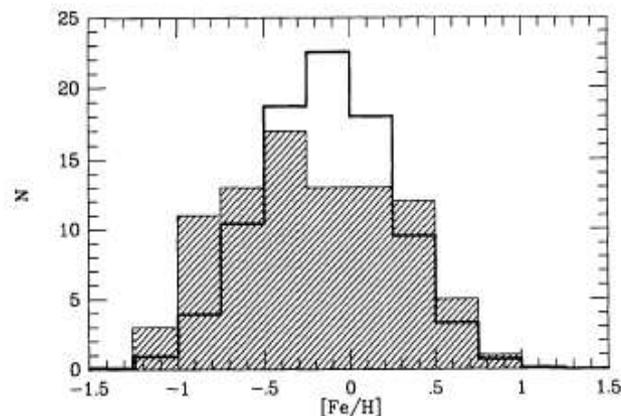


Figura 3. Distribuição da abundâncias de ferro para as estrelas de Rich (1988) calculadas pela solução 2 (histograma preenchido) comparadas com estrelas GK da vizinhança solar obtidas por McWilliam (1990). Figura obtida de McWilliam & Rich (1994).

Outra variação deste cenário foi a proposta por Larson (1990), que sugere um colapso de gás com duração bem superior à queda livre sugerida por ELS. Neste modelo, o gás primordial estaria contido em um grande halo com densidade de gás bem inferior do ELS e com movimentos aleatórios entre suas nuvens. Este cenário também foi citado por Sandage (1990) por ser mais realístico e representar melhor algumas propriedades galácticas observadas, que não são explicadas pelo modelo de queda livre, como a existência de estrelas com movimento retrógrado o halo. Observações de estrelas RR Lyras e anãs (Yoshii & Saio 1979) também favoreceram este cenário de colapso turbulento de gás, uma vez que seu dados apontavam a existência de estrelas com baixa metalicidade, mas com órbitas pouco excêntricas.

A escala de tempo de *infall* de gás para estes autores estaria ligada à própria dinâmica interna deste halo primordial. Com colisões entre nuvens e a turbulência do gás, o meio geraria ondas de choques que seriam responsáveis pelo retardamento da queda. Estes choques contribuiriam para a inserção de energia térmica no gás, o que reduziria a taxa de resfriamento e conseqüentemente o tempo de queda (Larson 1976). Um importante resultado citado por Larson (1990) é que o tempo de queda do gás, poderia ser retardado a tal ponto de permanecer até os dias de hoje.

Larson vai além em seu trabalho, dizendo que o tipo morfológico pode depender da densidade e da turbulência do gás do halo primordial. Ele sugere que galáxias elípticas poderiam ser geradas por um halo mais denso onde a formação estelar seria muito mais eficiente e dominada pela dinâmica estelar. Já em halos com baixa densidade, a dissipação de energia por colisões favoreceria o surgimento de um disco.

Um dos pontos mais atacados nos dados observacionais de ELS é a existência de um *bias* observacional da amostra selecionada pelos autores. A seleção de sua amostra teve critérios cinemáticos para escolha dos objetos, o que contribuiu a obtenção dos resultados descritos. Foi ignorada a existência de estrelas com baixa metalicidade e cinemática semelhante ao do disco, como reportada no trabalho Beers & Sommer-Larsen (1995).

Outras evidências que contradizem a formação do bojo exclusivamente pelo cenário monolítico foram também obtidas por outros autores. A presença de indícios de formação estelar em regiões centrais de galáxias espirais (Carollo *et al.* 1997) e no nosso bojo (Rich & Terndrup 1997), a existência de galáxias espirais sem bojos ou com bojos muito pequenos (Pfenniger 1993), dentre outras, são grandes responsáveis por diminuir a credibilidade do modelo monolítico.

A partir de então, houve a necessidade da criação de novos modelos de evolução para explicar tais peculiaridades da galáxia e principalmente da região central.

1.1.2. Cenário Hierárquico

Especificamente para o bojo, alguns autores tentaram explicar sua formação a partir de sucessivos *mergers* induzidos de galáxias menores causando pequenos surtos de formação estelar e acréscimos de estrelas (Kauffmann 1996). A evidência de galáxias espirais gigantes com inúmeras companheiras anãs favorece este modelo, já que o forte potencial gravitacional da galáxia central poderia atrair suas companheiras menores fundindo-as na região central para formar o bojo. Na nossa própria galáxia temos evidências incontestáveis de fusões com galáxias menores, como é o

caso da galáxia anã Sagittarius (Ibata *et al.* 1994, Ibata *et al.* 1995). A própria Nuvem de Magalhães possui um ponte de ligação entre ela e a Via Láctea.

Uma das previsões deste modelo, é que bojos de galáxias *early type* (com grande razão bojo/disco) seriam formados pela acreção de várias galáxias menores com o decorrer do tempo. Já galáxias tardias (*late type*) teriam baixa quantidade de satélites acretados. Com o decorrer da fusão, o disco seria continuamente destruído tornando-se cada vez mais constituído por uma população característica de um bojo. O trabalho realizado por Baugh *et al.* (1996), retrata exatamente como este processo hierárquico pode representar as diferentes características observadas, como a relação densidade-morfologia.

A grande dispersão dos valores de abundâncias químicas encontrados até então foi um dos motivos de alguns autores acreditarem que o bojo tenha se formado e evoluído a partir de *mergers* de galáxias menores. Isto explicaria a alta dispersão das abundâncias químicas encontradas no bojo galáctico. Porém, um ponto que desfavorece significativamente este modelo é a existência de baixa quantidade de estrelas com movimento retrógrado no bojo galáctico (Wyse *et al.* 1997). Estudos de cinemática de estrelas e nebulosas planetárias (Beaulieu *et al.* 2000) mostram que no bojo, apesar de ter grande dispersão, os valores das velocidades radiais de suas componentes podem ser descritos por órbitas excêntricas.

A existência incontestável de galáxias menores em colisão com a nossa, favorece a hipótese de existência de *mergers* de galáxias em toda a escala de vida da nossa galáxia. Em contrapartida, as contradições anteriores fornecem pontos contra o cenário hierárquico para a formação do bojo. Esta discussão ainda está em aberto, porém estes *mergers* menores poderiam ser responsáveis pela formação do halo e disco espesso da galáxia (Pagel 1997, p.90).

1.1.3. Evolução Secular

Um terceiro modelo, denominado de evolução secular, baseia-se na formação do bojo a partir da instabilidade da região central de uma barra. Simulações numéricas de N-corpos (Combes & Sanders 1981) mostraram que uma barra que se desenvolve em um disco fino pode ficar mais espessa em um breve intervalo de tempo (~ 1 Gano). Ressonâncias orbitais e instabilidades causam o aquecimento vertical da barra, aumentando a dispersão de velocidades e sua altura com relação ao plano galáctico. Este aumento seria mais significativo nas regiões centrais da barra, formando um bojo com perfil tipo amendoim (Sellwood 1993).

A barra na região central da galáxia pode induzir o transporte de parte do gás para o seu

interior, causando um acréscimo de gás na região central da galáxia. Com o acréscimo de uma certa quantidade de gás, a barra ficaria instável e se romperia, formando o bojo. Após um certo tempo esta barra poderia voltar a se formar e continuar um processo cíclico de acreção de gás. Neste caso, a formação do bojo estaria ligada diretamente à dinâmica do disco (Friedli & Martinet 1993), e sua população estelar teria que se comportar quimicamente e cinematicamente como as regiões internas do disco (Kormendy 1982).

Esta ligação dinâmica e química com o disco poderia explicar a grande semelhança química entre as duas componentes. Os primeiros estudos das abundâncias químicas de nebulosas planetárias da região central mostraram que existe uma grande semelhança entre suas abundâncias químicas. Esta semelhança chegou a pôr em dúvida se os objetos observados realmente faziam parte do bojo, ou eram objetos do disco projetados nele. Felizmente, a cinemática, a distância e algumas pequenas peculiaridades químicas foram responsáveis pela distinção das duas populações.

O grande problema deste cenário é que os seus autores só conseguiram reproduzir bojos pequenos, observados em galáxias *late-type*. Os grandes bojos, de galáxias *early-type*, não são reproduzidos por este tipo de evolução.

Nos últimos anos, com o aumento das observações de estrelas e principalmente nebulosas planetárias (Escudero & Costa 2001, Escudero *et al.* 2004), tornou-se disponível uma amostra significativa de dados para poder-se fazer uma análise mais quantitativa da evolução do bojo galáctico.

1.2. Ingredientes de Um Modelo de Evolução Química

Um modelo de evolução química requer ingredientes que são usados para simular a evolução de uma determinada região. Estes ingredientes têm um papel decisivo na reprodução das abundâncias químicas, assim como na credibilidade de seus resultados. A seguir, apresentaremos a definição e características dos principais ingredientes de um modelo de evolução química.

1.2.1. Taxa de Formação Estelar

A taxa de formação estelar (SFR - *Star Formation Rate*) é um importante fator no que se refere à evolução química de uma galáxia. Seu valor nos fornece a quantidade total de gás convertida em estrelas, que pode depender de diversos fatores ambientais. A SFR influencia diretamente quase todos os resultados de um modelo de evolução química, pois afeta não só a quantidade de estrelas, mas também a densidade de gás do meio. Sua boa determinação tem grande importância no estudo de uma determinada região e, por esta razão, deve ser analisada com cuidado. Seu valor depende de diversos fatores, como densidade, temperatura, ventos, colisões, forças de marés, braços espirais, barras e outros. Porém, seria extremamente complexo quantificar precisamente sua dependência com todas as características que poderiam afetar a formação estelar. Mesmo que fosse possível, a complexidade de sua determinação inviabilizaria os cálculos numéricos, além de fornecer uma maior probabilidade de erros, do que credibilidade no resultado. Apesar disto, ainda podemos estabelecer correlações entre a SFR e alguns parâmetros físicos do meio, sendo que a maioria destas é estabelecida empiricamente, baseada em observações.

Métodos de Diagnósticos da SFR

Infelizmente não é possível uma determinação direta da quantidade de estrelas que é formada a partir do gás de uma galáxia. Isto se deve principalmente ao fato de não se ter resolução espacial para a medição da quantidade de estrelas em formação em uma galáxia. Desta forma, temos somente a possibilidade de inferir a SFR a partir de métodos indiretos. Estes métodos têm como base medir regiões ou linhas espectrais emitidas preferencialmente por de regiões de formação estelar. Temos por exemplo que em galáxias com alta formação estelar, existe uma significativa presença de estrelas massivas jovens que emitem uma grande parte de sua luminosidade no UV, que pode ser utilizada para estimar a presença de estrelas jovens e com isso estimar a SFR.

Mas, como fazer uma calibração entre o fluxo no contínuo UV e a SFR? Para isso são

utilizados modelos de síntese estelar (Bruzual & Charlot 1993, Bertelli *et al.* 1994, Leitherer & Heckman 1995, Leitherer *et al.* 1996 e Fioc & Rocca-Volmerange 1997). A partir de uma grade de trajetórias evolutivas estelares juntamente com modelos de atmosfera estelar ou bibliotecas de dados espectrais, podemos derivar a evolução de propriedades de estrelas de diversas massas com o tempo, como: cores, temperaturas, luminosidade e espectro. A partir disto, são utilizados modelos de síntese estelar, onde se simulam regiões com formações e evoluções estelares a fim de se obter propriedades integradas destas regiões para diferentes histórias de formação estelar. Com isso podemos obter correlações empíricas entre a SFR e propriedades integradas.

Os métodos mais comuns para se obter o valor da SFR de uma galáxia são (Kennicutt 1998b): cor integrada (Kennicutt *et al.* 1994), contínuo UV (Buat *et al.* 1989, Deharveng *et al.* 1994, Leitherer *et al.* 1995, Meurer *et al.* 1995, Cowie *et al.* 1997 e Madau *et al.* 1998), linhas de recombinação (Kennicutt 1983, Gallagher *et al.* 1984, Kennicutt *et al.* 1994, Leitherer & Heckman 1995 e Madau *et al.* 1998), linhas proibidas (Gallagher *et al.* 1989 e Kennicutt 1992) e contínuo infravermelho (Hunter *et al.* 1986, Lehnert & Heckman 1996, Meurer *et al.* 1997 e Kennicutt 1998a).

Dependência Com a Densidade Superficial

Uma das principais dependências da taxa de formação estelar é a densidade de gás. Intuitivamente podemos dizer que quanto maior for a densidade de gás, maior será a quantidade de matéria convertida em estrelas. A maioria das expressões utilizadas para a taxa de formação estelar é dada por uma lei de potência da densidade superficial de gás, onde esta dependência é obtida a partir de observações em nossa galáxia ou em galáxias externas. A forma mais usual da dependência da taxa formação estelar com a densidade superficial é dada pela equação (4), forma genérica da lei de Schmidt (1959):

$$SFR = c \sigma^k \quad (4)$$

, onde c é uma constante de proporcionalidade, σ a densidade superficial e k uma constante superior a 1.

Apesar de ter sido uma das primeiras leis para a formação estelar, a lei de Schmidt continua sendo a mais popular em modelos de galáxias (Portinari & Chiosi 1999). O que difere entre os autores é o valor da constante de proporcionalidade e do expoente. Estes valores são na maioria das vezes obtidos empiricamente a partir de observações de galáxias espirais e *starburst* (Schmidt 1959, Buat *et al.* 1989, Kennicutt 1998a,b). O valor mais aceito foi obtido por Kennicutt (1998b), onde $k = 1.4 \pm 0.15$ e $c = (2.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} M_{\odot} \text{ano}^{-1} \text{kpc}^{-2}$. Outros valores, baseados em SFR derivados a

partir do fluxo H, UV e FIR, também foram obtidos por outros autores (Buat *et al.* 1989, Kennicutt 1989, Buat 1992, Boselli 1994, Deharveng *et al.* 1994 e Boselli *et al.* 1995) e os valores dos expoentes variam entre 0.9 e 1.7.

Dependência Com a Densidade Volumétrica

Intuitivamente podemos dizer que a taxa de formação estelar deve ser necessariamente dependente da densidade volumétrica do gás do meio. Isto se deve principalmente ao fato do universo ser tridimensional e não bidimensional. Todo o gás contido no disco da galáxia ou em qualquer outro local possui uma densidade volumétrica. Porém, em observações de galáxias externas, é extremamente difícil a determinação da profundidade do campo. Quando se mede a densidade, temos o valor da densidade colunar e não da volumétrica, por isso obtemos sempre a densidade superficial da galáxia observada. Como foi visto da seção anterior, as correlações obtidas empiricamente/observacionalmente entre a SFR e densidade do meio sempre utilizam a densidade superficial, pois é ela que observamos.

Porém, existem alguns autores que propuseram dependência entre a SFR e a densidade volumétrica de forma teórica ou de extrapolação com a densidade superficial (Köppen *et al.* 1995, Kennicutt 1998a, Elmegreen 2002). Uma das expressões utilizadas para a SFR volumétrica (ρ_{SFR}) é dada por Kennicutt (1998a) e expressa pela equação 5.

$$\rho_{SFR} \propto \frac{\rho_{gás}}{(G \rho_{gás})^{-0.5}} \propto \rho_{gás}^{1.5} \quad (5)$$

Köppen e colaboradores (1995) também obtiveram uma expressão para a ρ_{SFR} , porém com um valor 2 para o expoente. Neste trabalho, obtiveram este valor de expoente para a lei de Schmidt para ter um estado de equilíbrio no processo de auto-regulagem da formação estelar. Tal valor também foi utilizado por Samland e colaboradores (1997) para modelar a evolução do disco de nossa galáxia (equação 6).

$$\rho_{SF} = c_{SF} \eta_{SF}(T_{CM}) \rho_{CM}^2$$

onde $\eta_{SF}(T_{CM}) = \left[\frac{(10^3 K)^2}{(10^3 K)^2 + T_{CM}^2} \right]^2$ e $c_{SF} = 2.55 \cdot 10^8 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (6)

Nakasato e Nomoto (2003) fornecem uma expressão alternativa para a taxa de formação estelar a partir da densidade volumétrica, que pode ser dada por:

$$M_{star} = \left[1 - \frac{1}{1 + 0.5(\delta t / t_{starform})} \right] \pi h^3 \rho \quad (7)$$

1.2.2. *Infall*

A taxa de *infall* de um gás em queda ainda é pouco estudada na literatura. Seu valor depende de vários fatores como quantidade total de matéria do meio, densidade do gás e colisões do gás. Uma das formas mais usuais de se definir a taxa de *infall* é a partir de um perfil exponencial dado por:

$$\dot{M}(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (8)$$

, onde τ é a escala de tempo para o acréscimo de material ao meio (Chiosi 1980). Apesar de ser uma forma simplificada de representar a taxa de acréscimo de gás em uma determinada região, os modelos de evolução química que a utilizam têm mostrado bons resultados quando comparados com os vínculos observacionais (Chiappini 1997).

Utilizando uma taxa de *infall* exponencial com o tempo (equação 8) podemos estimar a constante de proporcionalidade sabendo a quantidade total de matéria que deve cair sobre o meio.

$$\dot{M}(t) = A e^{-t/\tau} \quad (9)$$

$$M_T = A \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} dt = -A\tau [e^{-t/\tau}]_0^{\infty} = -A\tau [0 - 1] \quad (10)$$

$$M_T = A\tau \quad (11)$$

Para sabermos qual a quantidade de matéria que cai em um intervalo de tempo Δt integramos a taxa de *infall* com o tempo da seguinte forma:

$$\Delta M = \int_t^{t+\Delta t} \dot{M}(t) dt \quad (12)$$

$$\Delta M = -A\tau \left[e^{-t/\tau} \right]_t^{t+\Delta t} = -A\tau \left[e^{-(t+\Delta t)/\tau} - e^{-t/\tau} \right] = -M_T \left[e^{-(t+\Delta t)/\tau} - e^{-t/\tau} \right] \quad (13)$$

Com isso, temos a expressão de quantidade de massa que é acretada pelo sistema para cada intervalo de tempo. Porém, quando temos um sistema aberto, onde a massa do halo pode ser constantemente alterada devido a ventos, acreção de satélites ou qualquer outro mecanismo é conveniente expressarmos o valor de ΔM em função da massa restante do *infall*, MF :

$$MF = A \int_t^{\infty} e^{t/\tau} dt \quad (14)$$

$$MF = -A\tau \left[e^{-t/\tau} \right]_t^{\infty} = -A\tau \left[0 - e^{-t/\tau} \right] = A\tau e^{-t/\tau} \quad (15)$$

Unindo as equações (13) e (15) temos:

$$\Delta M = -MF e^{t/\tau} \left[e^{-(t+\Delta t)/\tau} - e^{-t/\tau} \right] \quad (16)$$

Até o momento, assumimos que o *infall* de gás se inicia em $t=0$ e termina em $t=\infty$. Porém, existem casos onde a queda de gás pode ter um atraso com relação ao tempo de referência do modelo, por isso é conveniente definirmos a quantidade de gás em função não só da quantidade de matéria restante do *infall*, mas também de um tempo inicial e final genérico:

$$M_T = A \int_{t_i}^{t_f} e^{-t/\tau} dt = -A\tau \left[e^{-t/\tau} \right]_{t_i}^{t_f} = -A\tau \left[e^{-t_f/\tau} - e^{-t_i/\tau} \right] \quad (17)$$

$$MF = A \int_t^{t_f} e^{-t/\tau} dt = -A\tau \left[e^{-t/\tau} \right]_t^{t_f} = -A\tau \left[e^{-t_f/\tau} - e^{-t/\tau} \right] \quad (18)$$

$$\Delta M = A \int_t^{t+\Delta t} e^{-t/\tau} dt = -A\tau \left[e^{-t/\tau} \right]_t^{t+\Delta t} = -A\tau \left[e^{-(t+\Delta t)/\tau} - e^{-t/\tau} \right] \quad (19)$$

Unindo as equações (18) e (19) temos:

$$\Delta M = MF \frac{e^{-(t+\Delta t)/\tau} - e^{-t/\tau}}{e^{-t_f/\tau} - e^{-t/\tau}} \quad (20)$$

Intuitivamente podemos refinar ainda mais a expressão para a taxa de *infall* de gás. É de se esperar que o gás, no começo da evolução da galáxia tivesse uma taxa de *infall* igual a zero, crescendo gradativamente até atingir um valor máximo. Neste ponto, poderíamos definir como sendo a época de máximo *infall* de gás. Posteriormente, a taxa de *infall* reduziria até atingir o valor atual. Este é o perfil adotado por Ferreras *et al.* (2003) que é dado pela equação:

$$\dot{M}(t)_{\infty} \begin{cases} \exp(\Delta t^2/2\tau_1^2), & \Delta t > 0 \\ \exp(\Delta t^2/2\tau_2^2), & \Delta t \leq 0 \end{cases} \quad (21)$$

, onde $\Delta t \equiv t - t(z_F)$ e z_F é o *redshift* de formação, definido como a época de máximo *infall*.

1.2.3. Sistemas Binários e SNIa

Uma parte significativa das estrelas que observamos está em sistemas binários. Não se sabe ao certo a proporção exata de estrelas neste tipo de sistema, pois sua detecção não é uma tarefa fácil. Fotometricamente, seria possível detectar somente sistemas cuja separação angular entre suas companheiras é suficientemente grande para ser visível na câmara CCD. Por isso, sua medição passa a ser possível quase que exclusivamente por efeito Doppler do movimento orbital entre elas. Esta técnica requer grande tempo de análise, pois é preciso ter medidas dos perfis espectrais de suas linhas no decorrer de uma grande faixa de tempo. Em muitos casos, este tempo deve ser superior a alguns anos.

Estrelas que fazem parte de sistemas binários podem ter uma evolução diferente das que se encontram isoladas. Dependendo das massas das estrelas que compõem o sistema binário, ele pode evoluir para se tornar uma supernova do tipo Ia. A formação da SNIa ocorre basicamente quando uma das companheiras do sistema binário atinge massa o suficiente para ultrapassar o limite de Chandrasekhar (por volta de $1.44 M_{\odot}$). Contudo, para que este acréscimo de massa ocorra, foram propostos alguns modelos, dos quais os mais aceitos são basicamente dois: degenerado simples e duplamente degenerado.

O modelo degenerado simples (Whelan & Iben 1973) se baseia na existência de um sistema binário de estrelas, onde a mais massiva evolui normalmente até se transformar em uma anã branca.

Isto já cria a primeira restrição para formação deste sistema: a mais massiva deverá possuir uma massa inicial de até $8.0 M_{\odot}$. Após a formação anã branca, a estrela menos massiva, chamada de estrela secundária, evolui até entrar no ramo das gigantes. Nesta fase, e dependendo da proximidade do sistema, a gigante vermelha perderá massa para a sua companheira anã branca. Se a estrela primária receber massa o suficiente para atingir o limite de Chandrasekhar, ocorrerá a deflagração ou detonação do carbono da anã branca causando uma explosão da supernova do tipo Ia. A massa total de sistema inicial, neste modelo, estaria limitada a $16 M_{\odot}$, uma vez que o valor limite de massa para qualquer uma das estrelas é de $8 M_{\odot}$ (limite para que se transforme em uma anã branca). Como o evento de SN ocorre quando a estrela secundária atinge o ramo das gigantes vermelhas, o tempo para que o sistema exploda é regido unicamente pelo tempo de vida das estrelas de menor massa.

O segundo modelo, duplamente degenerado, se baseia na fusão de duas estrelas anãs brancas (Iben & Tutukov 1984). Após a evolução da estrela primária, o sistema passaria a ser composto de duas anãs brancas orbitando entre si. Com a emissão de ondas gravitacionais pelo sistema de anã branca, as órbitas das estrelas ficariam instáveis a ponto de se aproximarem e se fundirem. Ao se colidirem, a massa ultrapassaria o mesmo limite de Chandrasekhar do modelo anterior, deflagrando o C e explodindo em uma SNIa. Neste caso, o tempo de vida do sistema é regido pelo tempo de vida da estrela secundária mais o tempo necessário para desestabilizar as órbitas das estrelas e fazerem com que elas colidam entre si.

Um dos pontos que precisam ser abordados com cuidado na formação dos sistemas binários é a forma em que as estrelas de diferentes massas se combinam. Dependendo de como é a razão entre as massas, o tempo de vida e a quantidade de SNIa para cada massa de estrela secundária podem ser diferentes e conseqüentemente afetar a abundância do meio de maneira diferente. Neste trabalho fizemos a análise de duas formas básicas de combinação entre as estrelas, denominadas *método da distribuição aleatória* e *distribuição por fragmentação*.

Método da distribuição de massa aleatória

Este método se baseia na combinação das estrelas de diferentes massas assumindo que o número de estrelas de cada massa estelar tem uma distribuição que segue a função de massa inicial. Com isso, podemos calcular o número de sistemas binários onde a estrela secundária possui uma determinada massa i a partir de uma combinação simples entre as estrelas:

Se definirmos $N_{T,i} = N_{B,i} + N_{S,i}$, onde $N_{T,i}$, $N_{B,i}$ e $N_{S,i}$ são respectivamente o número total de estrelas para cada massa i , o número de estrelas que se encontram em sistemas binários que

originarão SNIa e de estrelas que não são binárias.

$$\text{Se } N_{B,i} = \alpha_{\text{SNIa}} N_{T,i} \text{ e } N_{S,i} = (1 - \alpha_{\text{SNIa}}) N_{T,i} \rightarrow N_{B,i} = \frac{\alpha_{\text{SNIa}}}{1 - \alpha_{\text{SNIa}}} N_{S,i}$$

Definiremos como número total de sistemas onde a massa da estrela secundária é m_j como sendo n_j (equação 22):

$$n_j = \frac{1}{2} \left(\sum_j N_j \right) \frac{N_j}{\sum_j N_j} = \frac{N_j}{2}, \text{ onde } N_j = \sum_{i>j} N_{B,i} N_{B,j} + \frac{N_{B,j}}{2!(N_{B,j}-2)!} \quad (22)$$

Distribuição Por Fragmentação

Esta forma de distribuição das estrelas baseia-se em que a massa do sistema binário segue a distribuição da Função de Massa Inicial. Com isso, a IMF da estrela secundária pode ser reescrita (equação 23 a 25) levando em conta também a razão das massas das estrelas que constituem o sistema. Esta razão de massa entre a estrela secundária e primária do sistema é fornecida pela função (26).

Usando a relação para um *burst* de formação estelar (Ferrini 1992):

$$\varphi_B(m) dm = \alpha_B(m) \varphi(m) dm \quad (23)$$

$$\varphi_B(m) = \begin{cases} \alpha_B = 0.1 & \text{se } 3 M_0 \leq m \leq 16 M_0 \\ 0 & \text{restante} \end{cases} \quad (24)$$

$$\varphi_s(m) dm = \left[\int_{M_{B,inf}}^{M_{B,sup}} \frac{m}{m_B} f\left(\frac{m}{m_B}\right) \frac{\varphi_B(m_B)}{m_B} dm_B \right] dm \quad (25)$$

$$f(\mu) = 2^{1+\gamma} (1+\gamma) \mu^\gamma \quad (26)$$

Onde, $m_B = m_p + m_s$, $M_{B,inf} = \max(2m, M_{Bm}, m_{p,min} + m)$, $M_{B,sup} = \min(M_{Bm}, m_{p,max} + m)$, $m_{p,max} = 8 M_0$ e $m_{p,min} = 1.5 M_0$.

1.2.4. Função de Massa Inicial

Define-se Função de Massa Inicial (IMF – *Initial Mass Function*) como a distribuição das massas estelares que se formam em um evento de formação estelar em um dado volume do espaço (Kroupa 2002). Esta distribuição ainda não foi definida com exatidão e atualmente existem diversas expressões já calculadas na literatura. A mais utilizada até hoje é a lei de *Salpeter* (equação 27) que é descrita por uma lei de potência, onde K é uma constante de normalização e α o expoente, que dita a inclinação da curva.

O estudo da distribuição das massas estelares tem grande importância em uma boa determinação da história evolutiva de uma determinada região. Estrelas com diferentes massas possuem tempo de vida e produção química completamente independentes entre si. Estrelas massivas são responsáveis pelo enriquecimento do meio interestelar por elementos pesados, como oxigênio e ferro; já estrelas menos massivas produzem elementos leves como hélio e nitrogênio. O que realmente define a classificação entre estrelas massivas, intermediárias e de baixa massa é um pouco relativo e pode variar segundo o autor. Neste trabalho utilizamos a notação dada por Kroupa (2002), que fornece não só o intervalo de massa, mas as também suas características na determinação da IMF:

Anãs Marrons: até 0.072 massas solares. São estrelas que não possuem massa suficiente para queimar hidrogênio em hélio e por isso não emitem luz. São responsáveis por retirar massa de gás do meio interestelar convertendo-a em objetos estáticos, que não restituirão elementos químicos ao meio.

Estrelas de Muita Baixa Massa: entre 0.072 e 0.5 massas solares. Estes objetos, juntamente com os anteriores, foram até a década de 90 especulados como serem responsáveis pela matéria escura da galáxia. São objetos que possuem baixa luminosidade e que supostamente eram criados em grande quantidade, já que por extrapolação uma IMF exponencial diverge em $m \rightarrow 0$. A partir de observações concluiu-se que a inclinação da IMF reduz para baixa massa, resolvendo este problema (Chabrier 2002). Os objetos de muito baixa massa e as anãs marrons têm uma contribuição insignificante para o total da densidade de massa local.

Estrelas de Baixa Massa: entre 0.5 e 1.0 massas solares. São estrelas que ainda não possuem idade suficiente para serem responsáveis pela produção de elementos químicos, mas existem em abundância na galáxia. Estrelas de 1.0 massa solar têm um tempo de vida comparável à idade da galáxia, o que significa que os objetos desta massa, que se formaram na origem da

galáxia, devem estar ejetando nebulosas planetária nos dias de hoje.

Estrelas de Massa Intermediária: entre 1 e 8 massas solares. Objetos responsáveis pela produção de elementos leves. Suas idades variam entre a idade do universo e alguns milhões de anos.

Estrelas de Alta Massa: maiores do que 8 massas solares. Estes objetos, apesar de não serem abundantes em nossa galáxia, são os responsáveis pela produção de elementos pesados. O estudo de sua distribuição de massa se complica, pois a maior parte da energia emitida por estes objetos se encontra na região do ultravioleta, que é absorvido por nossa atmosfera. A medição de sua magnitude na banda V não é suficiente para uma análise da distribuição de massa. Uma estrela de 85 massas solares, por exemplo, tem a mesma magnitude na banda V que uma de 40 massas. Outro grande problema em estrelas deste faixa é que observações têm mostrado que estes objetos estão em sua maioria em sistemas binários ou múltiplos (Duchene *et al.* 2001, Preibisch *et al.* 1999). Sua multiplicidade não é resolvida, resultando no ocultamento de sua companheira menos massiva.

Uma determinação exata da função de massa inicial a partir de observações é uma difícil tarefa, uma vez que na maioria dos casos, não observamos estrelas de todas as massas que se formaram exatamente no mesmo tempo. O que temos é um conjunto de estrelas que se encontram numa mesma região, mas se formaram em épocas completamente distintas. Podemos estar observando variações entre idades de 10 Ganos ou até superiores a esta. Isto dificulta muito o trabalho, pois antes de determinar a distribuição da IMF, temos que determinar as idades dos objetos da amostra.

Para um modelo de evolução química, o que utilizamos é a IMF que nos fornece a quantidade de estrelas por intervalo de massa. A mais usual até hoje é a lei de Salpeter que é uma lei de potência simples (equação 27 e 28), contudo existem algumas discordâncias desta lei com as demais que é a quantidade de estrelas que são formadas com baixa e alta massa. Aparentemente, existe um excesso de estrelas de baixa e alta massa dada pela distribuição que não representa a realidade. A expressão que utilizaremos neste trabalho é dada por Kroupa (Pagel 1997) (equação 29) que apresenta uma distribuição mais realista com os dados observacionais (Kroupa 2002).

$$\varphi(m)dm = K m^{-\alpha} dm \quad (27)$$

$$\int_{m_i}^{m_f} m \varphi(m) dm = 1 \quad (28)$$

$$\begin{aligned} m \phi(m) &= 0.93 m^{0.15}; 0.1 \leq m \leq 0.5 \\ m \phi(m) &= 0.46 m^{-0.85}; 0.5 \leq m \leq 1.0 \\ m \phi(m) &= 0.46 m^{-2.4}; 1.0 \leq m \leq 3.16 \\ m \phi(m) &= 0.21 m^{-1.7}; 3.16 \leq m \leq 100 \end{aligned} \quad (29)$$

1.2.5. Yields Estelares

A determinação das contribuições estelares para a composição química do meio é um dos mais importantes ingredientes que um modelo de evolução química precisa possuir. Saber quanto de cada elemento ele produz e ajeta para o meio, além da época em que ocorre tal evento, é um dos pontos chaves para estudar quimicamente uma determinada região.

Os estudos desta contribuição têm atualmente como base modelos numéricos de evolução estelar que reproduzem tanto estrelas de baixa massa (Renzini & Voli 1981, van den Hoek & Groenewegen 1997, Marigo *et al.* 1997) quanto as mais massivas (Woosley & Weaver 1995, Tsujimoto *et al.* 1995, Thielemann *et al.* 1996, Nakamura *et al.* 2001). Cada uma destas faixas de massas possui um papel importante no enriquecimento químico do meio em estudo.

Alguns parâmetros definidos em um modelo de evolução estelar são importantes e influenciáveis nos dados de saída, por isso precisamos ter sempre em mente quais tipos de modelos são mais realistas e consistentes com a realidade. Utilizar modelos não realistas, mas que reproduzem dados observacionais com razoável precisão, podem causar um ofuscamento de erros em outras demais partes do código.

Um dos parâmetros importantes de modelos de evolução estelar é o tratamento do *overshooting*. Modelos mais conservadores, tratam as camadas convectivas de estrelas como sendo a região onde a aceleração do gás é igual a zero. Porém, se fizermos uma análise mais detalhada deste fato, temos que esta pode ser uma visão simplista do processo convectivo no interior estelar. O fluido que compõem a camada convectiva pode atingir o suposto final da zona de convecção que seria definido com a região de aceleração zero, com uma velocidade terminal diferente de zero. Isto faria com que o fluido convectivo entrasse na zona radiativa percorrendo um trecho a mais. Este modelo, considerando a penetração do fluido convectivo é denominado modelo com *overshooting*

(Chiosi 1986).

Modelos com *overshooting* alteram grande parte dos parâmetros estelares, como a massa no núcleo das estrelas, sua perda de massa e a quantidade de elementos químicos que é ejetada durante sua evolução e morte. Isto tem um importante papel nos modelos de evolução. Um exemplo de modelos com grande *overshooting* na estrutura estelar são os de Marigo *et al.* (1997).

Praticamente todos os elementos químicos são formados em estrelas e ejetados para o meio a partir de ventos ou explosões estelares. A quantidade de elementos químicos produzidos por estrelas ainda não é perfeitamente conhecida. Sua determinação observacional não é precisa, pois grande parte das abundâncias observadas não é proveniente dos processos químicos da estrela, mas resquícios da abundância do meio no qual ela se formou. Outro problema é que a quantidade destes elementos depende fortemente da massa da estrela progenitora, que possui uma grande imprecisão na sua determinação.

Por estes motivos, que os modelos de evolução química usam as contribuições químicas estelares calculadas a partir de modelos numéricos.

Os *yields* estelares utilizados neste trabalho foram obtidos de Hoek & Groenewegen (1997) para as estrelas de massa intermediária, Woosley & Weaver (1995) e Tsujimoto *et al.* (1995) para as supernovas tipo II e Tsujimoto *et al.* 1995 para as SNIa.

1.2.6. Massa Total do Sistema

A massa total do sistema tem como característica influenciar diretamente a taxa de formação estelar, e conseqüentemente a produção dos elementos químicos pelas estrelas. Além disso, ela será responsável pela quantidade de gás no meio, afetando a diluição dos elementos produzidos pelas estrelas no material interestelar.

A forma mais conveniente de se determinar a quantidade total de matéria que está localizada na região central da galáxia é a partir da curva de rotação (Schmidt 1965, Clemens 1985, Rohlfs & Kreitschmann 1987, Burton & Liszt 1993 e Amaral *et al.* 1996). Levando em conta que o gás e as estrelas estão em órbitas estáveis em torno da galáxia, podemos estimar a quantidade de matéria responsável por esta velocidade tangencial.

Amaral e colaboradores (1996) determinaram um perfil de densidade para o bojo e o disco galáctico a partir de nebulosas planetárias e estrelas AGB. Este perfil pode ser utilizado para estimar a quantidade de matéria dentro da região central. Segundo os autores, este perfil de densidade pode ser dividido em três componentes principais:

i. uma componente central que pode ser representada por uma função fornecida por Hernquist (1990):

$$\rho(R) = \frac{M_b a}{2\pi R} \frac{1}{(R+a)^3} \quad (30)$$

ii. uma segunda componente que representa uma densidade superficial estelar do disco, que é dada por uma soma de duas funções exponenciais:

$$\sigma(R) = \sigma_1 \exp(-R/\alpha_1) + \sigma_2 \exp(-R/\alpha_2) \quad (31)$$

iii. e por último, uma expressão representando a componente gasosa do disco, obtida a partir de um ajuste dos dados de CO e HII de Sanders *et al.* (1984):

$$\sigma(R) = \sigma_0 e^{(-\rho R)^2} + \frac{a_1 R^z}{(b_1^2 + R^2)^{5/2}} + \frac{a_2 R^z}{(b_2^2 + R^2)^{5/2}} \quad (32)$$

As constantes fornecidas são $\sigma_0 = 300 M_0 \text{ pc}^{-2}$, $p = 0.90 \text{ kpc}^{-1}$, $a_1 = 12250 \text{ kpc}^3 M_0 \text{ p}^{-2}$, $b_1 = 4.20 \text{ kpc}$, $a_2 = -1475 \text{ kpc}^3 M_0 \text{ pc}^{-2}$ e $b_2 = 2.25 \text{ kpc}$. Os parâmetros M_b e a , para o bojo, e σ_1 e σ_2 para o disco foram considerados como variáveis.

Podemos ver na figura 4 que quase toda a massa estelar desta componente se encontra localizada no centro da galáxia. Mais especificamente, em uma distância galactocêntrica inferior a 0.5 kpc. Comparando ao raio do disco podemos dizer que sua atuação é exclusiva no bojo. Já a componente estelar do disco (figura 5) se estende desde a região central até os limites do disco. É importante ressaltar que apesar de haver uma grande quantidade de estrelas na região central, não foi definido ao certo se elas são provenientes de uma evolução do disco, ou se pertencem a uma população do bojo. Para resolver este impasse, é necessário um estudo químico destes objetos. Por último, temos o perfil de densidade do gás do disco (figura 6), que curiosamente mostra uma grande quantidade na região central. Outra peculiaridade que pode ser observada é o decréscimo da densidade entre 2 e 3 kpc. Neste trabalho não entraremos especificamente neste ponto, mas podemos dizer que esta redução do gás poderia ser um indício da presença de uma barra no bojo galáctico. É importante lembrar que este gráfico nos fornece a densidade superficial, o que não significa que o bojo possua muito mais gás do que o disco. Amores e colaboradores (2005) obtiveram uma curva de densidade para o gás na região central da galáxia mostrando que esta grande quantidade de gás está localizada um pouco mais externamente ao bojo do que o perfil dado na figura 6.

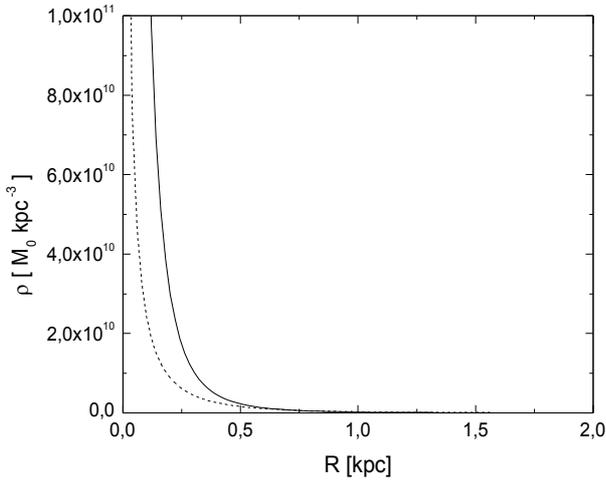


Figura 4. Perfil de densidade das estrelas do bojo com relação à distância galactocêntrica tridimensional. A linha cheia é a hipótese 1 e a tracejada a hipótese 2.

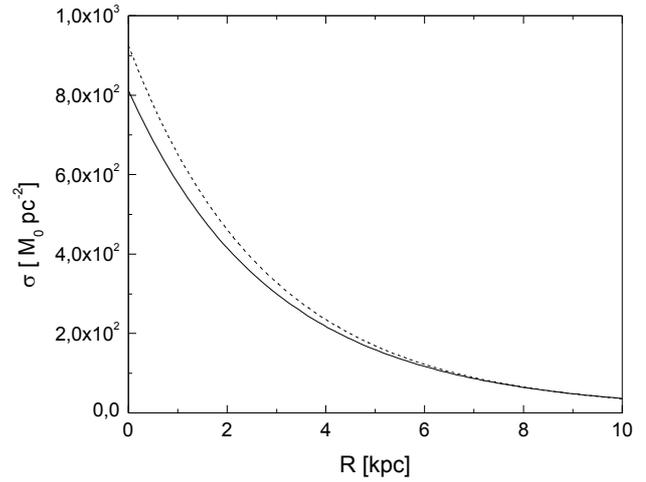


Figura 5. Perfil de densidade das estrelas do disco com relação ao raio galactocêntrico. A linha cheia é a hipótese 1 e a tracejada a hipótese 2.

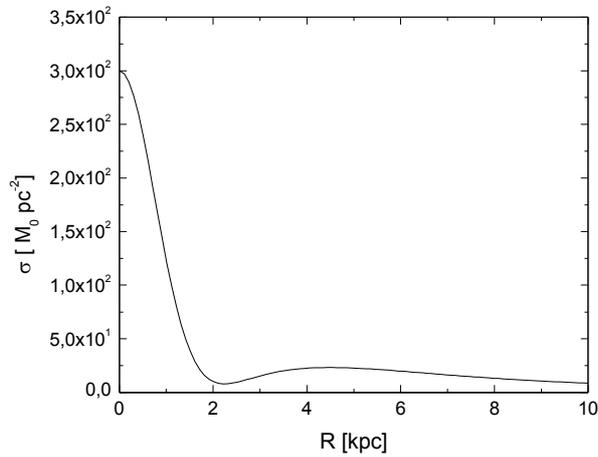


Figura 6. Perfil de densidade do gás do disco com relação à distância galactocêntrica.

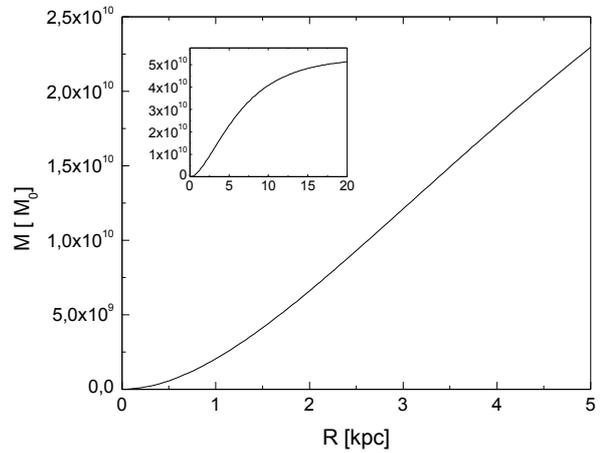


Figura 7. Massa acumulada de estrelas do disco com relação ao raio galactocêntrico.

A massa da componente estelar do bojo calculada pelos autores é de $1,24 \cdot 10^{10} M_0$ (hipótese 1) e de $1,40 \cdot 10^{10} M_0$ (hipótese 2). Porém ainda temos que considerar a massa contida em estrelas do disco, que estão inseridas na região central. Apesar da componente esférica ser considerada a mais importante na determinação da massa, não podemos desprezar o disco no interior do bojo. Contudo, o disco interno ao bojo não deve ter a mesma escala de altura do próprio bojo, e como a maioria das observações são feitas a grandes latitudes, superiores a 7° , devemos estar observando preferencialmente a componente esférica do que o próprio disco.

Outros trabalhos têm dado o enfoque em determinar a quantidade de massa em gás no interior da galáxia, contudo esta não é uma tarefa fácil (Amores *et al.* 2005). Devido a grande extinção interestelar na direção do bojo, a dispersão dos valores e presença dos braços espirais, os valores

ainda não são bem determinados. Devido a inexistência de dados com precisão que nos forneça a quantidade exata de gás no bojo, não utilizaremos este parâmetro como vínculo observacional. A quantidade de matéria total do sistema tem um papel mais importante do que propriamente a divisão entre gás e estrelas.

A cinemática de estrelas também nós fornece bons resultados para determinação da massa do bojo. Um exemplo é trabalho desenvolvido por Sellgren (1989) (figura 7) que, a partir de uma coletânea de objetos, pôde determinar a massa do bojo em função do raio galactocêntrico (figura 7). Existem também outros trabalhos para determinação da massa central (Lacy 1989, McGinn *et al.* 1989), mas o mais importante para esta dissertação é a massa total do bojo, ao invés da região central.

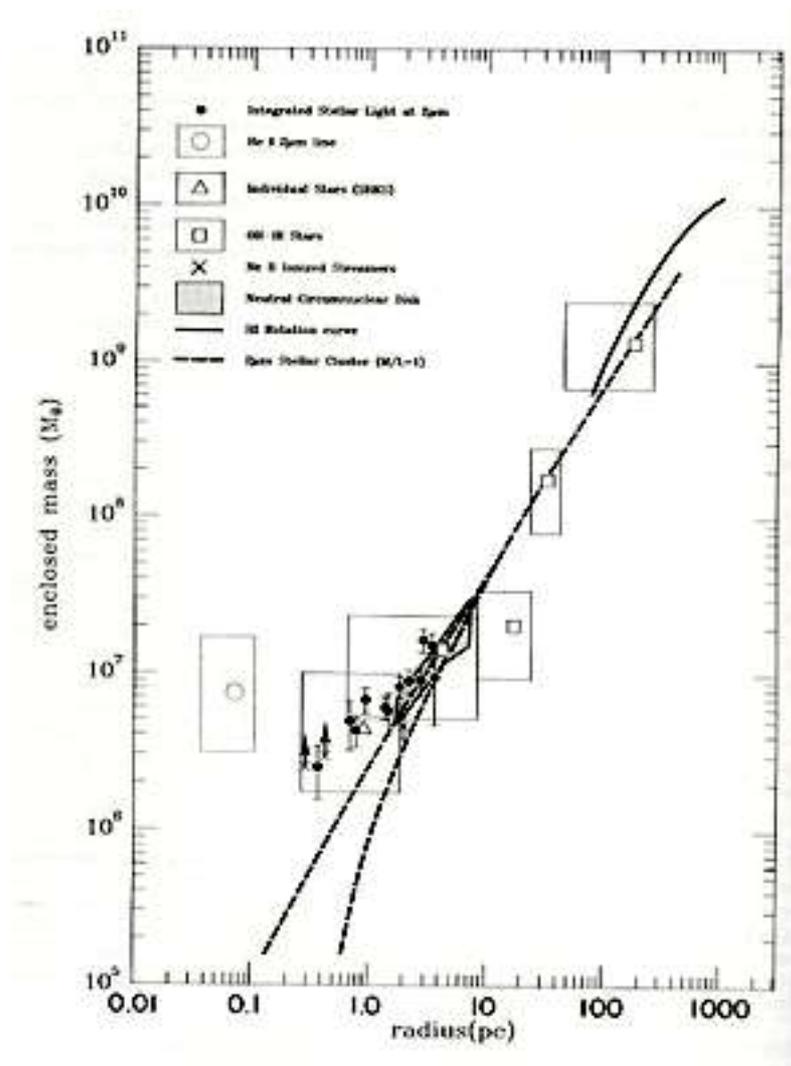


Figura 8. Massa acumulada do bojo com relação ao raio galactocêntrico. Retirada de Sellgren (1989).

1.2.7. Ventos

Ventos galácticos têm se mostrado eficientes em vários modelos de evolução química para explicar os valores das abundâncias químicas de galáxias elípticas e anãs (Marconi *et al.* 1994, Lanfranchi 2004, Tenorio-Tagle 1996, Tenorio-Tagle & Muñoz-Tuñón 1998, Mac Low & Ferrara 1998 e Strickland & Stevens 1998).

A forma como podemos perder massa a partir de ventos produzidos por supernovae ainda não está bem resolvida. Trabalhos que fazem simulações de ventos, consideram diversos fatores ambientais do meio, o que torna quase que inviável generalizar seus resultados. Alguns parâmetros que influenciam na perda de massa por explosões de supernovas são: energia das SN, densidade, temperatura, metalicidade e velocidade do gás do meio interestelar e outros.

Esta dificuldade de quantificar estas perdas de massa para o caso do bojo, foi um dos motivos de Ferraras e colaboradores (2003) utilizarem este parâmetro como livre dentro de seu modelo de evolução química para o bojo. Inserir as equações de perda de massa por ventos em um modelo de evolução química pode trazer mais dificuldades do que vantagens, uma vez que os parâmetros de entrada seriam aumentados consideravelmente.

1.2.8. Abundância Solar

Para comparar os dados resultantes do modelo de evolução química, com os observacionais, precisamos usar a abundância solar para transformar a abundância numérica em abundância relativa a solar. Neste trabalho utilizaremos os valores fornecidos por Anders & Grevesse (1989) (tabela 1).

Tabela 1. Abundância solar dos elementos químicos das em fração de massa. Dados obtidos de Woosley & Weaver (1995).

Isótopo	Fraq. de Mas.	Isótopo	Fraq. de Mas.	Isótopo	Fraq. de Mas.
¹ H	7.06(-1)	³⁰ Si	2.35(-5)	⁵¹ V	3.77(-7)
² H	4.80(-5)	³¹ P	8.16(-6)	⁵⁰ Cr	7.42(-7)
³ He	2.93(-5)	³² S	3.96(-4)	⁵² Cr	1.49(-5)
⁴ He	2.75(-1)	³³ S	3.22(-6)	⁵³ Cr	1.72(-6)
⁶ Li	6.50(-10)	³⁴ S	1.87(-5)	⁵⁴ Cr	4.36(-7)
⁷ Li	9.35(-9)	³⁶ S	9.38(-8)	⁵⁵ Mn	1.33(-5)
⁹ Be	1.66(-10)	³⁵ Cl	2.53(-6)	⁵⁴ Fe	7.13(-5)
¹⁰ B	1.07(-9)	³⁷ Cl	8.55(-7)	⁵⁶ Fe	1.17(-3)
¹¹ B	4.73(-9)	³⁶ Ar	7.74(-5)	⁵⁷ Fe	2.86(-5)

¹² C	3.03(-3)	³⁸ Ar	1.54(-5)	⁵⁸ Fe	3.70(-6)
¹³ C	3.65(-5)	⁴⁰ Ar	2.53(-8)	⁵⁹ Co	3.36(-6)
¹⁴ N	1.11(-3)	³⁹ K	3.47(-6)	⁵⁸ Ni	4.94(-5)
¹⁵ N	4.36(-6)	⁴⁰ K	5.54(-9)	⁶⁰ Ni	1.96(-5)
¹⁶ O	9.59(-3)	⁴¹ K	2.63(-7)	⁶¹ Ni	8.60(-7)
¹⁷ O	3.89(-6)	⁴⁰ Ca	5.99(-5)	⁶³ Ni	2.78(-6)
¹⁸ O	2.17(-5)	⁴² Ca	4.20(-7)	⁶⁴ Ni	7.27(-7)
¹⁹ F	4.05(-7)	⁴³ Ca	8.97(-8)	⁶³ Cu	5.75(-7)
²⁰ Ne	1.62(-3)	⁴⁴ Ca	1.43(-6)	⁶⁵ Cu	2.65(-7)
²¹ Ne	4.13(-6)	⁴⁶ Ca	2.79(-9)	⁶⁴ Zn	9.92(-7)
²² Ne	1.30(-4)	⁴⁸ Ca	1.38(-7)	⁶⁶ Zn	5.88(-7)
²³ Na	3.34(-5)	⁴⁵ Sc	3.89(-8)	⁶⁷ Zn	8.76(-8)
²⁴ Mg	5.15(-4)	⁴⁶ Ti	2.23(-7)	⁶⁸ Zn	4.06(-7)
²⁵ Mg	6.77(-5)	⁴⁷ Ti	2.08(7)	⁷⁰ Zn	1.38(-8)
²⁶ Mg	7.76(-5)	⁴⁸ Ti	2.15(-6)	⁶⁹ Ga	3.96(-8)
²⁷ Al	5.81(-5)	⁴⁹ Ti	1.64(-7)	⁷¹ Ga	2.71(-8)
²⁸ Si	6.53(-4)	⁵⁰ Ti	1.64(-7)	⁷⁰ Ge	4.32(-8)
²⁹ Si	3.43(-5)	⁵⁰ V	9.26(-10)		

2. Observação e Redução de Dados

2.1. Observações

As observações foram realizadas em dois telescópios: 1.60 LNA (Laboratório Nacional de Astrofísica - Brasil) e 1.52 ESO (European Southern Observatory – Chile) durante os anos de 2001, 2002 e 2003 (tabela 2). Os instrumentos utilizados foram o espectrógrafos Cassegrain (figura 9) com rede de 300 l/mm e 600 l/mm respectivamente para os dois telescópios, resultando em uma dispersão média de 4.4 Å/pixel e 2.2 Å/pixel. Em ambos os telescópios foi feita espectroscopia de fenda longa, com fendas de largura de 2".

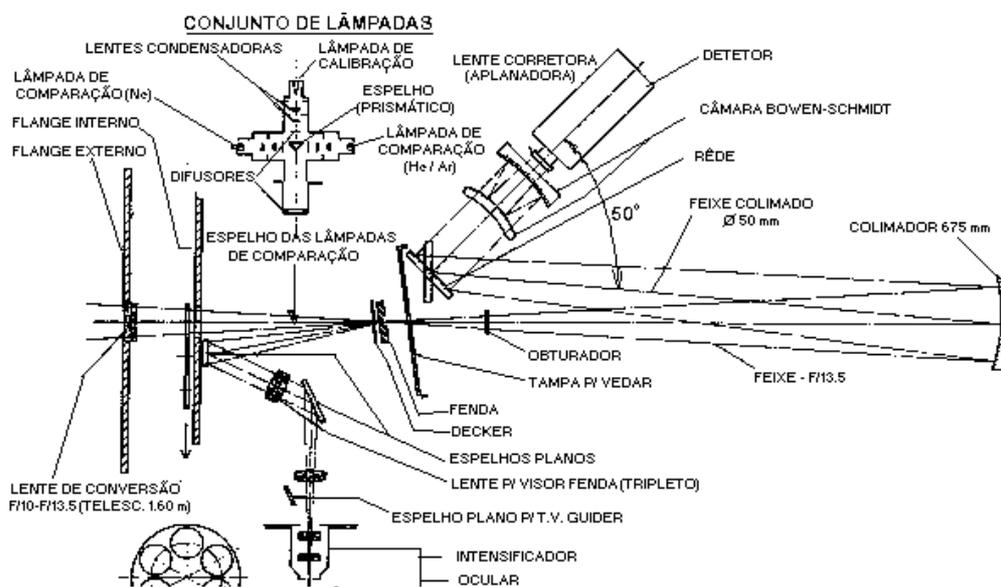


Figura 9. Esquema do espectrógrafo Cassegrain.

Tabela 2. Data das observações.

Data	Observatório	Observadores
19-22 / 05 / 2001	ESO	R.D.D. Costa e W.J. Maciel
11-15 / 07 / 2001	ESO	A.V. Escudero e R.D.D. Costa
08-11 / 06 / 2002	LNA	A.V. Escudero
02-06 / 06 / 2003	LNA	A.V. Escudero

Tabela 3. Log das observações.

Nome	PN G	RA (2000)	DEC(2000)	Data	Local	Tempo Exp.
Al 2-O	358.3-2.5	17 51 45	- 32 03 04	22/05/01	ESO	2x 1800
Bl 3-13	000.9-2.0	17 56 02	- 29 11 15	22/5-11/7/01	ESO	2x 900, 2x 2400
H 1-11	002.6+8.2	17 21 18	- 22 18 36	14/07/01	ESO	2x 1200
H 1-13	352.8-0.2	17 28 28	- 35 07 32	22/05/01	ESO	2x 1200
H 1-14	001.7+5.7	17 28 02	- 24 25 28	12/07/01	ESO	2x 1800
H 1-30	352.0-04.6	17 45 08	-38 08 55	10/06/02	LNA	2x 1200
H 1-34	005.5+2.7	17 48 08	- 22 46 48	21/05/01	ESO	2x 1200
H 1-41	356.7-04.8	17 57 19	-34 09 50	10/06/02	LNA	2x 1200
H 1-42	357.2-04.5	17 57 25	-33 35 44	11/06/02	LNA	2x 150
H 1-43	357.1-04.7	17 58 15	-33 47 39	11/06/02	LNA	2x 300, 2x 1200
H 1-45	002.0-2.0	17 58 23	- 28 14 54	19/06/01	ESO	3 x 600
H 1-46	358.5-04.2	17 59 02	-32 21 44	11/06/02	LNA	2x 150, 1x 600
H 1-51	356.7-6.4	18 04 30	- 34 58 00	15/07/01	ESO	2x 1800
H 1-63	002.2-6.3	18 16 19	- 30 07 36	13/07/01	ESO	2x 1200
H 1-67	009.8-04.6	18 25 06	-22 34 51	11/06/02	LNA	2x 900
H 2-11	000.7+04.7	17 29 26	-25 49 06	11/06/02	LNA	2x 1800
H 2-25	004.8+2.0	17 49 02	- 23 42 57	19-21/05/01	ESO	1 x 900, 1x 1200
H 2-48	011.3-09.4	18 46 35	-23 26 41	10/06/02	LNA	2x 30, 2x 300
He 2-260	008.2+6.8	17 38 57	- 18 17 35	12/07/01	ESO	1x 1200, 1x 600
He 2-262	001.2+2.1	17 40 15	- 26 43 21	19/05/01	ESO	2x 1200
K 6-3	353.8-1.2	17 35 27	- 34 47 42	14/06/01	ESO	1x 2400, 1x 3600
K 6-5	354.6-1.7	17 38 54	- 34 27 39	15/07/01	ESO	2x 3600
KFL 19	003.3-7.5	18 23 09	- 29 43 25	12/07/01	ESO	2x 1800
KFL 2	002.2-2.5	18 01 00	- 28 16 19	22/05/01	ESO	2x 1800
KFL 4	003.0-2.6	18 02 52	- 27 41 02	22/5-15/7/01	ESO	2x1200,1x3600,1x1800
M 1-31	006.4+2.0	14 52 41	- 22 21 57	19/05/01	ESO	1 x 600, 2 x 300
M 1-48	013.4-03.9	18 29 30	-19 06 51	10/06/02	LNA	2x 1200
M 2-12	359.8+5.6	17 24 01	- 25 59 23	11/07/01	ESO	2x 900
M 2-13	011.1+11.5	17 28 34	- 13 26 17	13/07/01	ESO	2x 1200
M 2-15	011.0+6.2	17 46 54	- 16 17 27	12/07/01	ESO	2x 900
M 2-20	000.4-1.9	17 54 25	- 29 36 09	19/05/01	ESO	1 x 600
M 2-26	003.6-2.3	18 03 12	- 26 58 31	22/05/01	ESO	2x 1200
M 2-38	005.7-5.3	18 19 26	- 26 35 20	13/07/01	ESO	2x 120
M 2-39	008.1-04.7	18 22 02	-24 10 41	11/06/02	LNA	2x 300
M 2-7	353.7+6.3	17 05 13	- 30 32 14	11/07/01	ESO	2x 900
M 2-8	352.1+5.1	17 05 31	- 32 32 08	13/06/01	LNA	2x 800
M 3-19	000.4-2.9	17 58 18	- 30 00 10	19/05/01	ESO	2 x 900
M 3-26	004.8-5.0	18 16 09	- 27 14 50	12/07/01	ESO	2x 900
M 3-32	009.4-9.8	18 44 43	- 25 21 34	12/07/01	ESO	2x 900
M 3-33	009.6-10.6	18 48 13	- 25 28 56	13/07/01	ESO	2x 600
M 3-37	359.8+6.9	17 19 13	- 25 17 15	12/07/01	ESO	2x 1800
M 3-52	018.9+04.1	18 10 30	-10 28 60	11/06/02	LNA	2x 1800
M 3-54	018.6-02.2	18 33 04	-13 44 21	11/06/02	LNA	2x 1200
M 3-9	359.9+5.1	17 25 43	- 26 11 54	13/07/01	ESO	2x 1800
M 4-4	357.0+2.4	17 28 50	- 30 07 46	21/05/01	LNA	2x 1200
M 4-6	358.6+1.8	17 35 14	- 29 03 11	13/07/01	ESO	2x 1800
M 4-7	358.5-2.5	17 51 45	- 31 36 00	22/05/01	ESO	2x 1800
M 4-8	018.9+03.6	18 12 06	-10 43 05	11/06/02	LNA	2x 1800
Pe 1-12	004-5.8	18 17 43	- 28 17 24	13/07/01	ESO	1x 1200, 1x 1800
Pe 1-13	010.7-6.7	18 34 53	- 22 43 18	13/06/01	LNA	1x 600, 2x 1200
Th 3-13	356.1+2.7	17 25 19	- 30 40 44	20/05/01	ESO	2 x 1200
Th 3-15	358.8+04.0	17 27 09	-27 44 20	11/06/02	LNA	2x 1800
Th 3-34	356.3-0.3	17 37 45	- 32 15 29	14/07/01	ESO	1x 3600, 1x 2400

Nome	PN G	RA (2000)	DEC(2000)	Data	Local	Tempo Exp.
Th 4-2	008.8+5.2	17 46 09	- 18 39 33	12/07/01	ESO	2x 1800
Th 4-7	006.8+2.3	17 52 21	- 21 51 12	19/05/01	ESO	2 x 900
Vy 2-1	007.0-6.8	18 27 59	- 26 06 48	13/06/01	LNA	2x 300
Y-C 2-32	013.7-10.6	18 55 31	- 21 49 39	30/12/99	ESO	2x 600

2.2. Redução dos Dados

Para redução dos dados utilizamos o pacote de redução de dados *IRAF* seguindo os passos padrões para redução de imagens de espectroscopia de fenda longa:

2.2.1. Criação das Imagens de Bias e Flat-Field

Para a correção de *bias* e *flat-field*, fizemos respectivamente 30 imagens de *bias*, com 1 segundo de exposição e com o obturador fechado, e cerca de 5 imagens de *flat-field* interno para cada largura de fenda utilizada. Combinamos as imagens utilizando a tarefa *combine* do *IRAF*, a fim de obtermos uma imagem média para os *bias* e os *flat-fields*. Este passo é importante, uma vez que reduzimos o efeito de erros aleatórios de leitura do CCD e a influência de raios cósmicos nas contagens do *bias* e *flat-field* com este procedimento. No final deste processo, utilizamos a imagem de *bias* combinada para corrigir a própria imagem combinada de *flat-field*.

2.2.2. Correção de Bias e Flat-Field

Nesta etapa do processo, utilizamos as imagens extraídas na etapa anterior para corrigir estes dois efeitos nas imagens dos objetos de programa, nas estrelas padrões e nas lâmpadas. A primeira etapa do processo é a correção do *bias* de todas as imagens dos objetos, lâmpadas e estrelas padrões. A segunda etapa é a correção de *flat-field*, dividida em dois grupos: o primeiro utilizando a imagem combinada de *flat-field* feita com a fenda estreita, que foi utilizada para os objetos de programa e as lâmpadas; e o segundo utilizando a segunda imagem combinada para corrigir as imagens das estrelas padrões, que foram observadas com uma fenda mais larga.

2.2.3. Extração do Perfil Espectral dos Objetos

Até o momento as imagens processadas possuem uma dimensão 3D, ou seja, composta de linha (*eixo x*) e coluna em unidade de *pixel* (*eixo y*) e contagem (*eixo z*). Para convertermos em um espectro 2D, contendo linha e contagem, tivemos que somar os valores das contagens de cada *pixel* de todas as colunas em uma determinada linha (como veremos a seguir). Posteriormente, fizemos uma calibração associando linhas com o comprimento de onda e contagem com o fluxo. A etapa de

extração do perfil espectral é uma das mais importante no processo de redução de dados, pois é composta de quatro etapas principais:

a. *Definição da janela espectral*: devido ao *seeing* atmosférico e ao tamanho espacial do objetos, as imagens dos objetos no CCD não ocupam uma só coluna, mas um conjunto delas. Normalmente este valor varia de 5 a 20 colunas, dependendo principalmente do diâmetro da nebulosa e das condições atmosféricas. Para isso, precisamos definir o número de colunas a serem somadas para extrair ao máximo a contribuição do fluxos dos objetos sem inserir grande quantidade do ruído do céu de fundo. O perfil espacial da intensidade das linhas de emissão é, na maioria dos nossos casos, aproximadamente *gaussiano*, o que torna difícil a determinação do limite entre o céu e o espectro. Por isso, o valor da abertura da janela de extração é quase como um critério pessoal, pois, se definirmos uma abertura demasiadamente grande, mediremos o fluxo total, porém iremos inserir uma grande quantidade de ruído do céu. Em contrapartida, se definirmos uma janela pequena, reduziremos o ruído, mas também a intensidade do fluxo. Para obter uma certa consistência na definição da abertura, utilizamos a linha *H α* como referência e uma abertura de aproximadamente $2w^l$, captando cerca de 98% do fluxo.

b. *Extração do céu*: a imagem bruta é composta não só do fluxo do objeto, mas também da radiação proveniente do céu. Esta segunda componente é composta pela radiação proveniente da atmosfera (por emissão e reflexão, sendo esta segunda mais evidente) e pela radiação do próprio meio interestelar, que não é desprezível no caso do bojo (Idiart *et al.* 1996). Para que esta contribuição do céu de fundo não afete o espectro do objeto a ser estudado, precisamos subtrair o céu do conjunto *céu+objeto*. Para isso, primeiramente temos que definir dentro da fenda uma região espacial próxima ao objeto, que consideramos ser mais representativa do céu, ou seja, que possua menor contribuição possível de objetos de campo. Para alguns casos esta é uma tarefa difícil, pois a direção do bojo é muito rica em objetos de campo, e por isso precisamos selecionar não só uma região extensa representativa do céu, mas um conjunto de pequenas regiões que fiquem intercaladas aos objetos de campo. Feito isso, em ambos os lados dos objetos, fazemos um ajuste da emissão do céu e subtraímos o céu do conjunto céu+objeto para obtermos somente a imagem do objeto.

c. *Definição do eixo de dispersão*: devido aos pequenos desvios na estrutura óptica do telescópio e do espectrógrafo, o eixo de dispersão não é perfeitamente paralelo às colunas do CCD. Por isso, é necessário fazer um ajuste deste eixo para corrigirmos este não-paralelismo. Geralmente este desvio não é muito grande, possuindo cerca de 1 *pixel* de desvio e, para objetos com grande diâmetro angular, este valor pode ser considerado desprezível. É importante ressaltar que o desvio, apesar de ser influenciado principalmente pela montagem óptica do conjunto telescópio +

1 w é a largura a meia altura de um perfil *gaussiano* (distribuição normal).

espectrógrafo + câmara CCD, pode variar com a posição de apontamento do telescópio, devido a flexões de sua pesada estrutura. Assim, é importante realizar uma correção individual para cada objeto da amostra, sempre que possível.

d. *Soma das contagens das colunas*: por fim é necessário somar as colunas definidas pela abertura no ítem a. Isto é feito seguindo não só o tamanho da abertura, mas também o eixo de dispersão do objeto. A soma das contagens não é feita de forma linear, uma vez que pode acarretar um aumento no ruído final do espectro, mas sim utilizando o método da variância, que dá um peso maior para os *pixeis* com maior contagem, privilegiando os valores com alta razão sinal-ruído.

2.2.4. Extração do Perfil Espectral das Lâmpadas

Para cada objeto, medimos uma imagem de lâmpada de calibração de He-Ar (para o LNA) e He-Ar-Ne-Fe (para o ESO), para calibrar os espectros em comprimento de onda, como será visto próximo ítem. Primeiramente, extraímos seu perfil espectral, utilizando os parâmetros do objeto associado e desativando a opção de extração do céu de fundo. Feito isto, temos o perfil das lâmpadas de calibração para cada objeto observado, objetos de programa e estrelas padrões. É importante obter uma imagem de lâmpada de calibração para cada objeto, pois, como vimos anteriormente, a posição do telescópio altera o percurso óptico. Para que a calibração em comprimento de onda tenha bons resultados, é necessário que tenhamos uma imagem de lâmpada para cada objeto.

2.2.5. Calibração em Comprimento de Onda

Após a extração do perfil espectral, é feita a calibração em comprimento de onda, onde transformamos o eixo x do espectro, inicialmente em *pixeis*, para valores de comprimento de onda. Para isso, utilizamos cada uma das imagens extraídas das lâmpadas para obter uma correlação entre o comprimento de onda e o pixel correspondente, onde a função normalmente utilizada para este ajuste é o polinômio de Chebyshev com ordem entre 4 e 8. Fizemos este ajuste para todas as lâmpadas, pois, como foi dito anteriormente, ocorrerão pequenas mudanças de acordo com a inclinação do telescópio. Com posse desta relação para cada objeto, podemos calibrar todos os espectros para obter o perfil espectral em função do comprimento de onda, ao invés de *pixeis*.

2.2.6. *Calibração em Fluxo*

Até o momento, temos os espectros em unidades de contagem por comprimento de onda. Para que seja feita a conversão de contagem para fluxo, utilizamos os espectros das estrelas padrões e as massas de ar dos objetos para que seja feita a calibração e a correção da extinção atmosférica.

a. *Calibração dos fluxos das estrelas padrões*: para cada noite observamos pelo menos três estrelas padrões espalhadas por toda a noite. Com o intuito de se obter uma correção média entre contagem e fluxo para a noite em questão, observamos uma no começo, uma no meio e outra no final da noite. Todos os espectros das estrelas padrões passam pelo mesmo processo de calibração que os objetos até obter o perfil espectral em unidades de contagem *versus* comprimento de onda. Com isso, podemos utilizar os seus espectros em unidades de fluxo obtidos da literatura para obter a função sensibilidade do CCD, que descreve a correlação entre contagem e fluxo para cada comprimento de onda. Esta função sensibilidade é determinada a partir de uma média entre as funções obtidas para cada estrela padrão. É importante ressaltar que o processo de obtenção da função sensibilidade também leva em conta a extinção atmosférica que é diferente para cada objeto, já que seu valor depende da massa de ar da posição altazimutal do objeto.

b. *Conversão de contagem para fluxo para os objetos*: para transformarmos os valores das contagens em fluxos para cada objeto, utilizamos a função sensibilidade determinada pelas estrelas padrões da noite. Na medição de cada objeto utilizamos sua massa de ar para correção da extinção atmosférica, e a função sensibilidade para a calibração final do fluxo.

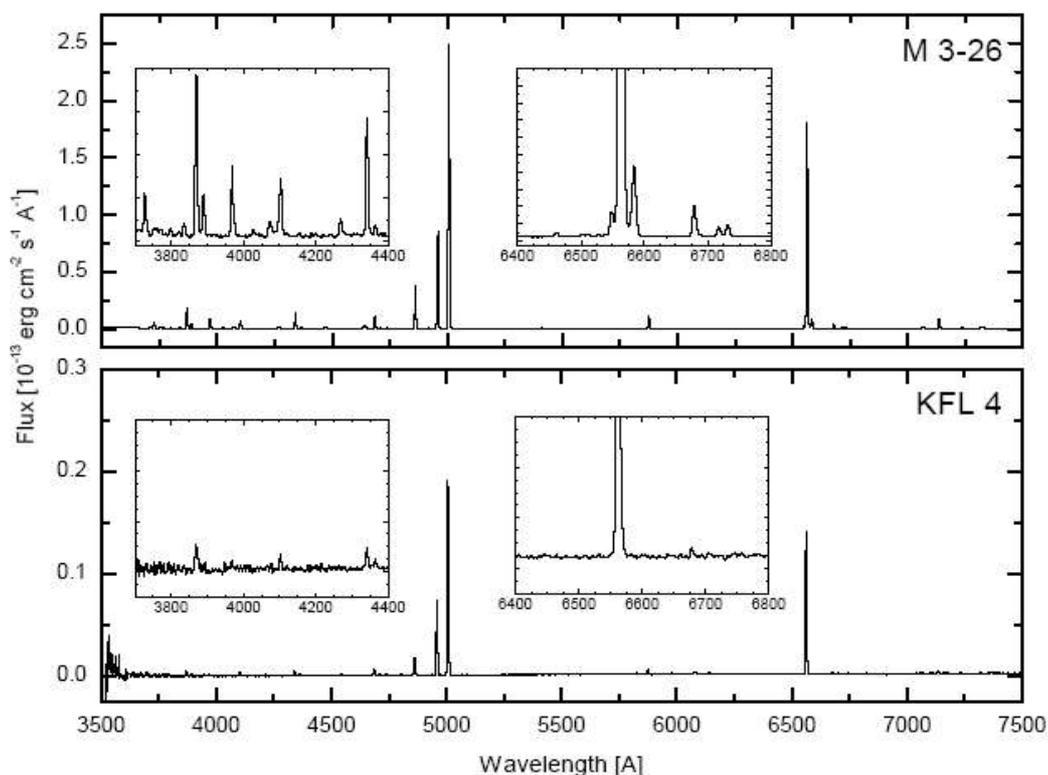


Figura 10. Exemplo de dois espectros calibrados por fluxo que possuem uma alta (M 3-26) e uma baixa qualidade espectral.

2.2.7. Correção da Extinção Interestelar

Neste trabalho, a correção da extinção interestelar de cada nebulosa planetária foi feita exclusivamente em função de dois fatores: da razão $H\alpha/H\beta$ e da curva de extinção utilizada. Em uma nebulosa planetária, as densidades e temperaturas eletrônicas típicas são cerca de 5.000 cm^{-3} e 10.000 K respectivamente. Nesta faixa de valores temos que a razão $H\alpha/H\beta$ não varia significativamente com relação às flutuações de densidade e temperatura da região (Osterbrock 1989), podendo adotar 2.85 como valor típico, de acordo com a teoria de recombinação.

Como a maior parte da extinção é proveniente do disco, podemos assumir que a lei de extinção interestelar para os objetos do bojo é igual ou semelhante à lei do disco. Para obtermos uma expressão mais adequada às nebulosas planetárias, relacionando os valor do excesso de cor com as intensidades das linhas de emissão, utilizamos o seguinte formalismo (equação 33 a 34):

$$A(\lambda) = -2.5 \log(F(\lambda)/F_0(\lambda)) \quad (33)$$

Subtraindo a extinção em $H\beta$ daquela em um comprimento de onda λ temos que:

$$A(\lambda) - A(H\beta) = -2.5 \log(F(\lambda)/F(H\beta)) + 2.5 \log(F_0(\lambda)/F_0(H\beta)) \quad (34)$$

$$\log(F(\lambda)/F(H\beta)) = \log(F_0(\lambda)/F_0(H\beta)) - 0.4 \left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} - \frac{A(H\beta)}{A(V)} \right) A(V) \quad (35)$$

Substituindo $A(V)$ por $E(B-V)R_V$ temos a expressão geral que irá corrigir todas as linhas do avermelhamento interestelar:

$$\log\left(\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)}\right) = \log\left(\frac{F_0(\lambda)}{F_0(H\beta)}\right) - 0.4 \left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} - \frac{A(H\beta)}{A(V)} \right) E(B-V)R_V, \quad (36)$$

onde R_V é a razão entre a extinção total e seletiva.

Com esta expressão, determinamos o valor do excesso de cor, para aplicar posteriormente na correção dos fluxos das linhas do espectro. Para isso, utilizamos os fluxos das linhas $H\alpha$ e $H\beta$ que possuem uma razão teórica conhecida ($H\alpha/H\beta=2.85$), o valor de R_V igual a 3.1 e a curva de extinção ($A(\lambda)/A(V)$).

Na literatura existem diversas leis de extinção utilizadas para os objetos de nossa galáxia, mas a mais aceita e aplicada na literatura é a de Cardelli *et al.* (1989). Seu valor é determinado a partir de um ajuste polinomial de ordem 7 que correlaciona $A(\lambda)/A(V)$ com o comprimento de onda.

$$\left\langle \frac{A(\lambda)}{A(V)} \right\rangle = a(x) + \frac{b(x)}{R_V} \quad (37)$$

, onde $1/\lambda(\mu m^{-1})$

Para $1.1 \mu m^{-1} \leq x \leq 3.3 \mu m^{-1}$ e $y = (x - 1.82)$

$$a(x) = \sum_{i=0}^{i=7} a_i y^i \quad b(x) = \sum_{i=0}^{i=7} b_i y^i \quad (38)$$

Com:

$$a_0 = 1, a_1 = 0.17699, a_2 = -0.50447, a_3 = -0.02427,$$

$$\begin{aligned}
a_4 &= 0.72085, a_5 = 0.01979, a_6 = -0.77530, a_7 = 0.32999 \\
b_0 &= 0, b_1 = 1.41338, b_2 = 2.28305, b_3 = 1.07233 \\
b_4 &= -5.38434, b_5 = -0.62251, b_6 = 5.30260, b_7 = -2.09002
\end{aligned}$$

A correção dos espectros do bojo utilizando esta lei, não foram satisfatórios com relação à razão $A(\gamma)/A(\beta)$, resultando em valores significativamente maiores do que o esperado pela teoria de recombinação, segundo a qual tem-se $A(\gamma)/A(\beta) = 0.47$ (Escudero *et al.* 2004).

Para resolver este impasse, utilizamos a lei de extinção interestelar dada por Fitzpatrick (1999) para verificarmos se este efeito é real, ou um pequeno desvio na curva de extinção de Cardelli *et al.* (1989). Como no artigo de Fitzpatrick (1999) a lei de extinção interestelar está sob a forma de $(A(\lambda)/E(B-V))$ ao invés de $A(\lambda)/A(V)$, reescrevemos a equação da seguinte forma:

$$\log\left(\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)}\right) = \log\left(\frac{F_0(\lambda)}{F_0(H\beta)}\right) - 0.4\left(\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} - \frac{A(H\beta)}{E(B-V)}\right)E(B-V) \quad (39)$$

Podemos verificar na figura 11, que os valores da curva de extinção interestelar dados por Fitzpatrick (1999), linha cheia, e por Cardelli *et al.* (1989) são muito semelhantes entre si. As pequenas diferenças são visíveis somente no filtro R e entre os filtros B e U. Isto não acarreta diferenças significativas para a correção da extinção interestelar com excessos de cor baixos. Contudo, quando trabalhamos com objetos na direção do bojo, os valores obtidos do excesso de cor são altos ($E(B-V) > 0.5$), pois a luz precisa percorrer todo o disco, sofrendo um grande efeito de extinção. Principalmente para os objetos que estão localizados próximos ao plano galáctico.

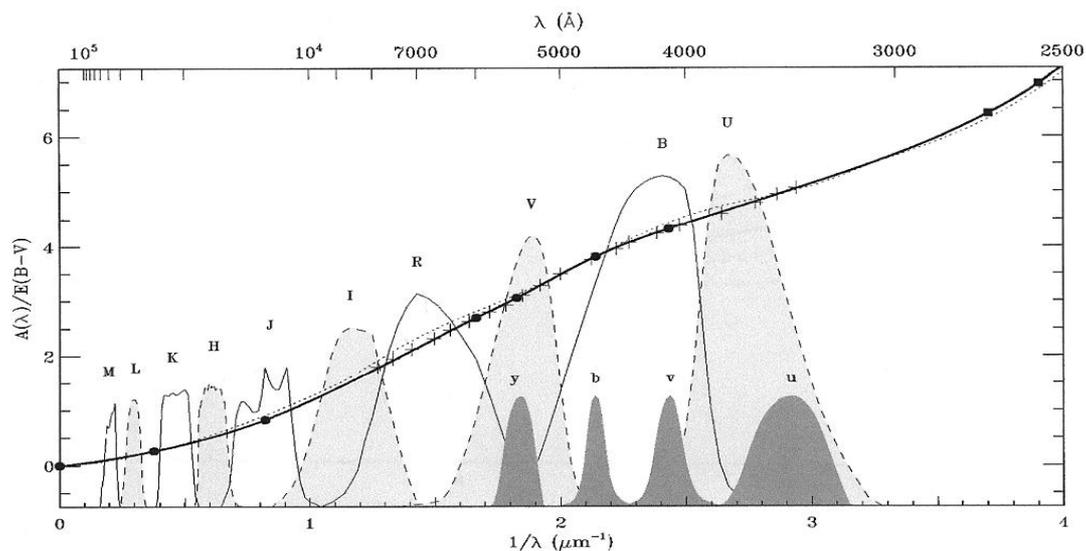


Figura 11. Curva da lei de extinção obtida por Fitzpatrick (1999), linha cheia, e Cardelli et al. (1989), linha pontilhada.

Utilizando a lei de Fitzpatrick (1999) obtivemos valores para a razão $A(\gamma)/A(\beta)$ bem mais próximos do valor previsto pela teoria de recombinação (figura 12). Por isso, adotamos tal lei para corrigir todos os objetos e obter um espectro mais confiável no que se refere à razão dos fluxos das linhas.

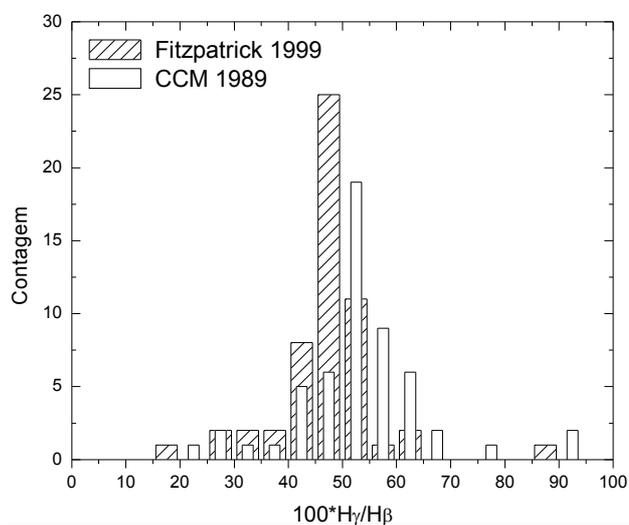


Figura 12. Histograma dos valores de $H\gamma/H\beta$ corrigidos pela lei CCM e Fitzpatrick.

Após a correção da extinção interestelar, já temos os espectros calibrados e prontos para determinar seus parâmetros físicos e químicos.

2.3. Determinação dos Parâmetros Físicos

2.3.1. Determinação da Densidade Eletrônica

A determinação da densidade eletrônica de nebulosas planetárias pode ser feita por diversos métodos, porém os mais usuais são a partir da razão das linhas do enxofre uma vez ionizado ($F_{[SII]\lambda 6716}/F_{[SII]\lambda 6730}$) e do oxigênio ionizado ($F_{[OII]\lambda 7325}/F_{[OII]\lambda 3727}$ ou $F_{[OII]\lambda 3726}/F_{[OII]\lambda 3729}$) (Mathis *et al.* 1998) (figura 13). Como a espectroscopia de baixa resolução não permite a separação de linhas próximas, como é o caso das linhas $[OII]\lambda\lambda 3726, 3729$ (figura 13), utilizamos as linhas do enxofre $[SII]$ para determinar o valor da densidade eletrônica.

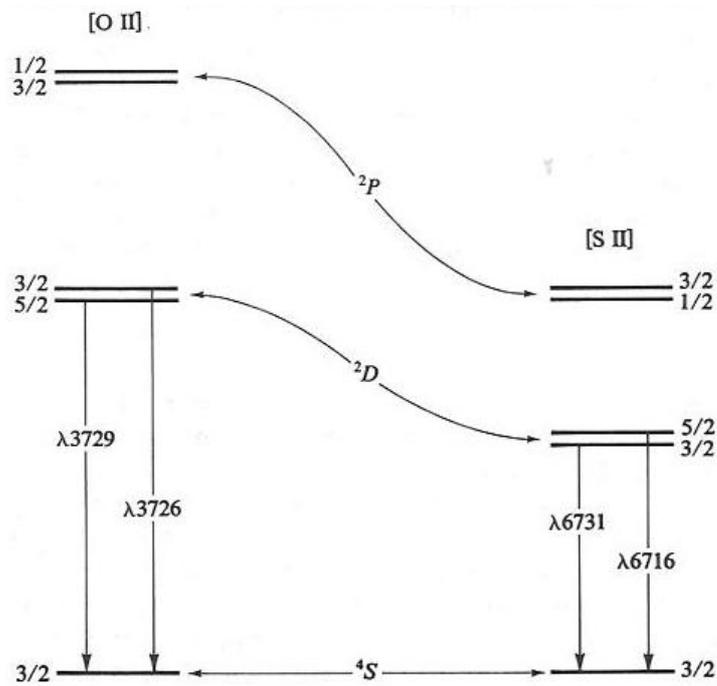


Figura 13. Diagrama de níveis do $[OII]$ e $[SII]$ (Osterbrock 1989)

O método utilizado neste trabalho foi o descrito por Osterbrock (1989), que consiste em um ajuste polinomial de ordem 10, dado pela expressão abaixo, que correlaciona a razão dos fluxos de suas linhas com a densidade eletrônica.

$$\log(n[S^+]) = \sum_{i=0}^N a_i R^i \quad (40)$$

, onde $R = I_{[SII]\lambda 6716}/I_{[SII]\lambda 6730}$ e a_i são os coeficientes da regressão do polinômio de grau N.

$$a_0=1180.56482, a_1=-11359.52757, a_2=46534.06992, a_3=-103706.2776$$

$$a_4=131056.6332, a_5=-79767.1164, a_6=-10681.8531, a_7=55992.98411$$

$$a_8=-41229.50928, a_9=13834.28846, a_{10}=-1851.49259$$

2.3.2. Determinação da Temperatura Eletrônica

A temperatura eletrônica pode ser medida de forma semelhante à densidade. Conhecendo a razão dos fluxos das linhas do oxigênio duas vezes ionizado (figura 14) ou as linhas do nitrogênio uma vez ionizado, podemos estimar de forma indireta o valor da temperatura.

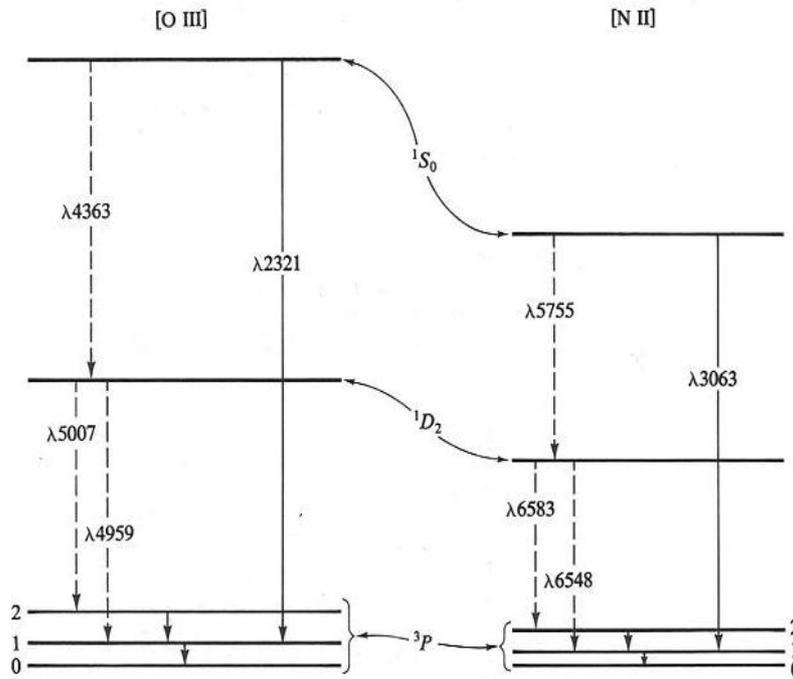


Figura 14. Diagrama de níveis para o [OIII] e [NII] (Osterbrock 1989).

Para isso, utilizamos as linhas de diagnóstico dos íons O^{++} ou N^{++} e a partir da expressão 41, obtivemos a temperatura eletrônica.

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Omega(^3P, ^1D)}{\Omega(^3P, ^1S)} \left[\frac{A_{1S, ^1D} + A_{1S, ^3P}}{A_{1S, ^1D}} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P, ^1D)}{\nu(^1D, ^1S)} e^{\Delta E/kT} \quad (41)$$

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A_{1D_2, ^3P_2} \nu(\lambda 5007) + A_{1D_2, ^3P_1} \nu(\lambda 4959)}{A_{1D_2, ^3P_2} + A_{1D_2, ^3P_1}} \quad (42)$$

$$f = \frac{1 + \frac{C(^1D, ^3P)C(^1S, ^1D)}{C(^1S, ^3P)A_{1D, ^3P}} + \frac{C(^1D, ^3P)}{A_{1D, ^3P}}}{1 + \frac{C(^1S, ^3P) + C(^1S, ^1D)}{A_{1S, ^3P} + A_{1S, ^1D}}} \quad (43)$$

onde

$$C(i, j) = 8.63 \times 10^{-6} \frac{N_e}{T^{1/2}} \frac{\Omega(i, j)}{\omega_i} \quad (44)$$

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.73 \exp(3.29 \times 10^4 / T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} (N_e / T^{1/2})} \quad (45)$$

Um método análogo pode ser feito para o [NII] resultando na expressão:

$$\frac{j_{\lambda 6548} + j_{\lambda 6583}}{j_{\lambda 5755}} = \frac{6.91 \exp(2.50 \times 10^4 / T)}{1 + 2.5 \times 10^{-3} (N_e / T^{1/2})} \quad (46)$$

Tabela 4. Parâmetros físicos dos objetos observados em 2001 e 2002. As colunas são respectivamente, nome do objeto, logaritmo na base 10 do fluxo H β corrigido pela extinção interestelar, logaritmo na base 10 do fluxo H β avermelhado, excesso de cor, densidade numérica eletrônica, temperatura eletrônica calculada pelas linhas no N⁺ e temperatura eletrônica calculada pelas linhas do O⁺⁺.

Nome	$\log(H\beta)$	$\log(H\beta)_{averm}$	E(B-V)	$n[10^3 \text{ cm}^{-3}]$	$T_{NII}[10^4 \text{ K}]$	$T_{OIII}[10^4 \text{ K}]$
Al 2	-12.47	-14.27	1.22	0.40	0.86	1.53
Bl 3-13	-11.69	-13.41	1.17	1.88	-	0.81
H 1-11	-11.55	-12.88	0.90	1.92	-	0.93
H 1-13	-10.34	-13.62	2.22	3.73	1.08	0.83
H 1-14	-11.70	-13.42	1.17	0.97	1.51	1.56
H 1-30	-11.83	-13.10	0.86	6.90	0.88	1.01
H 1-34	-11.55	-13.33	1.20	3.55	0.72	0.90
H 1-41	-11.88	-12.36	0.33	3.51	1.11	0.96
H 1-42	-10.96	-11.82	0.58	2.41	1.28	0.96
H 1-43	-11.46	-12.43	0.66	9.52	0.55	-
H 1-45	-11.11	-13.22	1.43	5.00	-	4.47
H 1-46	-10.87	-12.12	0.85	5.31	1.47	0.96
H 1-51	-12.87	-13.83	0.65	0.24	0.79	1.57
H 1-63	-11.20	-11.77	0.38	20.00	2.11	1.09

Nome	$\log(H\beta)$	$\log(H\beta)_{averm}$	E(B-V)	$n[10^3 cm^{-3}]$	$T_{NII}[10^4 K]$	$T_{OIII}[10^4 K]$
H 1-67	-11.83	-12.64	0.55	1.46	0.99	1.06
H 2-11	-11.02	-13.91	1.96	20.00	0.85	1.02
H 2-25	-11.46	-13.66	1.49	0.52	0.84	-
H 2-48	-10.54	-11.44	0.61	13.23	1.32	1.03
He 2-260	-11.69	-12.39	0.47	20.00	1.07	-
He 2-262	-11.43	-13.84	1.63	4.19	-	-
K 6-3	-11.31	-14.65	2.26	1.76	0.75	1.31
K 6-5	-11.53	-15.13	2.44	1.15	1.00	-
KFL 2	-13.40	-14.12	0.49	5.00	-	1.70
KFL 4	-12.75	-14.00	0.85	5.00	-	1.38
KFL 19	-13.28	-13.49	0.14	5.00	-	0.89
M 1-31	-10.86	-12.63	1.20	3.96	1.11	0.75
M 1-48	-11.79	-12.66	0.59	1.58	0.84	0.87
M 2-7	-11.86	-12.84	0.66	0.83	0.75	-
M 2-8	-11.29	-12.37	0.73	1.67	0.95	1.05
M 2-12	-11.46	-12.52	0.71	8.24	0.71	0.71
M 2-13	-11.77	-12.73	0.66	4.65	1.00	0.91
M 2-15	-11.61	-12.65	0.70	2.28	1.47	0.94
M 2-20	-11.16	-12.93	1.19	1.09	0.79	0.88
M 2-26	-11.94	-13.28	0.91	0.31	0.81	0.99
M 2-38	-12.97	-13.06	0.07	0.89	1.57	1.21
M 2-39	-11.21	-12.19	0.66	2.92	1.11	3.35
M 3-9	-11.74	-13.43	1.15	1.96	-	1.03
M 3-19	-12.99	-13.65	0.45	5.00	-	1.24
M 3-26	-12.05	-12.63	0.40	1.18	2.47	1.01
M 3-32	-11.69	-12.26	0.39	1.93	1.28	0.93
M 3-33	-11.94	-12.37	0.29	1.25	-	1.07
M 3-37	-12.16	-13.84	1.14	0.85	0.94	0.99
M 3-52	-12.39	-14.40	1.36	0.35	0.90	-
M 3-54	-11.86	-13.24	0.93	1.40	-	1.09
M 4-4	-11.63	-14.09	1.66	0.96	0.90	-
M 4-6	-11.00	-14.03	2.05	5.81	1.29	1.07
M 4-7	-11.68	-14.18	1.69	1.58	1.29	1.41
M 4-8	-11.22	-13.47	1.52	7.33	1.05	-
Pe 1-12	-12.98	-13.30	0.22	9.58	1.35	1.35
Pe 1-13	-12.32	-12.96	0.43	5.00	-	1.58
Th 3-13	-10.95	-14.10	2.14	2.52	2.22	-
Th 3-15	-12.04	-13.75	1.16	0.60	-	1.20
Th 3-34	-11.04	-15.18	2.81	5.29	2.53	2.03
Th 4-2	-12.81	-13.57	0.52	0.39	0.85	1.02
Th 4-7	-12.40	-13.88	1.00	2.11	1.16	1.43
Vy 2-1	-12.03	-12.03	0.00	0.84	0.94	0.73
Y-C 2-32	-11.98	-12.33	0.24	3.89	-	0.94

A partir dos métodos descritos acima para determinação da densidade e temperatura eletrônica, calculamos estes valores para todos os objetos de nossa amostra. A tabela 4 nos fornece os parâmetros físicos calculados. Para objetos que tiveram suas densidade eletrônicas muito altas, adotamos um valor máximo de 20.000 cm^{-3} . Densidades superiores a esta, provavelmente resultaram de erros observacionais e imprecisão nos fluxos das linhas do S^+ .

2.4. Determinação das Abundâncias Iônicas

2.4.1. Determinação da Abundância Iônica do Hélio

$$I_{nl,n'l'} = \frac{1}{4\pi} \int n(X^r) n_e h \nu \alpha_{nl,n'l'} ds \quad (47)$$

Considerando que o coeficiente de recombinação, a densidade eletrônica e iônica são constantes na linha de visada, temos que:

$$\frac{I_{nl,n'l'}}{I_{H\beta}} = \frac{\nu_{nl,n'l'} n(X^r) \alpha_{nl,n'l'}}{\nu_{H\beta} n(H) \alpha_{H\beta}} \quad (48)$$

Para a linha $\lambda 5876$ a expressão pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{I_{\lambda 5876}}{I_{H\beta}} = \frac{\nu_{\lambda 5876} n(X^r) \alpha_{\lambda 5876}}{\nu_{H\beta} n(H) \alpha_{H\beta}} \quad (49)$$

O fluxo total da linha do HeI que medimos não é gerado unicamente pela recombinação do He^+ , mas também pela desexcitação do He colisionalmente excitado. Por isso, não podemos utilizar o fluxo total da linha na determinação da abundância iônica utilizando unicamente o método de recombinação eletrônica. A maneira mais usual de corrigir este efeito é retirando do fluxo da linha a contribuição devido à desexcitação do He excitado colisionalmente. Assumindo que $F_{\lambda}/F_{H\beta} = I_{\lambda}/I_{H\beta}$ temos:

$$\frac{F_{\lambda 5876}}{F_{H\beta}} = \frac{\nu_{\lambda 5876} n(He^+) \alpha_{\lambda 5876}}{\nu_{H\beta} n(H^+) \alpha_{H\beta}} \quad (50)$$

$$F_{\lambda 5876,T} = F_{\lambda 5876,R} + F_{\lambda 5876,C} = F_{\lambda 5876,R} (1 + (C/R)_{\lambda 5876}) \quad (51)$$

$$F_{\lambda 5876,R} = \frac{F_{\lambda 5876,T}}{1 + (C/R)_{\lambda 5876}} \quad (52)$$

Com isso, podemos corrigir a abundância iônica do He^+ calculada:

$$\left[\frac{n(He^+)}{n(H^+)} \right]_{real} = \left[\frac{n(He^+)}{n(H^+)} \right]_{calc} \frac{1}{1 + (C/R)_{\lambda 5876}} \quad (53)$$

$$\left[\frac{n(He^+)}{n(H^+)} \right]_{real} = \left[\frac{F_{\lambda 5876}}{F_{H\beta}} \right]_{calc} \frac{5876}{4861} \frac{\alpha_{H\beta}}{\alpha_{\lambda 5876}} \frac{1}{1+(C/R)_{\lambda 5876}} \quad (54)$$

Os coeficientes (C/R) para a correção da excitação colisional do He^0 foram calculados por Kingdon *et al.* (1995) (tabela 5).

Tabela 5. Coeficientes (C/R) para a correção da excitação colisional do He^0

Íon	$\lambda [Å]$	C/R
He ⁺	4471	$6.95 t^{0.15} e^{-4.545/t} + 0.22 t^{0.55} e^{-4.884/t} + 0.98 t^{-0.45} e^{-4.901/t} / D$
	5876	$6.78 t^{0.77} e^{-3.776/t} + 1.67 t^{-0.15} e^{-4.545/t} + 0.60 t^{-0.34} e^{-4.901/t} / D$
	6678	$3.15 t^{-0.54} e^{-3.776/t} + 0.51 t^{-0.51} e^{-4.545/t} + 0.20 t^{-0.66} e^{-4.901/t} / D$

$$D = 1 + 3130 t_4^{-0.5} n_e^{-1}, t_4 = T/10000$$

Utilizando a notação de Pequignot *et al.* (1991):

$$\epsilon_j = n_e n_{i+1} \alpha_\lambda E_\lambda \quad (55)$$

, onde $\epsilon_j [erg cm^{-3} s^{-1}]$ é a emissividade, $n_e [cm^{-3}]$ a densidade eletrônica, $n_{i+1} [cm^{-3}]$ a densidade iônica, $\alpha_\lambda [cm^3 s^{-1}]$ o coeficiente de recombinação e $E_\lambda [erg]$ da transição eletrônica.

$$\alpha_\lambda = \alpha_j Br(\lambda) \quad (56)$$

, onde $Br(\lambda)$ é a probabilidade de decaimento da transição λ relativo à probabilidade total do decaimento do nível j .

$$\alpha = 10^{-13} z \frac{a t^u}{1 + c t^d}, \quad (57)$$

onde z é a carga iônica, $t = 10^{-4} T / z^2$ e os parâmetros a , b , c e d são constantes dadas pelo artigo.

Para a determinação da abundância iônica do He^{++} utilizamos os coeficientes de recombinação dados também por Pequignot *et al.* (1991).

2.4.2. Determinação da Abundância Iônica dos Demais Elementos Químicos

A determinação das abundâncias iônicas dos demais elementos químicos é obtida a partir das linhas proibidas formadas pela desexcitação dos íons excitados colisionalmente. Como a

densidade eletrônica nas nebulosas planetárias é baixa, estas transições proibidas não têm grandes taxas de desexcitação colisional, podendo ser desexcitadas radiativamente. As linhas emitidas por recombinação radiativa são basicamente as de hidrogênio e hélio.

Alexander & Balick (1997) fornecem uma correlação empírica entre os fluxos das linhas proibidas e as abundâncias iônicas dos elementos químicos (equações 58 a 66). Esta correlação foi obtida a partir de várias simulações numéricas. Como os resultados entre os valores obtidos por este método e do equilíbrio estatístico não diferem significativamente, demos preferência pelos ajustes de Alexander & Balick (1997) devido à sua simplicidade, que pode reduzir a probabilidade de erros numéricos nos cálculos.

$$\frac{N^+}{H^+} = \frac{I(6583)}{I(H\beta)} 1.341 \times 10^{-6} \frac{\exp(26485/T)}{1 + 1.2224 \times 10^{-3} x} \quad (58)$$

$$\frac{O^0}{H^+} = \frac{I(6300)}{I(H\beta)} 4.80 \times 10^{-6} \exp(37076/T) (0.383 + 1.2 \times 10^{-4} - 5.443 \times 10^{-9} T^2) \quad (59)$$

$$\frac{O^+}{H^+} = \frac{I(3726+3729)}{I(H\beta)} 4.684 \times 10^{-7} \exp(43706/T) (1.14 - 1.156 \times 10^{-5} T) \cdot (1.05 + 1.534 \times 10^{-4} n - 2.54 \times 10^{-10} n^2) \quad (60)$$

$$\frac{O^+}{H^+} = \frac{I(7325)}{I(H\beta)} 4.20 \cdot 10^{-6} \exp\left(\frac{62545}{T}\right) \cdot \left(0.612 + 0.405 \frac{e^{-z} - (1.1 - 0.9 \times 10^{-5} T) e^{+z}}{(e^{-z} + e^{+z})}\right) \quad (61)$$

$$z = \log_{10} n - 3.04$$

$$\frac{O^{++}}{H^+} = \frac{I(5007)}{I(H\beta)} 1.152 \times 10^{-6} \frac{\exp(34609/T)}{1 + 1.2487 \times 10^{-4} x} \quad (62)$$

$$\frac{Ne^{++}}{H^+} = \frac{I(3869)}{I(H\beta)} 1.33 \times 10^{-6} \exp(41250/T) \quad (63)$$

$$\frac{S^+}{H^+} = \frac{I(6717+6731)}{I(H\beta)} 1.660 \times 10^{-7} \exp(25079/T) (1.03 + 1.89 \times 10^{-4} n) \quad (64)$$

$$\frac{S^{++}}{H^+} = \frac{I(6312)}{I(H\beta)} 3.1 \times 10^{-6} \frac{\exp(43250/T)}{1 + 6.93 \times 10^{-3} x^{0.54}} \quad (65)$$

$$\frac{Ar^{++}}{H^+} = \frac{I(7136)}{I(H\beta)} 8.189 \times 10^{-7} \exp(24243/T) \quad (66)$$

Especialmente para o caso do O^+ , podemos calcular a abundância iônica utilizando duas linhas: $\lambda 3727$ e $\lambda 7325$. Comparando os dois resultados (figura 15), vemos que as abundâncias calculadas pela linha vermelha ($\lambda 7325$) nos dão valores sistematicamente superiores. Esta diferença pode se dever a quatro fatores principais (Escudero *et al.* 2004):

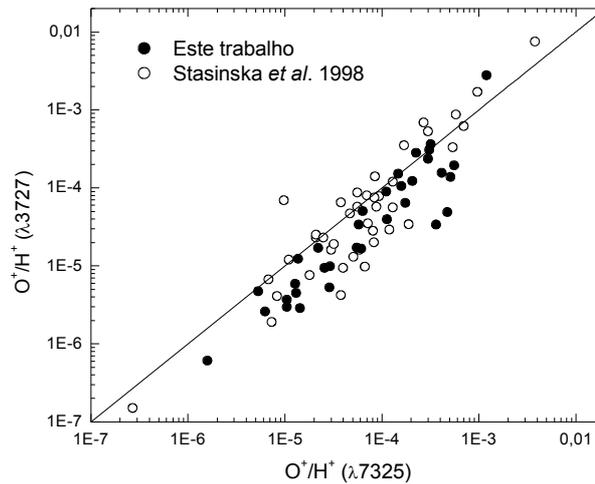


Figura 15. relação entre as abundâncias de OII calculadas por duas linhas distintas.

- *Extinção interestelar*: um dos fatores que poderia estar influenciando nesta diferença é uma má correção da extinção interestelar. Para checar isto, corrigimos todos os espectros com duas leis de extinção (Fitzpatrick 1999 e Cardelli *et al.* 1989) utilizando dois extremos para o valor de R_V : 2.1 e 5.9. Infelizmente o resultado não variam significativamente para nenhum dos casos. Para que fosse problema da extinção, precisaríamos utilizar uma lei completamente distinta, o que não é algo realista.

- *Redução de dados*: Como as duas linhas estão em regiões opostas dos espectros ($\lambda\lambda 3727, 7325$), é possível que uma má calibração em fluxo possa ter afetado os dados. Porém, é improvável que isto tenha ocorrido com quase todos os dados, inclusive em resultados da literatura

(Stasinska *et al.* 1998), reduzidos por outros autores e muitas vezes utilizando outros softwares de redução e análise de dados.

- *Variação da temperatura e densidade*: variações da temperatura e da densidade são um importante fator no cálculo da abundância química (Viegas & Clegg 1994) e podem ter uma importante contribuição neste caso. As duas abundâncias são altamente dependentes da temperatura e densidade, o que poderia acarretar uma diferença entre as duas linhas. Regiões com grande densidade na parte central da nebulosa planetária contribuiriam com a linha $\lambda 7325$, mas não com a $\lambda 7327$ (Mathis *et al.* 1998). Como a intensidade da linha do [SII] com relação a $H\beta$ depende da densidade do meio (Alexander & Balick 1997), o valor da densidade representaria preferencialmente regiões menos densas na nebulosa. Este efeito deveria ser mais evidente em objetos com baixo diâmetro, como são as nebulosas do bojo. Para os objetos do disco, a fenda cobriria preferencialmente a parte central da nebulosa, o que reduziria este efeito.

- *Recombinação do O^{++}* : Para nebulosas planetárias com baixa densidade e temperatura eletrônica, a recombinação dieletrônica do O^{++} pode ser um importante processo (Rubin 1986 e Aller & Keyes 1987), resultando em diferenças entre as abundâncias iônicas do oxigênio. Este efeito tem sido usado para explicar as diferenças entre as abundâncias calculadas utilizando as linhas permitidas de recombinação e as linhas proibidas de excitação colisional.

Neste trabalho demos preferência a linha azul do O^+ , já que apresentava resultados melhores nas abundâncias, além de ser mais compatível com os dados da literatura. Por isso, para tentar corrigir este efeito descrito acima, fizemos um ajuste linear com os dados da figura 15, dado na equação abaixo, para corrigir as abundâncias iônicas do O^+ calculadas pela linha vermelha. Para todos os objetos que possuem somente a linha vermelha, utilizamos a expressão abaixo para obter o valor mais realista da abundância do O^+ :

$$\log_{10}(O^+(\lambda 3727)/H^+) = -0.1 + 1.056 \log_{10}(O^+(\lambda 7325)/H^+) \quad (67)$$

2.5. Determinação das Abundâncias Elementais

Como determinamos as abundâncias iônicas de somente alguns íons, não podemos dizer que a abundância elemental é a soma das abundâncias iônicas determinadas. Por isso, utilizamos o método de determinação das abundâncias elementares a partir do uso de Fator de Correção de Ionização (*ICF – Ionization Correction Factor*), obtidos de Kingsburgh & Barlow (1994). Estes fatores são obtidos a partir das similaridades entre os potenciais de ionização dos diversos íons, e com eles podemos estimar a abundância total do elemento.

Para o caso do hélio em particular, temos a determinação do He^+ e He^{++} . Como em temperaturas e densidades típicas de nebulosas planetárias o hélio neutro é praticamente nulo, podendo desprezar esta componente e assumir que o hélio total é a soma destes dois íons, na maioria dos casos:

$$\frac{He}{H} = \frac{He^+}{H^+} + \frac{He^{++}}{H^+} \quad (68)$$

A abundância total do oxigênio pode ser determinada a partir da soma das abundâncias dos íon O^+ e O^{++} corrigida pela razão entre a abundância de He com He^+ .

$$\frac{O}{H} = \left(\frac{O^{++}}{H^+} + \frac{O^+}{H^+} \right) \frac{He}{He^+} \quad (69)$$

Para determinar todos os estados de ionização do nitrogênio seria necessário observações no UV, onde poderíamos medir a linha $NIII]\lambda 1750$ para calcular a abundância de N^{++} . Porém, além de não termos esta faixa do espectro, a relação sinal/ruído desta linha é muito baixa, aumentando significativamente o erro na determinação da abundância (Kingsburgh & Barlow, 1994). Desta forma, calculamos a abundância química total do Nitrogênio a partir das similaridades entre os potenciais de ionização do Nitrogênio e Oxigênio.

$$\frac{N}{H} = \frac{N^+}{H^+} \frac{O}{O^+} \quad (70)$$

Dos elementos químicos calculados, o enxofre é o que possui o maior erro na determinação de sua abundância química. Isto é devido à incerteza na medição da linha $[SII]\lambda 6312$ que possui

baixa intensidade e grande sensibilidade com a temperatura. Como a abundância do elemento depende dos dois íons observados, utilizamos a seguinte relação na sua determinação. Quando o S^{++} não pode ser determinado, estimamos ele a partir do S^+ (figura 16 e equação 72).

$$\frac{S}{H} = \left(\frac{S^+}{H^+} + \frac{S^{++}}{H^+} \right) \left(1 - \left(1 - \frac{O^+}{O} \right)^3 \right)^{-1/3} \quad (71)$$

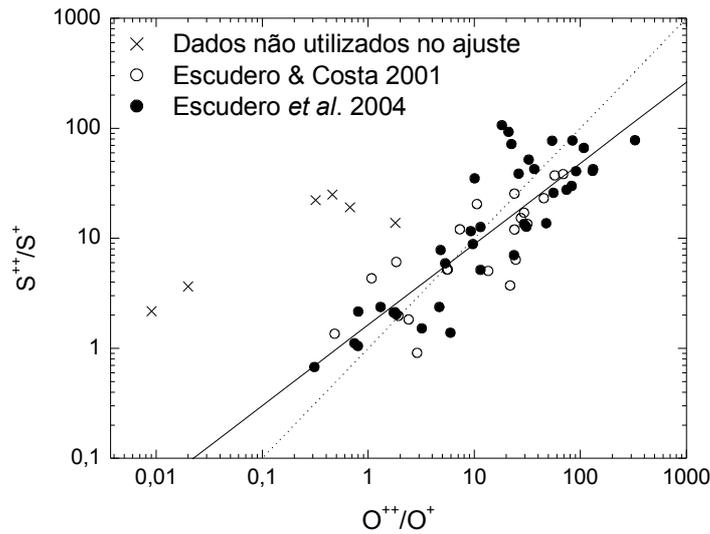


Figura 16. Correlação ente a razão entre as abundâncias de S^{++}/S^+ e as de oxigênio O^{++}/O^+ . Os círculos abertos são os dados de Escudero & Costa 2001, os cheios de Escudero et al. 2004, as cruzeiros pontos não utilizados no ajuste, a linha tracejada é $x=y$ e a cheia o ajuste linear.

$$\log_{10}(S^{++}/S^+) = (0.21 \pm 0.08) + (0.73 \pm 0.06) \log_{10}(O^{++}/O^+) \quad (72)$$

O Argônio, juntamente com o enxofre, é um dos elementos com menor precisão na determinação dos dados. Sua determinação em nebulosas planetárias é feita a partir de uma única linha de Ar^{++} . Como veremos posteriormente, existe realmente uma grande dispersão dos seus valores com relação a abundância de oxigênio.

$$\frac{Ar}{H} = 1.34 \frac{Ar^{++}}{H^+} \frac{O}{O^{++}} \quad (73)$$

O fator de correção de ionização do Neônio é um dos menos estudados e determinados na

literatura. Sua determinação é baseada na semelhança entre o potencial de ionização do oxigênio. Portanto, sua expressão pode ser dada por:

$$\frac{Ne}{H} = \frac{Ne^{++}}{H^+} \frac{O}{O^{++}} \quad (74)$$

A partir das expressões para determinação das abundâncias elementares dadas acima, calculamos as abundâncias químicas para todos os objetos de nossa amostra (tabela 6). Os últimos 9 objetos destacados na tabela não possuem distância calculada na literatura ou possuem valores inferiores a 5 kpc (ver próxima seção).

Tabela 6. Abundâncias químicas dos objetos observados. $\epsilon(X) = \log_{10}(X/H) + 12$. As objetos com a abundância de enxofre marcadas são os que não tinham abundância de S^{++} medidas, portanto utilizamos as de O^+ e S^+ para calculá-las.

Nome	He/H	$\epsilon(N)$	$\epsilon(O)$	$\epsilon(S)$	$\epsilon(Ar)$	$\epsilon(Ne)$
Al 2	0.160	8.43	8.66	6.57	6.78	7.95
Bl 3-13	0.105	7.68	8.91	7.14	6.54	8.06
H 1-11	0.106	8.02	8.67	6.87	6.28	7.95
H 1-14	0.103	7.62	8.27	6.39	5.66	7.38
H 1-30	0.147	8.78	8.76	7,34*	6.86	8.13
H 1-34	0.013	8.14	8.45	7.04	6.34	-
H 1-41	0.123	7.95	8.64	6.81	6.22	7.85
H 1-43	0.011	8.44	8.84	6.83*	-	-
H 1-45	0.099	7.39	7.52	5.69	4.97	6.84
H 1-46	0.096	7.93	8.35	6.95	6.16	7.40
H 1-63	0.059	7.48	8.06	6.86	6.09	6.97
H 1-67	0.125	8.50	8.75	7.09	6.64	8.00
H 2-11	0.151	8.16	8.29	6.56	6.64	-
H 2-25	0.081	7.56	8.26	6.74	6.70	-
H 2-48	0.048	7.12	7.93	6.41	6.03	-
He 2-260	0.009	7.14	8.18	6.29	6.97	-
He 2-262	0.118	7.82	8.48	6.66	6.24	7.55
KFL 2	0.113	-	8.24	-	5.99	7.33
KFL 4	0.099	-	8.34	-	5.71	7.28
KFL 19	0.080	7.38	8.65	6.93	6.06	7.64
M 1-48	0.143	8.65	8.84	7.09	6.88	8.33
M 2-7	0.137	7.91	8.74	6.61	6.80	7.91
M 2-8	0.223	8.50	8.54	6.94*	6.40	7.81

Nome	He/H	$\epsilon(N)$	$\epsilon(O)$	$\epsilon(S)$	$\epsilon(Ar)$	$\epsilon(Ne)$
M 2-12	0.010	7.96	8.56	6.61*	7.86	-
M 2-13	0.117	8.22	8.72	6.96	6.48	8.07
M 2-15	0.128	8.30	8.61	6.95	6.38	8.00
M 2-20	0.081	8.07	8.78	6.83	6.43	-
M 2-26	0.161	8.77	8.49	6.88	6.65	7.53
M 2-38	0.152	8.57	8.58	7.28	6.73	7.78
M 2-39	0.107	6.94	7.48	5.45	5.64	6.76
M 3-19	0.101	7.27	8.00	-	6.29	7.22
M 3-26	0.137	8.43	8.40	6.99	6.36	7.92
M 3-32	0.132	8.27	8.56	6.95	6.35	7.87
M 3-33	0.072	7.72	8.62	6.57	6.00	7.84
M 3-37	0.092	8.34	8.86	6.72	6.74	8.34
M 3-52	0.129	8.58	8.79	7.15	6.91	-
M 3-54	0.122	7.33	8.67	6.52	6.24	7.97
M 4-4	0.154	8.74	8.92	7.25	6.78	-
M 4-6	0.111	8.47	8.71	6.98	6.30	8.01
M 4-7	0.102	7.94	8.33	6.43	5.79	7.59
M 4-8	0.015	7.24	8.03	6.24	6.66	-
Pe 1-12	0.114	7.90	8.63	7.05*	6.36	7.82
Pe 1-13	0.099	-	9.03	-	6.66	8.29
TH 3-13	0.089	7.33	7.61	6.10	5.98	-
Th 3-15	0.107	7.62	8.06	6.15	5.89	-
Th 4-2	0.180	8.72	8.50	6.95	6.75	7.79
Th 4-7	0.072	7.70	8.35	6.47	5.90	7.49
Vy 2-1	0.145	9.04	8.94	7.53*	6.94	8.10
H 1-13	0.123	8.84	8.99	7.47	6.67	8.20
H 1-42	0.106	8.27	8.69	6.97	6.15	7.94
H 1-51	0.098	8.27	9.51	6.97*	7.72	9.38
K 6-3	0.128	7.98	8.33	6.40	6.49	-
K 6-5	0.159	9.12	8.57	7.32	6.88	-
M 1-31	0.161	9.02	8.98	7.69	6.89	8.28
M 3-9	0.059	7.69	8.68	6.52*	6.34	8.05
Th 3-34	0.193	9.15	8.14	7.08	6.43	-
YC 2-32	0.088	7.59	8.59	6.61	6.19	7.81

* dados cujo S^{++} foi obtido a partir do S^+ .

2.6. Dados Observacionais da Dissertação de Mestrado

Para aumentar estatisticamente a amostra de dados neste trabalho, utilizamos os objetos observados durante a tese de mestrado. Para que os dados tivessem uma homogeneidade em qualidade espectral, refizemos a análise detalhada dos espectros e selecionamos uma amostra restrita de objetos com grande qualidade, somando 29 objetos (tabela 7). Esta seleção de dados consistiu em obter somente os objetos que possuíam uma boa qualidade na temperatura eletrônica, já que sua boa precisão é essencial para determinar com qualidade a abundância química.

Para que tivéssemos uma homogeneidade entre os valores das abundâncias químicas dos objetos da dissertação de mestrado em relação às deste trabalho, calculamos a abundância iônica do O^+ preferencialmente a partir da linha $\lambda 3727$ ao invés de $\lambda 7325$. Assim, reduzimos o problema da diferença da abundância do O^+ entre os objetos da amostra.

Também recalculamos os valores para a abundância do enxofre, pois no trabalho anterior utilizamos outra expressão para o ICF. Com esta nova determinação, obtivemos melhores correlações entre o enxofre e o oxigênio. Os valores das novas abundâncias iônicas e elementais estão respectivamente nas tabelas 8 e 9.

Tabela 7. Tabela dos dados observacionais selecionados da dissertação de mestrado.

Nome	PN G / PK	Data de Observação	Número	Observatório
K 5-1	PK 000+04.3	07/20/99	2	LNA
K 5-3	PN G 002.6+05.5	31/05/1998 e 16/08/99	4	LNA/ESO
K 5-4	PN G 351.9+01.9	32/05/1998 e 15/08/99	4	LNA/ESO
K 5-5	PN G 001.5+03.6	07/20/99	2	LNA
K 5-6	PN G 003.6+04.9	07/20/99	2	LNA
K 5-7	PN G 003.1+04.1	19/07/99 e 16/08/99	5	LNA/ESO
K 5-11	PK 002+02.1	31/05/98 e 15/08/99	4	LNA/ESO
K 5-13	PK 002+02.2	31/05/1998 e 16/08/99	4	LNA/ESO
K 5-14	PN G 003.9+2.6	18/07/99 e 19/07/99	2	LNA
K 5-17	PK 004+02.2	07/18/99	2	LNA
K 5-20	PN G 356.8-03.0	18/07/99 e 16/08/99	5	LNA/ESO
SB 15	PN G 009.3-06.5	06/23/00	2	LNA
SB 18	PN G 011.4-07.3	23/06/00 e 25/06/00	3	LNA
SB 19	PN G 014.4-06.1	08/17/99	2	ESO
SB 20	PN G 014.8-08.4	06/22/00	2	LNA
SB 21	PN G 019.0-07.6	08/16/99	2	ESO
SB 26	PN G 341.7-06.0	06/21/00	2	LNA
SB 30	PN G 343.9-05.8	06/23/00	2	LNA
SB 31	PN G 347.9-06.0	08/18/99	2	ESO
SB 32	PN G 349.7-09.1	20/08/99 e 21/0600	3	LNA/ESO
SB 34	PN G 351.5-06.5	18/08/99 e 19/08/99	2	ESO
SB 37	PN G 352.6-04.9	08/19/99	2	ESO
SB 38	PN G 352.7-08.4	06/22/00	2	LNA
SB 42	PN G 355.3-07.5	06/22/00	2	LNA
SB 44	PN G 356.0-07.4A	08/18/99	2	ESO
SB 50	PN G 357.3-06.5	06/22/00	2	LNA
SB 52	PN G 358.3-07.3	06/22/00	2	LNA
SB 53	PN G 358.7-05.1	06/23/00	2	LNA
SB 55	PN G 359.4-08.5	08/17/99	2	ESO

Tabela 8. Abundâncias Iônicas Recalculadas para os objetos selecionados da tese de mestrado.

Nome	OII(7325)	OII(3727)	OII (final)	SII	SIII	SIII (final)	NeIII
K 5-1	2.47E-06	-	2.47E-06	2.69E-08	4.57E-07	4.57E-07	-
K 5-3	3.16E-05	2.08E-05	2.08E-05	1.82E-07	9.44E-07	9.44E-07	-
K 5-4	5.34E-05	5.34E-05	5.34E-05	3.31E-07	3.97E-06	3.97E-06	-
K 5-5	2.06E-06	-	2.06E-06	4.62E-08	2.93E-07	2.93E-07	1.90E-05
K 5-6	2.22E-06	-	2.22E-06	4.16E-08	5.59E-07	5.59E-07	4.92E-06
K 5-7	5.22E-06	-	5.22E-06	7.38E-08	-	5.91E-07	-
K 5-11	4.57E-04	-	4.57E-04	2.36E-06	3.19E-06	3.19E-06	-
K 5-13	1.75E-04	8.10E-05	8.10E-05	2.31E-06	4.20E-06	4.20E-06	3.47E-05
K 5-14	8.88E-05	-	8.88E-05	8.56E-07	1.68E-06	1.68E-06	3.04E-05
K 5-17	6.97E-06	-	6.97E-06	1.73E-07	6.41E-07	6.41E-07	-
K 5-20	3.17E-05	8.91E-06	8.91E-06	3.08E-08	7.78E-07	7.78E-07	-
SB 15	4.78E-06	3.39E-06	3.39E-06	6.16E-08	-	5.27E-07	1.83E-05
SB 18	6.93E-06	7.96E-06	7.96E-06	2.25E-08	-	1.65E-07	9.08E-06
SB 19	4.46E-04	3.16E-05	3.16E-05	2.48E-07	5.05E-06	5.05E-06	8.13E-05
SB 20	-	1.37E-06	1.37E-06	2.64E-08	-	2.59E-07	1.67E-05
SB 21	3.11E-06	-	3.11E-06	-	-	-	7.82E-06
SB 26	1.20E-06	3.27E-06	3.27E-06	-	1.45E-07	1.45E-07	2.13E-05
SB 30	1.22E-05	9.35E-06	9.35E-06	6.88E-08	3.46E-07	3.46E-07	1.83E-05
SB 31	2.27E-06	1.19E-06	1.19E-06	2.17E-08	8.03E-07	8.03E-07	1.52E-05
SB 32	2.43E-05	2.35E-05	2.35E-05	4.40E-07	2.66E-06	2.66E-06	7.71E-06
SB 34	-	-	-	-	-	-	5.94E-06
SB 37	1.06E-06	2.14E-06	2.14E-06	4.91E-08	1.13E-06	1.13E-06	1.79E-05
SB 38	2.72E-06	4.76E-07	4.76E-07	3.83E-08	-	5.05E-07	7.84E-06
SB 42	1.39E-05	4.80E-06	4.80E-06	4.22E-08	-	3.11E-07	1.08E-05
SB 44	5.30E-05	-	5.30E-05	1.39E-07	-	8.53E-07	1.06E-05
SB 50	-	3.56E-06	3.56E-06	8.29E-08	-	6.48E-07	7.69E-06
SB 52	7.37E-06	3.52E-06	3.52E-06	5.52E-08	6.56E-07	6.56E-07	1.54E-05
SB 53	-	1.10E-06	1.10E-06	3.81E-08	1.45E-06	1.45E-06	1.01E-05
SB 55	2.02E-06	4.36E-07	4.36E-07	3.64E-09	-	3.39E-08	3.78E-06

Tabela 9. *Abundâncias Químicas da mostra selecionada da tese de mestrado.*

Nome	He	O	N	Ar	S	Ne
K 5-1	0.11	7.88	7.45	5.90	6.03	-
K 5-3	0.12	8.32	7.62	5.99	6.24	-
K 5-4	0.11	8.65	7.93	6.23	6.80	-
K 5-5	0.03	7.72	7.16	5.45	5.85	7.30
K 5-6	0.11	8.55	7.82	6.15	6.36	7.40
K 5-7	0.16	8.34	7.72	6.32	6.21	-
K 5-11	0.19	8.87	8.27	6.87	6.75	-
K 5-13	0.14	8.67	8.7	6.69	6.94	7.92
K 5-14	0.12	8.51	7.96	6.37	6.47	7.76
K 5-17	0.08	8.20	7.61	5.71	6.21	-
K 5-20	0.13	8.35	7.26	5.82	6.22	-
SB 15	0.1	8.18	6.53	5.04	6.16	7.55
SB 18	0.1	8.27	6.67	5.36	5.58	7.35
SB 19	0.16	8.56	7.38	6.43	6.93	7.95
SB 20	0.14	7.88	6.52	4.88	5.88	7.33
SB 21	0.12	8.50	7.01	6.22	-	7.69
SB 26	0.1	8.75	7.58	6.11	5.75	8.13
SB 30	0.1	8.35	7.67	5.65	5.93	7.51
SB 31	0.11	8.93	8.38	6.42	6.71	8.28
SB 32	0.14	7.90	7.35	5.70	6.55	7.15
SB 34	0.14	8.52	-	6.14	-	7.92
SB 37	0.15	-	-	-	-	-
SB 38	0.14	8.07	7.49	5.52	6.37	7.14
SB 42	0.06	7.75	7.1	5.38	5.76	7.11
SB 44	0.14	8.93	7.71	6.79	6.25	7.85
SB 50	0.14	8.13	7.45	6.00	6.24	7.32
SB 52	0.14	8.56	7.61	6.37	6.37	7.82
SB 53	0.13	8.84	8.54	6.76	6.95	7.96
SB 55	0.15	7.83	7.22	5.70	5.15	7.23

2.6. Distâncias

A determinação da distância de uma nebulosa planetária é de extrema importância para o estudo da evolução química da galáxia. Infelizmente, não existe um método seguro para sua determinação. O erro das medidas é muito grande e as distâncias calculadas pelos diferentes métodos geralmente não são semelhantes.

Existem basicamente dois tipos de métodos para determinação de distância: métodos individuais e estatísticos. Os métodos individuais não podem ser aplicados para o nosso conjunto de nebulosas planetárias, pois dependem de uma boa determinação de parâmetros físicos da nebulosa e/ou da estrela central (ver Cazetta 1998), como morfologia, flutuações de densidade e temperatura e espectro da estrela central. Estes se aplicam somente para objetos próximos. Alguns exemplos de métodos individuais são: paralaxe trigonométrica (Maciel & Pottasch 1980; Acker 1978; Pier *et al.* 1993), paralaxe espectroscópica (Méndez 1975, Mallik & Peimbert 1988; Maciel & Pottasch 1980), membros de aglomerados (Pedreros 1989), linhas em absorção em 21 cm (Gathier *et al.* 1986), extinção interestelar (Maciel 1985; Maciel *et al.* 1986; Gathier *et al.* 1986; Kaler & Lutz 1985; Martin 1994) e paralaxe de expansão nebular (Masson 1986; Maciel & Pottasch 1980; Hajian *et al.* 1993)

Já os métodos estatísticos são utilizados quando não temos informações detalhadas das nebulosas. Para a obtenção das distâncias das nebulosas planetárias neste trabalho, utilizamos métodos estatísticos onde as distâncias foram fornecidas por três artigos: van de Steene & Zijlstra (1994), Schneider & Buckley (1996) e Zhang (1995).

*Tabela 10. Distâncias dos objetos observados.. As colunas são a velocidade radial heliocêntrica ($km s^{-1}$), diâmetro angular ($'$), fluxo em 6 cm (mJy), as distâncias (kpc) calculadas por van de Steene & Zijlstra 1994 (SZ), Schneider & Buckley 1996 (SB) e Zhang 1995, e por último a média entre as distâncias. As siglas R1, R2 e R3 são referentes a velocidade radial, ao diâmetro e ao fluxo em rádio, respectivamente, onde utilizamos: Durand *et al.* 1998 (D), Beaulieu *et al.* 1999 (B) e Acker *et al.* 1992 (A).*

Name	Vhelio	R1	Diam	R2	F6cm	R3	SZ	SB	Zhang	media
Al 2-O	-77	D	3.9	S	37	SB		5.7		5.7
Bl 3-13	258.40	D	5.2	A	14	SB		6.9		6.9
H 1-11	0.30	B	5.7	S	14	SB	6.7	6.6	7.27	6.6
H 1-13							1.3			1.3
H 1-14	56.50	B	6.5	S	22	SB	5.4	5.5	5.85	5.5
H 1-34	44.8	D	1.8	S	13	SB		10.5		10.5
H 1-45	-2.40	D	6	A	10	SB		7.1	8.20	7.1
H 1-51	-211.1	B	13.2	A						
H 1-63	-19.00	B	2.2	S	9	SB		11.0		11.0
H 2-24	-171.6	D	4.6	A	13	SB		7.4	7.77	7.4

H 2-25	44.8	D	4.6	S	3.6	SB		10.6	12.23	10.6
He 2-260	65.5	B	1.1	S	13	SB	11.4	12.2	11.56	11.8
He 2-262	-158.30	D	3.3	S	24	SB	6.4	6.9	6.64	6.7
KFL 19	80.2	B	7.8	A	0.8	SB		11.4		11.4
KFL 2	-62.70	D	5.4	A	2.2	SB		11.1		11.1
KFL 4	37.8	D	3	A	1.1	SB		17.7		17.7
KFL 9	26.9	B	11.8	A	3.1	SB		6.7		6.7
M 1-31	103.8	D	2.2	S	59	SB	3.8	5.8	3.93	4.8
M 2-12	84.8	B	3.6	S	13	SB		8.1		8.1
M 2-13							10.1		10.38	10.1
M 2-15	20.5	B	7.5	V	12.5	SZ	6.3	6.0	6.98	6.2
M 2-26	88.1	D	2.4	S	25	SB	8.3	7.0		7.6
M 2-20	69.10	D	13.9	S	3.2	SB		6.1		6.1
M 2-38	-44.8	B	6.7	S	7.7	SB	7.3	7.2	8.13	7.2
M 2-7	-71.6	B	8	V	7	SB	7.6	6.8	8.55	7.2
M 2-8	3.7	B	3.7	S	18	SB	6.9	7.3	7.27	7.1
M 3-19	152.00	D	7	S	5.5	SB	6.9	7.7	8.62	7.3
M 3-26	32.7	B	8.6	A	8	SB		6.4	8.40	6.4
M 3-32	94.9	B	6	S	12	SB		6.7	7.06	6.7
M 3-33	-								8.94	8.94
M 3-37	-52	B	9.8	S	5.4	SB		6.6	13.39	6.6
M 3-40	49.4	B	2.5	S	15	SB	7.9	8.9	8.22	8.4
M 3-9	-67.8	B	16	S	29	SB	3.5	3.4	3.88	3.4
M 4-4	-							8.3		8.3
M 4-6	-269.3	D	2	S	35	SB	6.2	7.2	6.25	6.7
M 4-7	-231.6	D	5.7	S	33	SB	4.9	5.1	5.20	5.0
Pe 1-12	183.3	B	9.6	A	3.3	SB		7.4	10.20	7.4
Pe 1-13	-33.3	B	7	V	3	SZ	10.7	9.0	12.17	9.8
Pm 1-149	91.40	B	3.3	S	3.6	SB		12.3		12.3
Th 3-13	-105.5	D	1.7	S	14.3	SB		10.3		10.3
Th 3-55	-51.2	D	7.8	S	6.1	SB		7.1		7.1
Th 4-2	91.8	B	5.2	S	2.2	SB		11.3		11.3
Th 4-7	48.6	D	7.2	S	18	SB		5.6		5.6
Vy 2-1	138.1	B	3.7	S	37	SB	5.4	5.8	5.57	5.6

Para todos os objetos (tabela 10), obtivemos as distâncias a partir da literatura. Para os objetos de Escudero & Costa (2001), que não possuíam fluxo em rádio mas somente o diâmetro e o fluxo fotométrico de H_{α} (Beaulieu *et al.* 1999), utilizamos a relação entre o fluxo em rádio e o fluxo $H\beta$ dada por Kingsburgh, & Barlow (1992) para estimar suas distâncias:

$$I(H_{\beta}) = \frac{3.28 \times 10^{-9} S_{\nu}(5GHz)}{t^{0.4} \ln(9900t^{1.5})(1 + y^{+} + 3.7y^{++})} \quad (75)$$

onde o fluxo em rádio é dado em Jy , t é a temperatura em $10^4 K$, $y^{+} = He^{+}/H^{+}$ e $y^{++} = He^{++}/H^{+}$.

Com posse destes valores utilizamos o método de Schneider & Buckley (1996) para calcular as distâncias dos objetos (tabela 11).

Tabela 11. Distâncias dos objetos de Escudero (2001).

Nome	$\log(H\beta)$ [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	Diam["]	S(5 Ghz) [mJy]	D [kpc]
SB 01	-12.16	24	2.63	4.54
SB 02	-11.70	20	8.43	4.02
SB 03	-11.37	44	24.99	2.02
SB 04	-	24	-	-
SB 06	-	21	-	-
SB 12	-14.00	7	0.06	19.51
SB 15	-12.67	13	1.11	7.84
SB 17	-12.27	16	1.91	6.21
SB 18	-13.06	12	0.43	9.79
SB 19	-11.87	16	4.17	5.31
SB 20	-12.00	23	5.81	4.02
SB 21	-11.75	18	9.46	4.15
SB 24	-12.98	16	0.48	7.94
SB 25	-12.04	16	3.39	5.54
SB 26	-12.27	11	2.58	7.14
SB 28	-	6	-	-
SB 30	-12.05	12	3.70	6.41
SB 31	-11.83	14	7.37	5.04
SB 32	-13.12	16	0.35	8.35
SB 33	-13.01	22	0.48	6.38
SB 34	-12.46	22	2.32	4.91
SB 35	-12.36	12	1.50	7.75
SB 37	-	10	-	-
SB 38	-13.06	10	0.44	10.97
SB 42	-11.91	20	4.25	4.63
SB 44	-12.67	18	0.94	6.56
SB 50	-12.09	18	4.46	4.88
SB 52	-11.96	14	5.39	5.41
SB 53	-12.25	13	3.53	6.19
SB 55	-11.80	24	11.09	3.41

3. Resultados

3.1. Dados Observacionais

3.1.1. Dados da Literatura

Para ter uma amostra mais significativa e homogênea de nebulosas planetárias do bojo galáctico, fizemos uma coleta de dados observacionais da literatura. Nos baseamos principalmente em 6 artigos, para seleção dos dados: Koppen *et al.* (1991), Samland *et al.* (1992), Cuisinier *et al.* (1996), Stasinska *et al.* (1998), Cuisinier *et al.* (2000) e Gorny *et al.* (2004). A amostra teve como critério de seleção principal ter distância heliocêntrica superior a 5 kpc. Estas distâncias foram determinadas a partir da média de três artigos: Schneider & Buckley (1996), van de Steene & Zijlstra (1995) e Zhang (1995).

A figura 17 apresenta os histogramas das distâncias heliocêntricas das seis amostras utilizadas na literatura. A maior diferença está entre os dados de Gorny *et al.* (2004) e Stasinska *et al.* (1998), onde os picos podem diferir entre si cerca de 3 kpc de distância. Entretanto, levando em conta que os erros envolvidos na determinação destas distâncias na maioria da vezes é superior a 1 kpc, podemos considerar que o conjunto total de objetos é bem representativo para o bojo galáctico.

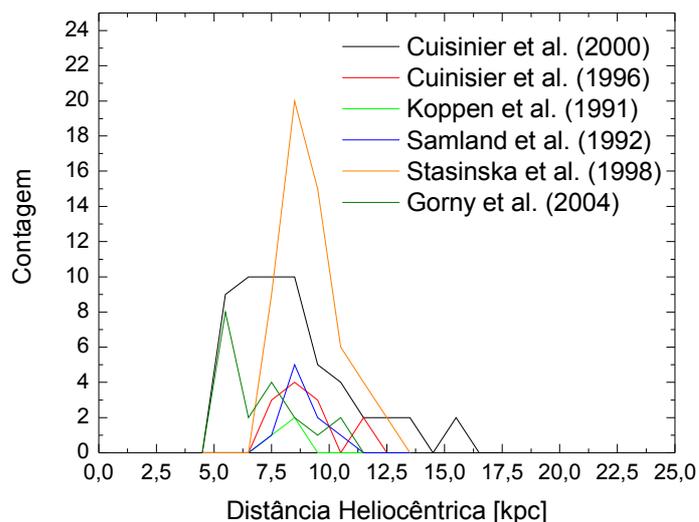


Figura 17. Distribuições das distâncias heliocêntricas das amostras utilizadas como dados da literatura.

3.1.2. Problema da Abundância Iônica do O^+

Um dos problemas encontrados, no que se refere à determinação das abundâncias químicas dos objetos do bojo galáctico foi o cálculo da abundância do O^+ . Nebulosas planetárias possuem duas linhas importantes deste íon que podem ser utilizadas para calcular sua abundância, porém devido a provavelmente vários fatores (ver capítulo 2) seus valores não são equivalentes entre si na maioria dos casos.

Em um recente artigo (Gorny *et al.* 2004), os autores recalcularam as abundâncias químicas dos objetos da literatura e compararam com os novos dados observados por eles. Esta redeterminação foi feita com o objetivo de homogeneizar a amostra de dados.

Um dos íons calculados por eles foi exatamente o O^+ , utilizando as duas linhas possíveis: $\lambda 3727$, $\lambda 7325$ e o resultado foi semelhante ao encontrado por Escudero *et al.* (2004). Como vemos na figura 18, as abundâncias do íon calculadas pelas duas linhas possuem uma diferença sistemática entre eles.

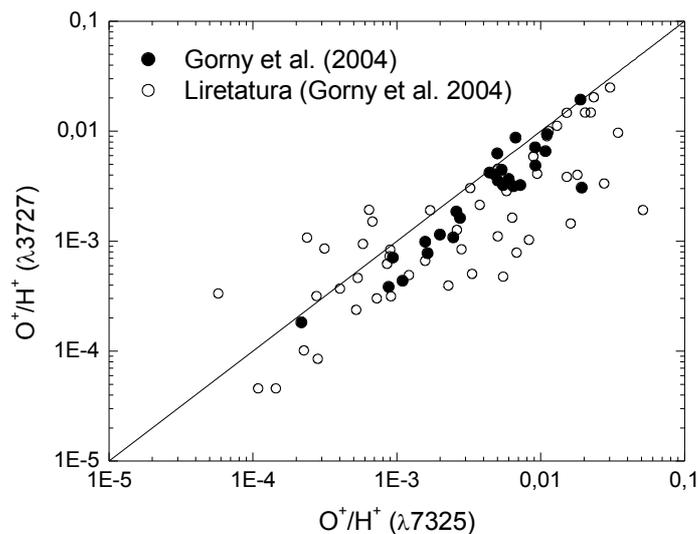


Figura 18. Comparação entre as abundâncias de O^+/H^+ calculadas pelas duas linhas mais intensas no visível e UV próximo. Os dois dados da amostra foram obtidos de Gorny *et al.* (2004), porém os círculos cheios são os observados e publicados neste artigo, e os abertos os da literatura que foram recalculados pelos autores.

3.1.3. Comparação Entre as Distribuições de Abundâncias Químicas

Comparação entre as Abundâncias de Oxigênio e Nitrogênio

Comparando as abundâncias de alguns elementos químicos importantes e significativos entre as amostras de nebulosas planetárias do bojo retiradas da literatura (figura 19 a 33), vemos que apesar das amostras possuírem quantidades bem diferentes de objetos, as distribuições não possuem grandes diferenças entre si a primeira vista. Esta comparação tem um papel importante para averiguar a homogeneidade da amostra total da literatura, a fim de retirar a suspeita de qualquer *bias* proveniente de método de observação, redução de dados ou determinação das abundâncias elementares.

Fazendo uma análise mais profunda nestes dados, observamos que as amostras de Cuisinier *et al.* (1996) e Cuisinier *et al.* (2000) têm um menor espalhamento nas abundâncias de oxigênio, enxofre e nitrogênio em seus objetos. Isto pode ser proveniente de uma melhor qualidade de seus dados observacionais, ou um *bias* devido à localização de seus objetos em coordenadas galácticas.

As abundâncias químicas dos objetos da amostra podem variar com relação às suas coordenadas galácticas (Escudero & Costa 2001). Estudos mostram que este efeito pode ocorrer não só com nebulosas planetárias, mas também com estrelas na direção do bojo (Tiede *et al.* 1995). Portanto, temos que tomar cuidado quando comparamos dados selecionados de objetos com localizações diferentes.

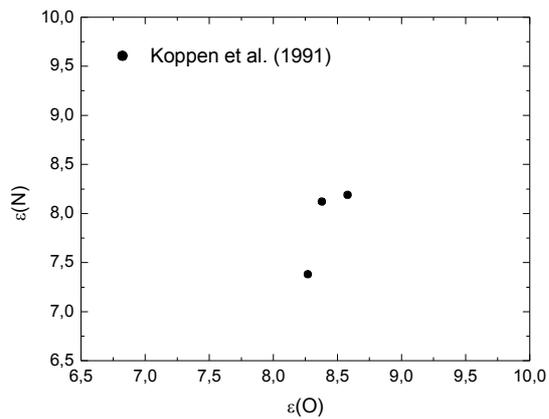


Figura 19. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Koppen et al. (1991).

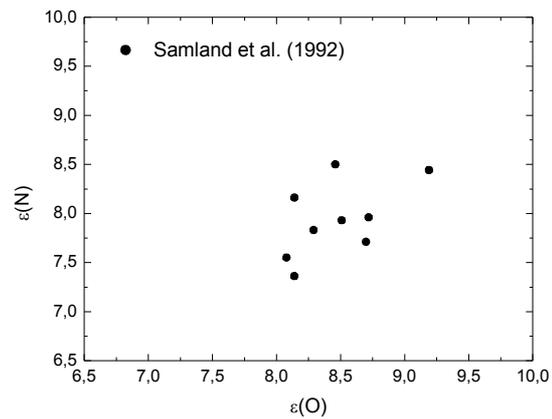


Figura 20. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Samland et al. (1992).

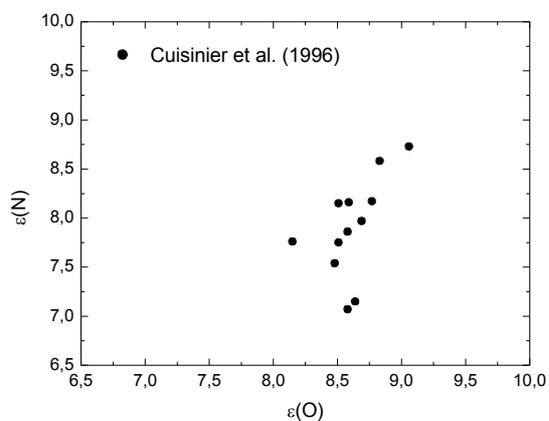


Figura 21. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Cuisinier et al. (1996).

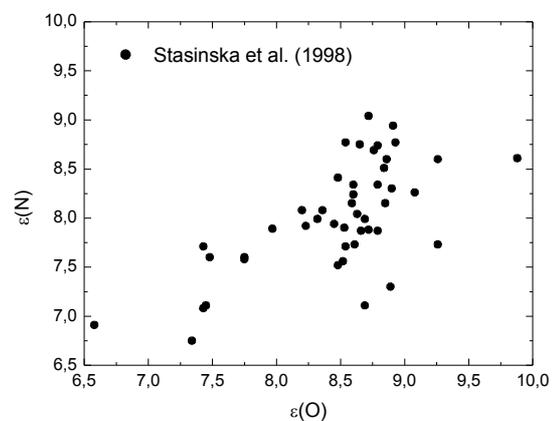


Figura 22. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Stasinska et al. (1998).

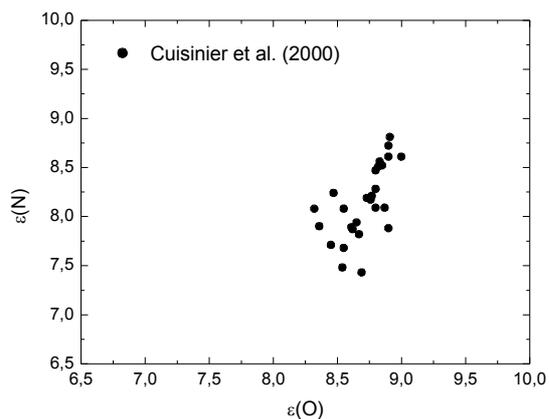


Figura 23. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Cuisinier et al. (2000).

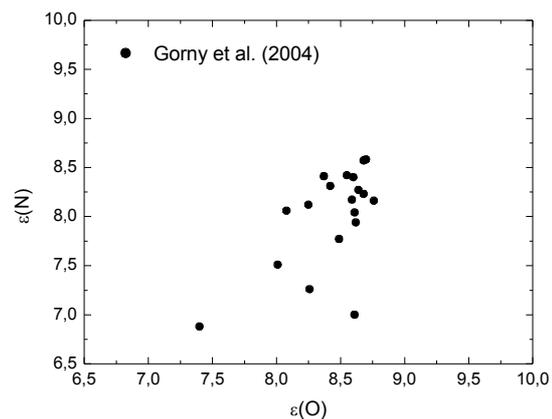


Figura 24. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio da amostra selecionada de Gorny et al. (2004).

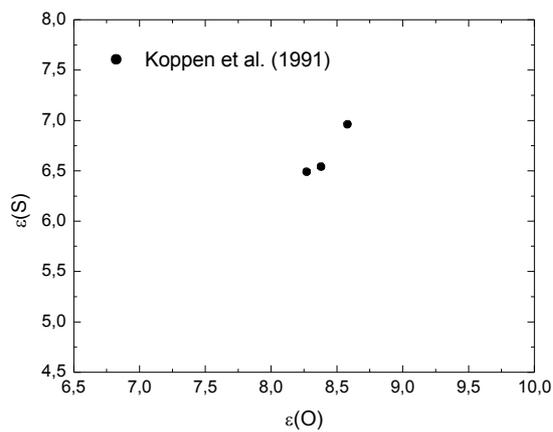


Figura 25. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre da amostra selecionada de Koppen et al. (1991).

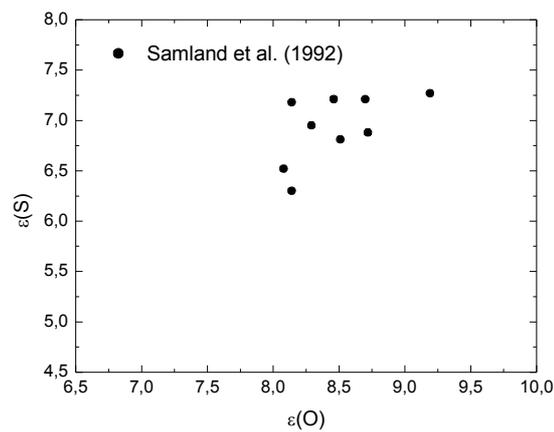


Figura 26. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre da amostra selecionada de Samland et al. (1992).

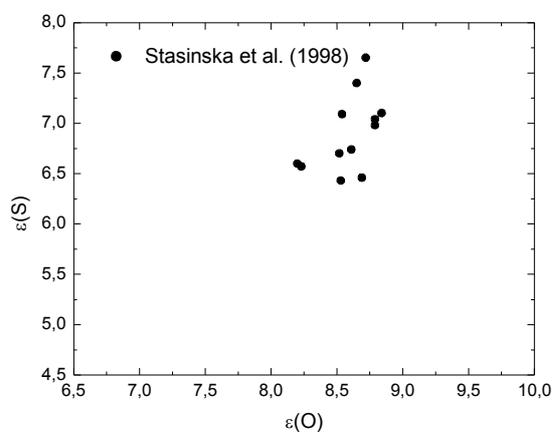


Figura 27. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre da amostra selecionada de Stasinska et al. (1998).

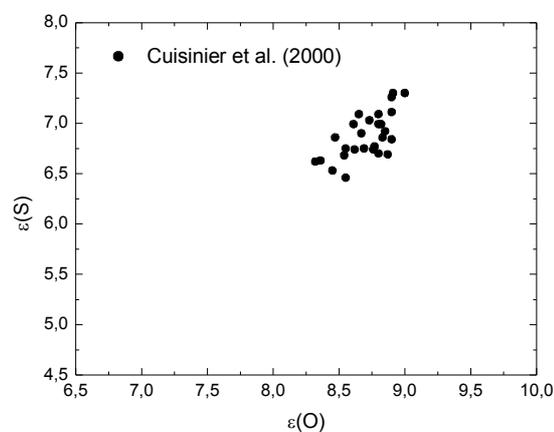


Figura 28. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre da amostra selecionada de Cuisinier et al. (2000).

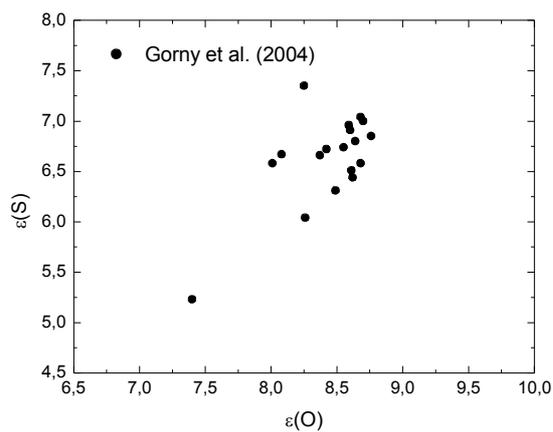


Figura 29. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre da amostra selecionada de Gorny et al. (2004).

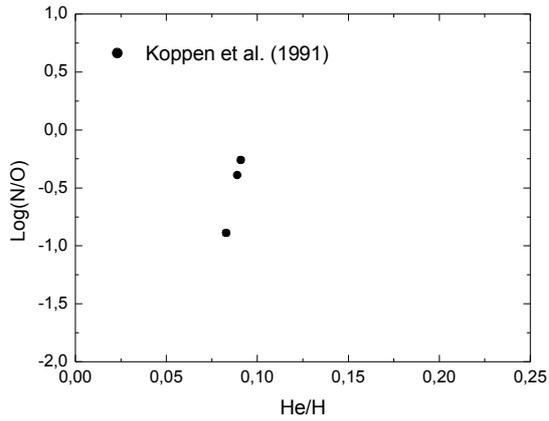


Figura 30. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Koppen et al. (1991).

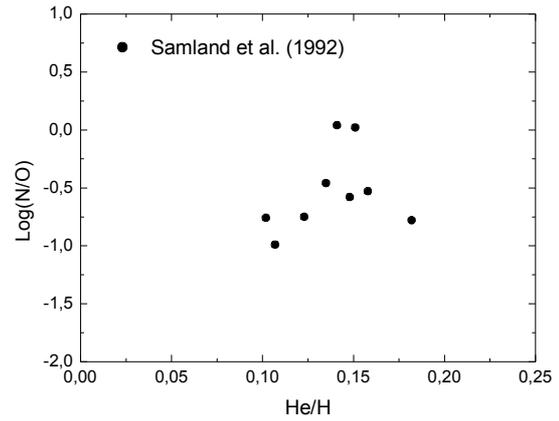


Figura 31. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Samland et al. (1992).

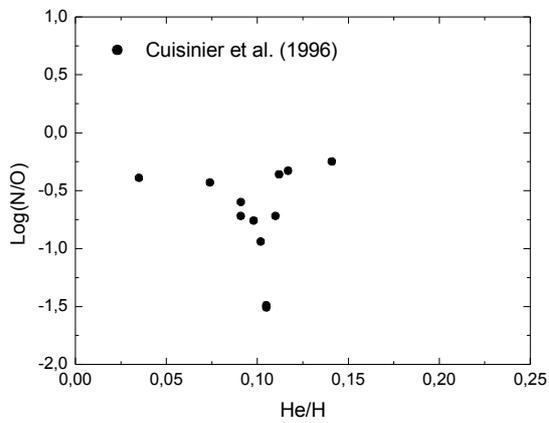


Figura 32. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Cuisinier et al. (1996).

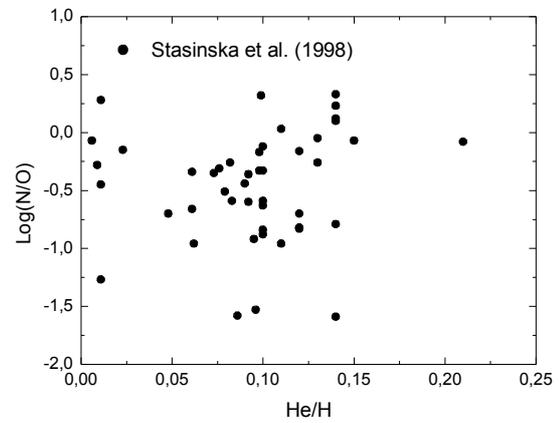


Figura 33. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Stasinska et al. (1998).

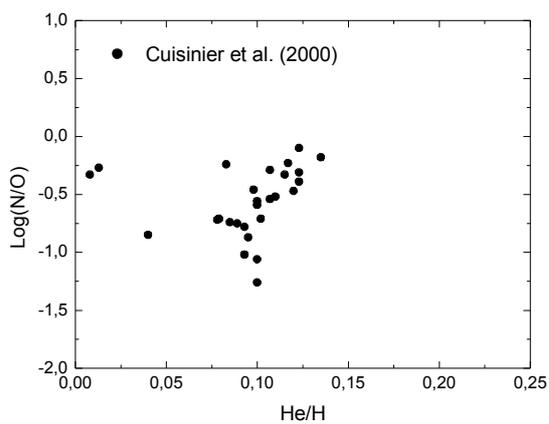


Figura 34. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Cuisinier et al. (2000).

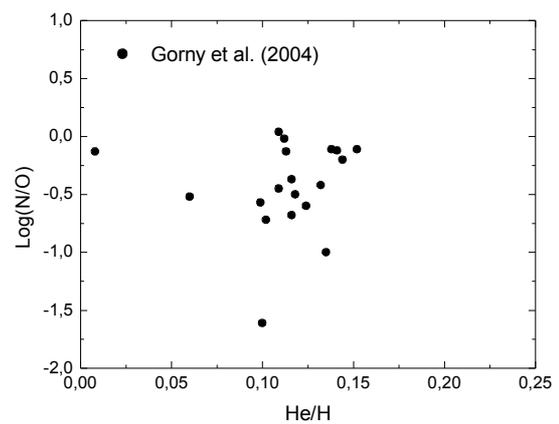


Figura 35. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão N/O da amostra selecionada de Gorny et al. (2004).

3.1.4. Distribuição Espacial dos Objetos da Literatura

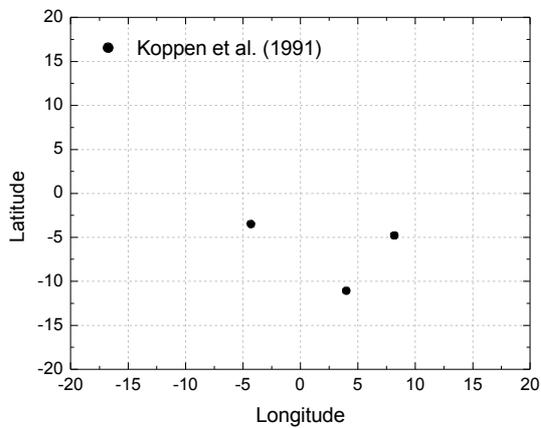


Figura 36. Distribuição espacial dos objetos de Koppen et al. (1991).

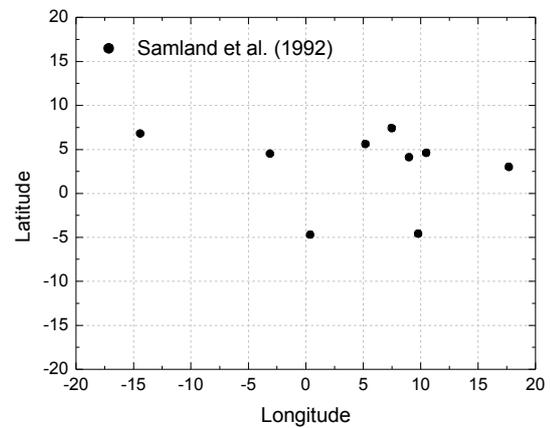


Figura 37. Distribuição espacial dos objetos de Samland et al. (1992).

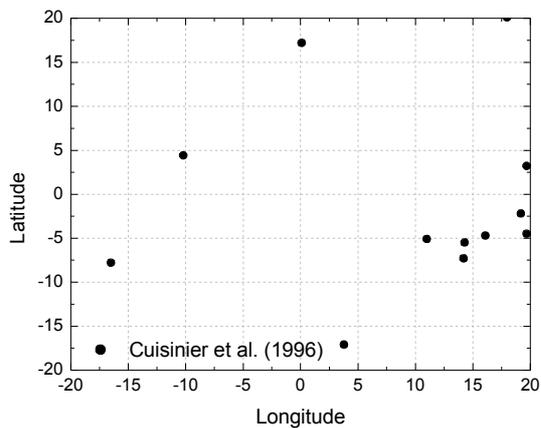


Figura 38. Distribuição espacial dos objetos de Cuisinier et al. (1996).

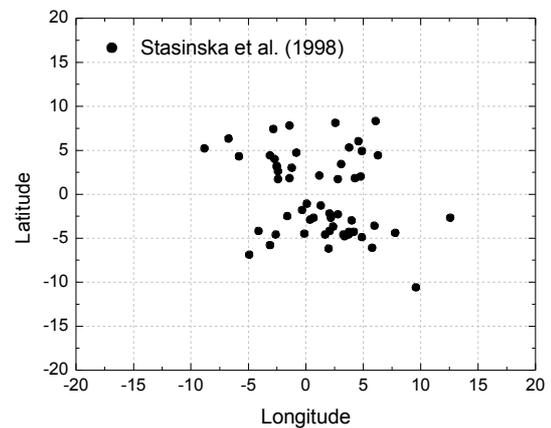


Figura 39. Distribuição espacial dos objetos de Stasinska et al. (1998).

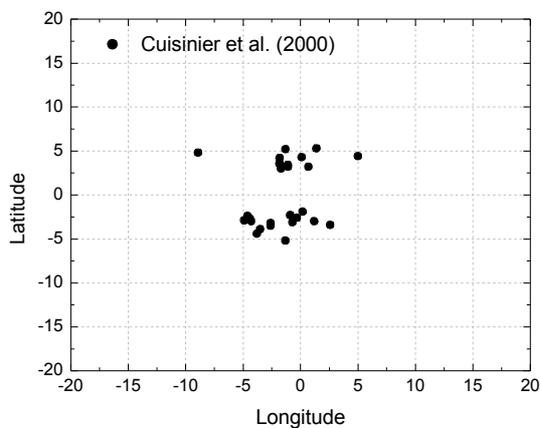


Figura 40. Distribuição espacial dos objetos de Cuisinier et al. (2000).

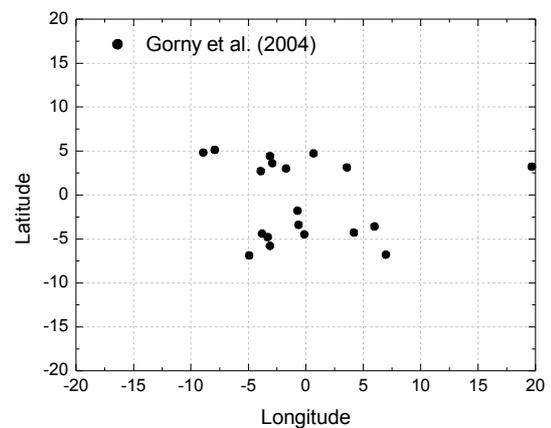


Figura 41. Distribuição espacial dos objetos de Gorny et al. (2004).

3.1.5. Distribuição Espacial dos Objetos

A distribuição espacial, com relação às coordenadas galácticas, é uma importante ferramenta para diagnosticar se existe alguma *bias* diferença no critério de seleção das amostras. A primeira vista, existe uma grande deficiência de objetos para baixa latitude galáctica (figura 42). Isto se deve ao fato da extinção interestelar nesta faixa de latitude ser muito alta para obtermos objetos de boa qualidade espectral. Uma vez que o gás do disco se encontra bem próximo do plano galáctico, fica extremamente difícil obter espectros de boa qualidade nesta região com os telescópios usualmente utilizados para estes trabalhos.

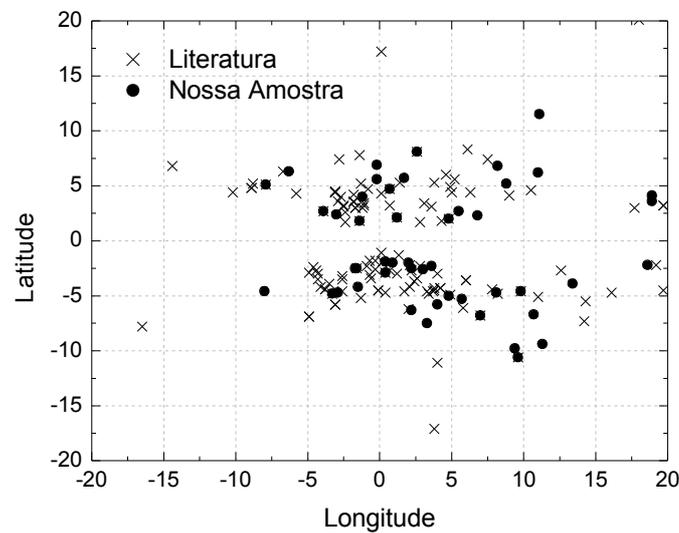


Figura 42. Distribuição espacial dos objetos da amostra retirada da literatura (cruzes) e da amostra observada pelo nosso grupo (círculo cheio).

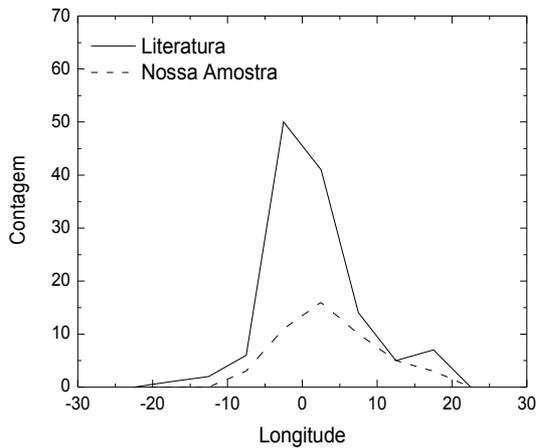


Figura 43. Histograma da distribuição em longitude dos objetos da literatura (linha preta) e do observados pelo nosso grupo (linha vermelha).

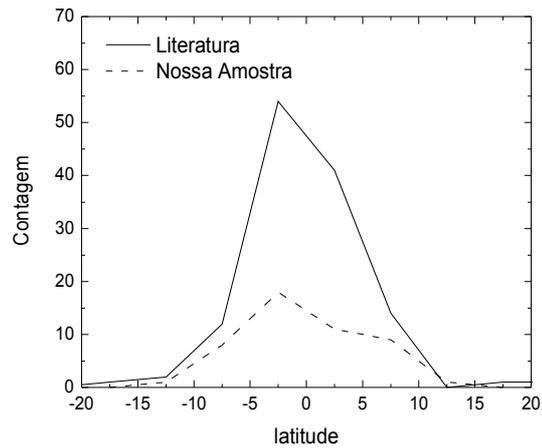


Figura 44. Histograma da distribuição em latitude dos objetos da literatura (linha preta) e do observados pelo nosso grupo (linha vermelha).

Outro dado importante que obtivemos foram os histogramas da distribuição dos objetos em coordenadas galácticas (figura 43 e 44). A primeira vista, os objetos das literatura varrem a mesma faixa de valores do que os observados por nós. Isto nos fornece uma certa homogeneidade dos dados com relação à sua distribuição espacial, porém os dados dos histogramas não estão normalizados, o que significa que a amostra da literatura, a mais numerosa, está mais concentrada na região central do que a nossa. Um terço dos nosso objetos foi selecionado de Beaulieu *et al.* (1999), onde os autores fizeram um intensa busca por objetos com linhas de emissão em regiões com grande latitude galáctica. Estas regiões ainda não tinham sido muito estudadas na literatura, o que nos estimulou a fazer um trabalho nesta área. Além disso, um dos critérios de seleção dos objetos nos artigos publicados na literatura, até então, era ter uma distância angular de até 10 graus do centro galáctico. Isto é importante quando se tem como objetivo fazer uma análise especificamente da região central, mas não fornece uma amostra estatisticamente significativa para todo o bojo.

Apesar de existirem pequenas diferenças nas distribuições espaciais das amostras, o conjunto total nos dá um significativo grupo de objetos para o bojo galáctico. Temos nebulosas planetárias tanto na região central, quanto nas regiões mais afastadas do centro. Isto fornece uma importante ferramenta para uma análise mais global da evolução química do bojo.

3.2. Distribuição das Abundâncias Químicas

Outra importante forma de se analisar os dados da literatura e os nossos é a partir das distribuições e correlações entre as abundâncias químicas dos objetos. As distribuições têm um papel importante na caracterização geral das abundâncias obtidas. Elas suavizam os erros aleatórios dos valores individuais das abundâncias químicas, dando uma visão geral e mais representativa da abundância dos objetos.

Já as correlações entre os elementos químicos têm uma papel mais importante na análise das características dos objetos de estudo e da evolução química propriamente dita do meio em que ele se encontra ou onde foi formado. O problema é que sua boa representação e interpretação são muito dependentes dos erros encontrados. Se tivermos duas correlações distintas em uma mesma amostra de dados, a dispersão dos valores delas pode ser tamanha que fica impossível distinguir esta dupla correlação. Portanto, podemos acabar fazendo uma análise errônea dos dados dizendo que existe uma única correlação com grande dispersão dos dados. Ou o que é pior: dizer que os dados não se correlacionam entre si. Alias, esta segunda possibilidade deve ser a mais presente nos estudos do bojo.

3.2.1. Abundâncias de Hélio

Apesar de uma pequena parte da abundância do hélio se originar do meio interestelar em que a estrela progenitora se formou, a maioria esmagadora deste elemento químico é proveniente dos processos de nucleossíntese que ocorrem em estrelas de massa intermediária. Sendo pelo ciclo p-p ou pelo CNO, as estrelas convertem hidrogênio em hélio durante toda a fase da seqüência principal. Portanto, o que observamos nas nebulosas planetárias são os elementos químicos gerados por ela e expelidos para o meio ao seu redor.

A partir da distribuição do hélio das nebulosas planetárias, vemos que os valores das abundâncias distribuem-se numa grande faixa (figura 45). Apesar da maioria das razões He/H estar por volta de 0.1, observamos abundâncias que vão de 0 a 0.2. Os valores mais altos de abundâncias são equivalentes aos encontrados em nebulosas planetárias do tipo I localizadas no disco da galáxia. Isto sugere a existência de objetos jovens na região do bojo galáctico, porém esta afirmação é muito precipitada, uma vez que a classificação não tem como base somente a abundância de hélio, mas também outros parâmetros, como a razão N/O e propriedades cinemáticas.

Outra peculiaridade desta distribuição é a existência de baixos valores de abundâncias. A primeira vista, poderíamos dizer que são objetos pobres em hélio e conseqüentemente provenientes de estrelas de baixa massa e grande idade. Porém, estas abundâncias estariam abaixo do valor da abundância de hélio primordial, que é por volta de 0.06 em número. Este valor obviamente não corresponde à realidade, pois estrelas de baixa massa produzem hélio e consomem hidrogênio, favorecendo ambos para o aumento desta razão. Uma das explicações seria a presença de dados com baixa qualidade que resultariam em uma determinação errônea do hélio em sua composição química. Porém, vemos que os objetos são observados em todas as amostras, além do fato de termos feito uma rigorosa seleção de nossos objetos com relação à qualidade de espectros. A resposta mais realista deste problema é a presença de hélio na forma neutra. Como vimos no capítulo de observação, as abundâncias iônicas determinadas em nebulosas planetárias são somente dos dois estágios de ionização: He^+ e He^{++} . O hélio neutro não é obtido nestes objetos e na maioria dos casos é negligenciado. As temperaturas típicas das nebulosas planetárias favorece uma completa ionização deste elemento, com exceção de alguns poucos casos.

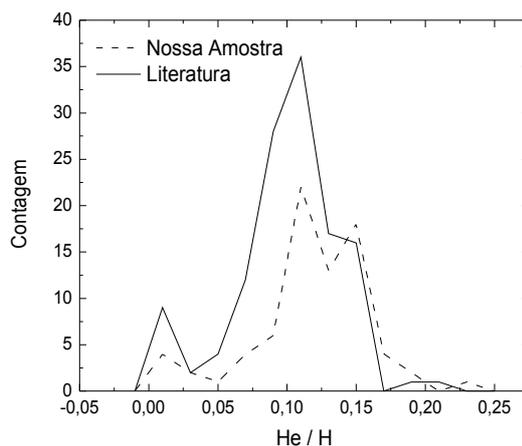


Figura 45. Distribuição da abundância de hélio para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

Infelizmente não podemos tirar nenhum resultado conclusivo a partir da distribuição das abundâncias de hélio das amostras. Tendo em vista os erros envolvidos e a grande dispersão dos dados, encontramos somente a evidência de que no bojo galáctico podemos ter nebulosas planetárias de todas as faixas de massa, porém preferencialmente objetos com grande idade.

3.2.2. Abundância de Nitrogênio

O nitrogênio é outro típico elemento cuja abundância química é altamente influenciada pela massa da estrela progenitora. Apesar de também possuir uma contribuição do meio interestelar onde a progenitora se formou, grande parte de sua abundância é proveniente dos processos nucleares na estrela. Um dado importante que podemos tirar dos modelos de nucleossíntese estelar é a quantidade de nitrogênio produzido com relação à massa da progenitora. Eles nos dizem que quanto mais massiva for a estrela progenitora (dentro da faixa de massa intermediária) mais ela produz nitrogênio em seu interior. Isto é observado em nebulosas planetárias do disco, que mostram que nebulosas provenientes de estrelas massivas (mais jovens) possuem maior abundância química de nitrogênio. Levando em conta este fato, temos uma importante ferramenta de análise para saber a faixa de idade dos objetos que compõem a amostra.

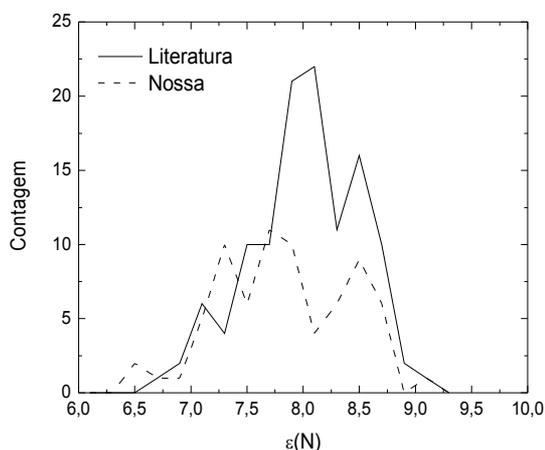


Figura 46. Distribuição da abundância de nitrogênio para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

Uma das grandes dificuldades de uma boa determinação da abundância de nitrogênio em nebulosas planetárias é o erro envolvido no seu *ICF*. Apesar de termos, em grande parte dos casos, boa precisão no fluxo das linhas de diagnóstico do N^+ , esta acaba não correspondendo diretamente a uma boa precisão da determinação de sua abundância química. Com as linhas possíveis de serem medidas no óptico, podemos obter somente a abundância de N^+ nestas nebulosas. Para obter a abundância deste elemento, utilizamos o *ICF*, que depende da abundância de O^+ . A abundância deste íon tem erros observacionais, e, principalmente, tem uma diferença sistemática entre os valores calculados pelos dois íons possíveis, o que em alguns casos pode resultar em valores de nitrogênio com grandes erros. Esta é uma importante motivação da escolha das linhas $\lambda 3727+29$ para determinação da razão O^+/H^+ , uma vez que com estas linhas obtivemos valores mais

compatíveis com os da literatura e uma menor dispersão dos dados.

Outro ponto a se considerar ao analisar a distribuição destes valores é a quantidade de nitrogênio não proveniente de processos químicos no interior estelar. Para estrelas mais massivas, este efeito não deve ser tão importante, pois a quantidade de nitrogênio produzida por elas é grande o suficiente para reduzir a influência da quantidade de nitrogênio do meio. Porém, quando tratamos de estrelas de baixa massa, este efeito pode ser significativo.

Outro fator importante e muitas vezes negligenciado, é o efeito da combinação entre dragagem e rotação estelar. Artigos recentes têm mostrado que estrelas com grande rotação podem mudar significativamente a mistura dos elementos processados no interior da estrela progenitora, nas camadas mais próximas da superfície. Quanto mais importante for a rotação da estrela, mais enriquecido em nitrogênio será a nebulosa planetária (Meynet & Maeder 2002). Com isso, se tivermos estrelas formadas na mesma época e numa mesma região (ou seja, com a mesma abundância química inicial e mesma idade), poderemos ter abundâncias químicas diferentes nas nebulosas planetárias geradas por elas. Isto acabaria gerando uma dispersão dos valores que não condiz com dispersões de abundâncias do meio interestelar, nem com diferentes massas de suas estrelas, mas simplesmente está relacionada com características de sua estrutura interna.

Poucos resultados conclusivos podem ser obtidos diretamente da distribuição dos valores das abundâncias de nitrogênio, da mesma forma que do hélio. Tendo em vista os pontos abordados acima e a grande dispersão dos valores encontrados, podemos achar indícios de que não estamos lidando com objetos de uma mesma idade e característica quando analisamos a amostra do bojo. Apesar de termos tentado reduzir ao máximo o efeito do O^+ na abundância de nitrogênio, não podemos excluir esta contribuição no espalhamento dos dados. Porém, levando em conta a semelhança entre os dados da literatura com os nossos, que apresentam altos (superiores a 8.5) e baixos (inferiores a 7.5) valores de nitrogênio, encontramos indícios de que temos uma grande faixa de massa para analisar na amostra. Isto nos fornece um importante dado de análise, uma vez que temos amostras de praticamente todos os períodos da história do bojo.

3.2.3. Abundância de Oxigênio

Dentre todos os elementos químicos estudados em nebulosas planetárias, o oxigênio é o mais importante de todos. As linhas de O^{++} são as mais intensas em seu espectro ($\lambda\lambda 4959, 5007$) e por muito tempo foram consideradas como sendo linhas de um novo elemento químico denominado

nebulium. Por apresentarem grande intensidade no espectro, temos um dos menores erros na medição do fluxo.

A determinação da abundância elemental deste elemento não se baseia unicamente na abundância do O^{++} , mas também do seu íon menos excitado (O^+) e de uma pequena correção pela inexistência de linhas mensuráveis dos demais estágios de ionização. Neste trabalho, e na maioria dos demais realizados na literatura, determinamos a abundância deste elemento também pelo método do ICF, para corrigir este efeito. Apesar do O^+ estar sujeito a erros, como descrito anteriormente, felizmente este íon na maioria dos casos se encontra em menor quantidade na nebulosa planetária. Portanto, passa a ter uma papel menos importante no que se refere aos erros intrínsecos na determinação da abundância química elemental.

Outro ponto importante na determinação da abundância do oxigênio pelo método do ICF é a dependência do hélio nos cálculos. Como o fator de correção é a razão entre o He/He^+ , um erro na abundância do hélio pode acarretar em problemas na determinação do oxigênio. Mas isto, na maioria dos casos, não ocorre, uma vez que a maioria do hélio em temperaturas e densidade típicas de nebulosas planetárias se encontra no seu primeiro estágio de ionização. Ou seja, a razão descrita acima é próxima de 1 em boa parte da amostra.

Analisando especificamente a distribuição das abundâncias de oxigênio dos objetos do bojo (figura 47), vemos que nossa amostra tem grande semelhança com os objetos obtidos da literatura. Os dois picos se encontram praticamente com o mesmo valor. Uma única diferença visível nestes objetos é a dispersão dos valores obtidos. A quantidade de objetos com baixa abundância de oxigênio para nossa amostra é levemente superior ao da literatura. Um dos motivos pode ser a distribuição espacial das amostras (Escudero & Costa 2001), uma vez que podemos ter variações de abundâncias químicas de acordo com a posição observada no bojo.

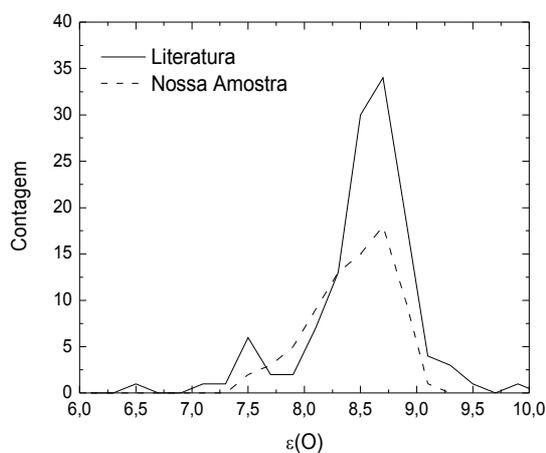


Figura 47. Distribuição da abundância de oxigênio para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

Apesar de parte desta dispersão poder ser proveniente de erros observacionais, como superestimação da temperatura eletrônica, vemos que a presença de objetos com baixa metalicidade ocorre em ambas as amostras. Ou seja, podemos estar vendo objetos velhos e pobres no bojo galáctico, o que é bastante razoável, uma vez que sabemos que a população do bojo é predominantemente tipo II.

Outro importante item obtido a partir desta distribuição é a presença de objetos ricos em oxigênio. Isto poderia ser uma surpresa se tivéssemos considerado somente o cenário monolítico para a formação do bojo. Porém, estes dados são completamente compatíveis com as observações de gigantes vermelhas nas janelas de Baade, como foi feito no célebre artigo de McWilliam & Rich (1994). Assim com no caso de estrelas, temos objetos com grandes abundâncias químicas nas amostras.

Um diferença encontrada comparando a distribuição de oxigênio e nitrogênio (figuras 46 e 47) foi o seu perfil. Visivelmente, a distribuição de oxigênio possui uma queda abrupta em abundâncias em torno de 9.0 dex. Já no caso do nitrogênio este perfil é mais uniforme. Uma explicação razoável seria que a presença de erros no perfil do oxigênio é mais presente, mas, como veremos mais adiante, existe outra motivo mais realista para este efeito.

A grande concentração de objetos com o mesmo valor de abundância química (entre 8.5 e 8.75) nos sugere algumas explicações. Uma delas é que a maioria dos objetos devem possuir praticamente a mesma idade, e conseqüentemente apresentar abundâncias químicas semelhantes. Outra, que o bojo teve um rápido enriquecimento químico que acabou estabilizando neste valor. Ou ainda, que devido ao consumo do oxigênio no ciclo ON a abundância de oxigênio observada nestes objetos acabaria se estabilizando nesta região. Um estudo mais detalhado desta distribuição e possíveis explicações deve ser feito comparando a abundância de oxigênio com os demais elementos químicos, que será apresentado no capítulo seguinte.

Ainda não podemos tirar resultados conclusivos somente a partir da distribuição da abundância do oxigênio para os objetos do bojo. Um dos resultados realmente pouco sujeitos a erros ou pontos de vista é que, como no caso das estrelas, existem objetos pobres e ricos no bojo da nossa galáxia.

3.2.4. Abundância de Enxofre, Argônio e Neônio

O enxofre é um típico elemento encontrado em nebulosas planetárias para o qual existe uma grande imprecisão na medição de algumas linhas. Suas linhas mais importantes e evidentes no

visível são o par $\lambda\lambda 76716,6730$ do S^+ , também responsáveis pela determinação da densidade de nossos objetos. Porém, a determinação da abundância elemental do enxofre não é feita unicamente por este íon, mas também pelo íon duplamente ionizado, S^{++} , que tem problemas para ser precisamente determinado. Contudo, como veremos a diante, sua correlação com a abundância de oxigênio tem pequenas dispersões, podendo ser usada como vínculo observacional para modelos de evolução química.

A distribuição das abundâncias de enxofre (figura 48) determinada pelos nossos objetos, não possui uma diferença significativa dos objetos da literatura. Existe uma pequena quantidade de objetos com baixas abundâncias elementais, seguindo o mesmo princípio da distribuição de oxigênio da nossa amostra

Uma falsa distribuição bimodal é vista da nossa amostra, porém este efeito deve ser proveniente de uma baixa quantidade de objetos, gerando um falso perfil.

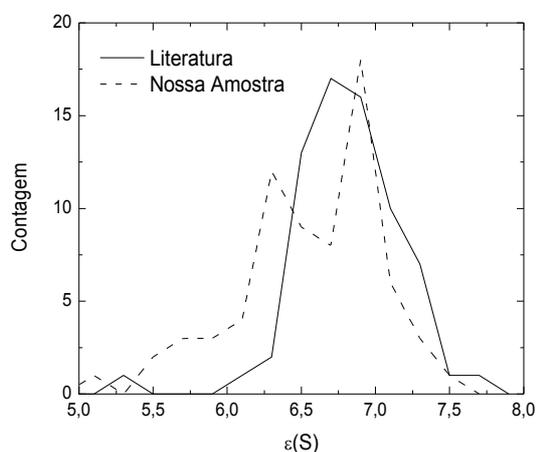


Figura 48. Distribuição da abundância de enxofre para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

A abundância de argônio possui uma desvantagem com relação às demais, uma vez que é calculada usando unicamente uma linha de emissão, que em alguns casos possui uma baixa intensidade e baixa sinal/ruído. A análise de sua distribuição e correlação com os demais elementos químicos precisa ser feita cuidadosamente, pois pode ser o elemento com maior imprecisão nos dados. Como veremos a seguir, sua correlação com o oxigênio também não é muito boa, o que reduz ainda mais a credibilidade dos resultados.

Comparando os dados do argônio de nossa amostra com os da literatura vemos uma grande semelhança entre as abundâncias obtidas (figura 49). Isto pode não ser um ponto favorável, uma vez que temos objetos com baixos valores nas abundâncias em oxigênio e enxofre. Esta diferença deve ser proveniente de erros na determinação da abundância iônica do íon, ou em problemas na

construção do ICF do elemento.

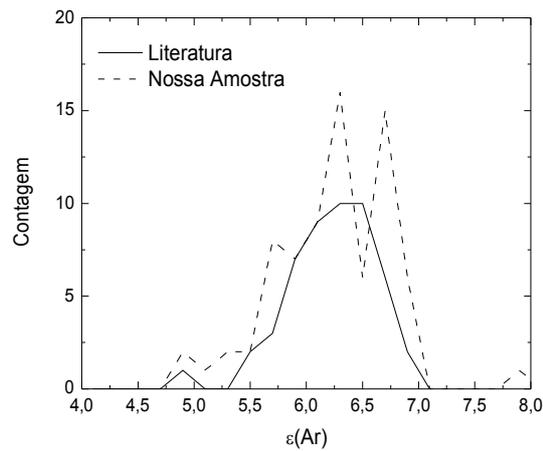


Figura 49. Distribuição da abundância de argônio para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

O neônio possui um par de linha bem intensas no azul, o que favorece uma boa determinação de sua abundância elemental. Apesar de, em nebulosas planetárias, ser possível medir na maioria dos casos um único íon, esta determinação é feita com grande precisão em quase todos os objetos. A distribuição dos nossos dados parece ter um perfil bimodal (figura 50), mas este deve ser um falso efeito, proveniente de uma baixa quantidade de dados. Seus valores parecem estar de acordo com os demais dados da literatura. Uma quantidade significativa de objetos com baixa abundância pode ser observada, contudo se encontra perfeitamente com o perfil de oxigênio encontrado. A presença destes objetos com baixa abundância deve seguir mesmo raciocínio que o do oxigênio.

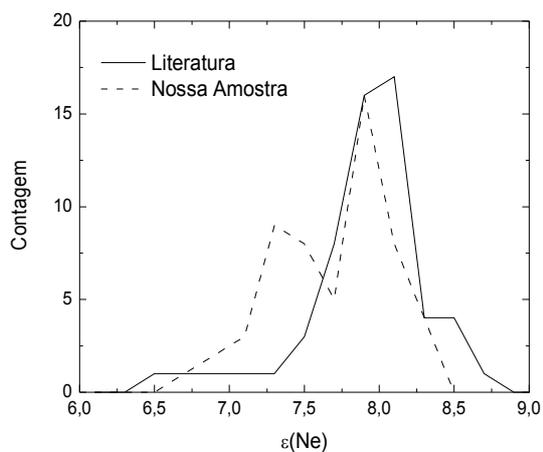


Figura 50. Distribuição da abundância de neônio para a nossa amostra (linha tracejada) comparada com a da literatura (linha cheia).

A tabela 12 mostra um resumo das abundâncias químicas obtidas na nossa amostra e nos dados da literatura.

Tabela 12. Resumos das abundâncias químicas dos nossa objetos e da literatura.

Amostra	He/H	e(N)	e(O)	e(S)	e(Ar)	e(Ne)
Nossas	0.112±0.004 (77)	7.83±0.07 (72)	8.43±0.04 (76)	6.56±0.06 (70)	6.24±0.06 (75)	7.69±0.05 (56)
Lit.	0.100±0.003 (125)	8.02±0.04 (116)	8.52±0.04 (125)	6.81±0.04 (69)	6.23±0.06 (50)	7.96±0.07 (59)
Total	0.104±0.002 (202)	7.95±0.04 (188)	8.49±0.03 (201)	6.69±0.04 (139)	6.24±0.04 (125)	7.83±0.05 (115)

3.3. Correlações Entre as Abundâncias Químicas

3.3.1. Correlação entre He e N/O

A correlação mais utilizada quando se analisam abundâncias químicas de nebulosas planetárias é aquela entre a abundância de hélio e a razão nitrogênio/oxigênio (figura 51). Um dos principais motivos de se medir a razão entre a abundância de nitrogênio e oxigênio é para tentar retirar a proporção do nitrogênio proveniente do meio interestelar em que a estrela progenitora se originou. Já a abundância do hélio é um indicador direto dos processos químicos do interior estelar. Por isso, este gráfico tem como objetivo obter as características da estrela progenitora, como sua massa e idade.

Um dos primeiros pontos que podem ser vistos nessa correlação são os objetos com baixa abundância de hélio, como foi também visto no histograma do hélio. Estes objetos com baixo He (abaixo da abundância primordial) possuem quase todos os valores para as razões N/O, o que sugere que não seja realmente um efeito evolutivo, mas sim, um problema na determinação da abundância.

O dado mais importante que este gráfico nos fornece é a correlação entre a razão N/O e He/H para a maioria dos objetos. Isto indica que quanto mais abundante em hélio for o objeto, mais alta será a razão N/O. Isto é um indicador da massa e idade da estrela progenitora, pois quanto mais massivo (jovem) for o objeto, mais rico em hélio e nitrogênio. Os *yields* de nitrogênio para as estrelas de massa intermediária são maiores quanto mais massiva for a estrela (van den Hoek & Groenewegen 1997, Marigo 2001).

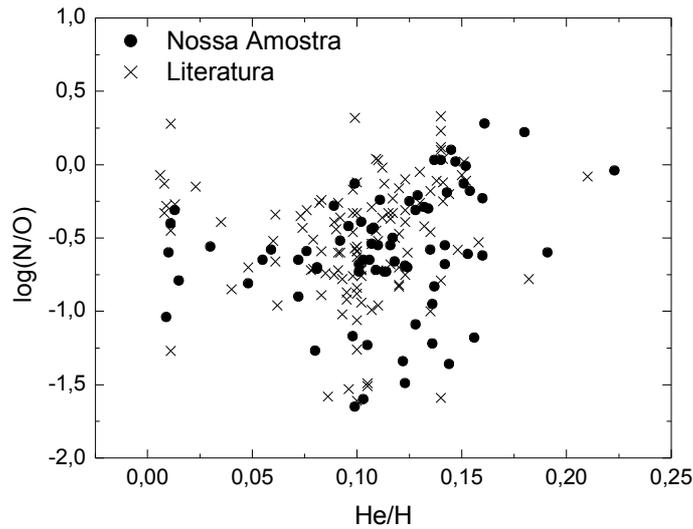


Figura 51. Correlação entre as abundâncias de hélio e a razão das abundâncias de nitrogênio e oxigênio, para os nossos dados (círculo cheio) e os da literatura (cruzes).

Contudo, ainda temos uma quantidade significativa de objetos com baixa razão de N/O e grande valor de He/H. Apesar de serem mais significativos em nossa amostra, tal efeito também pode ser observado em alguns resultados da literatura. A princípio não existe uma explicação razoável para esta peculiaridade, mas pode-se sugerir que seja proveniente de alguns fatores, como erros observacionais, problemas no método de determinação da abundância química, característica internas do próprio objeto, como a eficiência dos processos de dragagem, e por último algum efeito proveniente da própria evolução química do meio. Talvez todos estes efeitos ocorram, mas para determinar qual deles é mais importante nestes objetos, seria necessário fazer um estudo quantitativo aprofundado na evolução química do bojo galáctico.

3.3.2. Correlação entre O e N

A correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio (figura 52) mistura elementos químicos que são originários de processos do interior estelar (nitrogênio) e do meio interestelar em que a estrela se originou (oxigênio). A importância deste gráfico é que com ele podemos fazer uma análise de abundâncias químicas dos elementos produzidos por estrelas de massas diferentes. O nitrogênio é produzido essencialmente por estrelas de massa intermediária, já o oxigênio por estrelas de alta massa. Os ventos estelares, gerados por supernovas, por exemplo, podem ser responsáveis pela redução do enriquecimento químico de oxigênio do meio interestelar. O

nitrogênio, que é ejetado em uma nebulosa planetária e portanto não sofre *outflow*, não seria ejetado para fora do bojo. Isso faria com que a região fosse enriquecida normalmente por nitrogênio e reduzidamente por oxigênio.

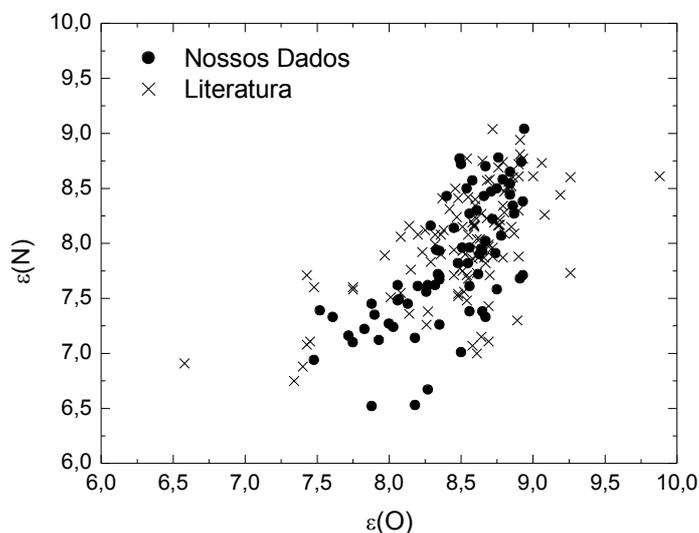


Figura 52. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e nitrogênio, para os nossos dados (círculo cheio) e os da literatura (cruzes).

Os dados observados pelo nosso grupo de pesquisa e os da literatura possuem uma grande semelhança na sua distribuição e praticamente a mesma correlação. A única diferença visível entre eles é a presença de objetos com baixa metalicidade para os nossos dados. Este efeito está perfeitamente de acordo com a presença de objetos pobres mostrada nas distribuições das abundâncias químicas.

Um dado importante que esta distribuição nos fornece é a presença de um grande faixa de valores de oxigênio para baixas abundâncias de nitrogênio. Se observarmos os valores de nitrogênio por volta de 7.25 dex, veremos que existem objetos com abundância de oxigênio que varia de 7.5 a 8.75 dex. Esta dispersão é muito superior a qualquer erro na determinação da abundância química destes elementos. O que precisamos verificar é se este efeito é proveniente de processos físicos que tenham ocorrido no interior da estrela progenitora, ou simplesmente a assinatura de uma particular evolução química do meio.

3.3.3. Correlação entre Elementos Mais Pesados

Outras correlações normalmente utilizadas para estudar as abundâncias químicas de nebulosas planetárias são aquelas entre os elementos α medidos. Alguns destes elementos, por serem produzidos praticamente pelo mesmo tipo de evento, SNII, devem apresentar uma mesma distribuição dos dados. Ou seja, uma baixa dispersão e grande linearidade.

Analisando a correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre (figura 53), vemos que existem uma grande semelhança entre os dados da literatura com os de nossa amostra. Apesar de apresentarem uma certa dispersão nos valores, que deve ser proveniente de erros observacionais ou do método de determinação da abundância, podemos dizer que a correlação entre elas é praticamente linear. O que condiz perfeitamente com a origem destes elementos químicos. Se são produzidos pelo mesmo processo, deverão apresentar a mesma distribuição.

O mesmo ocorre com a correlação entre o oxigênio e o argônio (figura 54), que, apesar de apresentarem uma maior dispersão nos dados, também é praticamente linear. Este efeito ocorre não somente com os nossos dados, mas também com os dados obtidos da literatura.

Por último temos a relação entre o oxigênio e o neônio (figura 55), que apresenta uma correlação bem superior ao dos demais elementos químicos. As linhas do íon do neônio que são usadas para determinar sua abundância são, na maioria dos casos, bem intensas, o que facilita uma determinação mais precisa da abundância química.

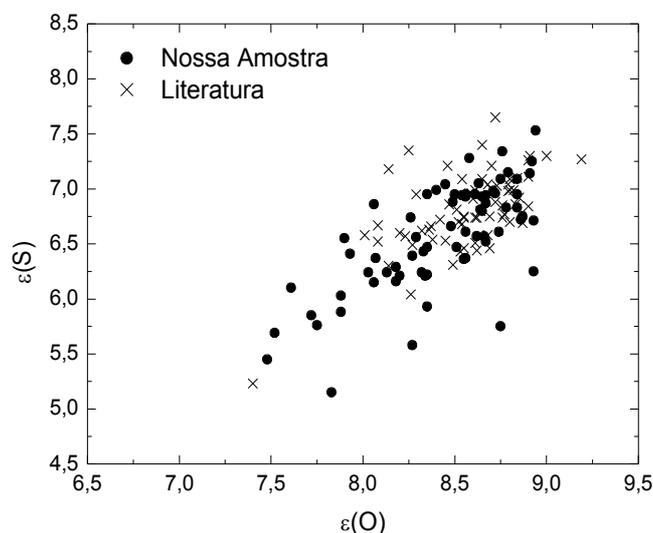


Figura 53. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e enxofre, para os nossos dados (círculo cheio) e os da literatura (cruzes).

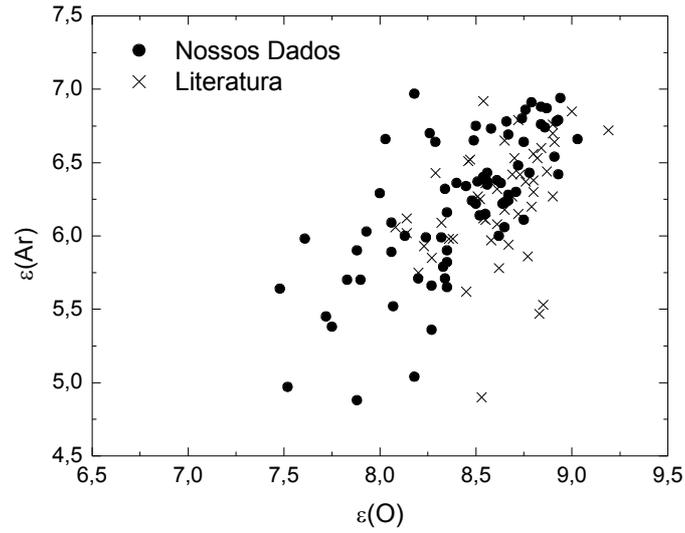


Figura 54. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e argônio, para os nossos dados (círculo cheio) e os da literatura (cruzes).

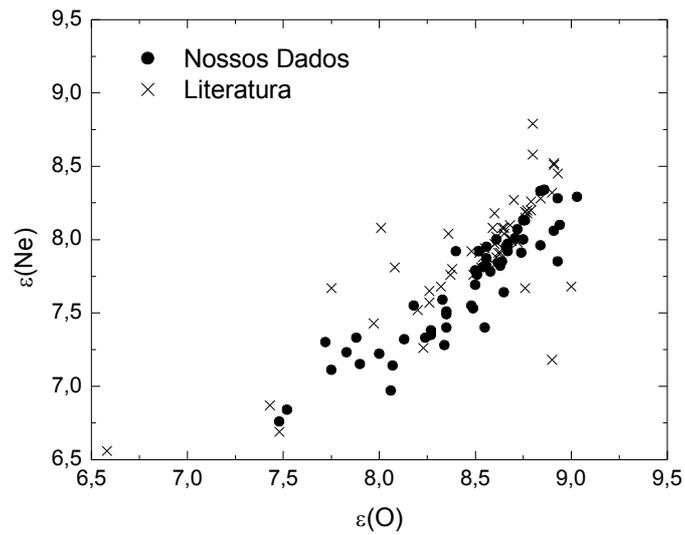


Figura 55. Correlação entre as abundâncias de oxigênio e neônio, para os nossos dados (círculo cheio) e os da literatura (cruzes).

3.3.4. Variação das Abundâncias Químicas com a Posição

Um dos primeiros estudos ao se fazer uma análise quantitativa sobre a evolução do bojo ou da sua estrutura interna é o de possíveis relações entre as abundâncias químicas dos objetos com a sua posição no bojo.

Analisando o comportamento da abundância de oxigênio com relação a longitude (figura 56) e latitude galáctica (figura 57) vemos que não existe nenhum indício de gradiente de abundância com relação às coordenadas. Apesar de alguns autores apresentarem indícios de gradientes internos do bojo (Frogel *et al.* 1990, Tyson 1991, Minitti *et al.* 1995, Tiede *et al.* 1995 e Frogel *et al.* 1999), nossos dados não apresentam à primeira vista nenhuma evidência de gradiente, estando de acordo com resultados fornecidos por outros trabalhos (Ramírez *et al.* 2000). Contudo, precisamos ter em mente que, para os nossos dados, estamos avaliando a variação com as coordenadas galácticas, ao invés do raio galactocêntrico. Isto pode causar uma falsa conclusão, com relação a gradientes de abundâncias.

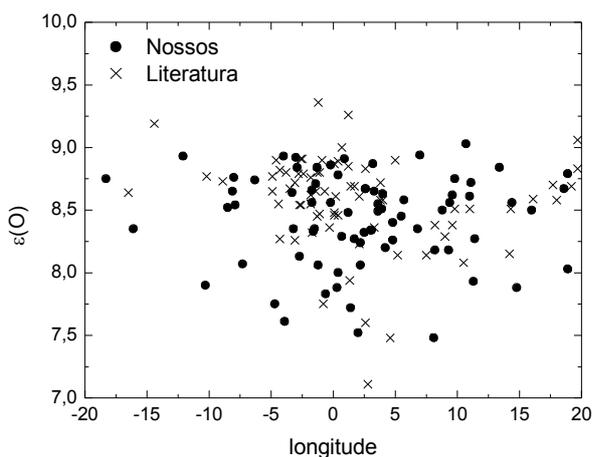


Figura 56. Distribuição da abundância de oxigênio com relação a longitude galáctica.

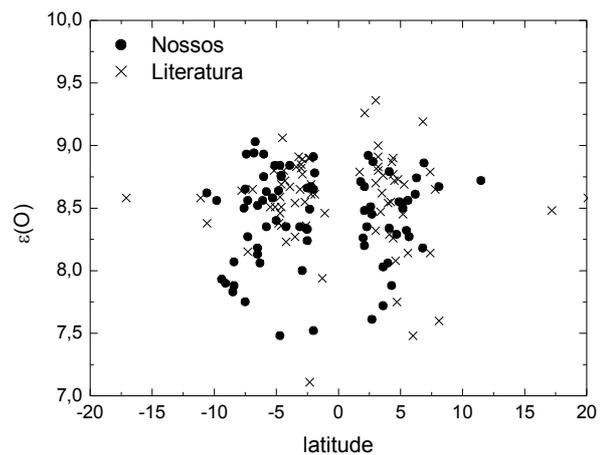


Figura 57. Distribuição da abundância de oxigênio com relação a latitude galáctica.

3.4. Código numérico

O desenvolvimento de códigos numéricos para o estudo da evolução química do bojo têm tido um importante papel para a compreensão de como a região se formou e evoluiu. A análise química das estrelas e nebulosas planetárias trouxeram um importante avanço nesta área, contudo ela não fornece parâmetros importantes como taxa de perda de metais e escala de tempo de *infall* para a região. Algumas propriedades evolutivas só são obtidas a partir de modelos de evolução química que procuram reproduzir os vínculos observacionais a partir de alguns parâmetros de entrada. Este é o papel de um modelo de evolução química: saber quais são os cenários evolutivos e principalmente os parâmetros de entrada que conseguem reproduzir as abundâncias químicas determinadas atualmente.

Infelizmente os modelos existentes na literatura são restritos aos seus criadores, que não fornecem grades de modelos para que seja feita uma análise por outros autores. Por este motivo, nos inclinamos a desenvolver um software a fim de termos a liberdade de determinar qual foi a evolução química do bojo.

3.4.1. Diagrama

O código do programa foi desenvolvido com o objetivo de ser de fácil utilização e implementação, caso seja necessário seu aprimoramento futuro. Atualmente, ele é composto de um arquivo principal, doze arquivos secundários com sub-rotinas específicas, e algumas tabelas com os *yields* estelares utilizados. A linguagem utilizada no seu desenvolvimento foi C++, para que fosse possível ser executado em qualquer máquina e sistema operacional. O código, dentro do possível, foi otimizado com relação ao tempo de execução e processamento de dados. Sua velocidade depende obviamente do processador e da memória RAM do computador a ser utilizado, porém seu tempo de execução é de alguns segundos.

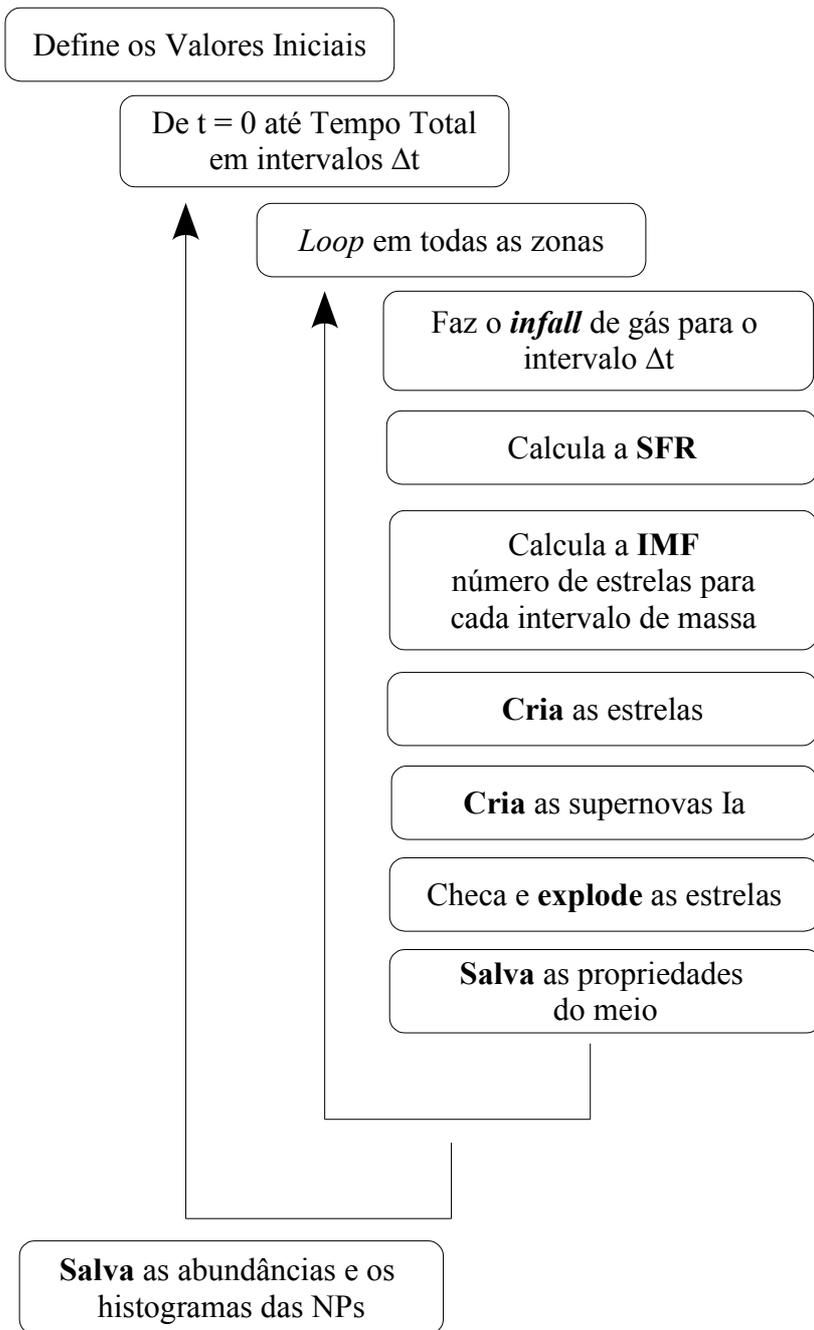


Figura 58. Diagrama principal do código numérico

Subrotina do Infall

A subrotina do *infall* foi criada para aceitar uma quantidade ilimitada de *infall* de gás, caso o usuário do código julgue necessário. Dentro das configurações iniciais das variáveis, o usuário tem a possibilidade de escolher o número de episódio de *infall* de gás no sistema.

$$f(t) \equiv \dot{M}_{\text{gás}} = f_1(t) + f_2(t) + f_3(t) + \dots = \sum_{i=1}^N f_i(t) \quad (76)$$

Para cada *infall*, o *loop* do código é dividido em três partes:

a. Primeiramente ele calcula a quantidade de gás que deverá cair no intervalo de tempo. Este cálculo é feito integrando a função da taxa de *infall* no intervalo de tempo Δt :

$$\Delta M_{i,\text{infall}}(T) = \int_t^{t+\Delta t} f_i(t) dt \quad (77)$$

b. Enriquece o meio interestelar com todos os elementos químicos, que é feito de acordo com a razão entre a massa total de cada elemento químico com a massa total de gás:

$$\Delta M_{\text{meio}}(O) = \Delta M_{\text{infall}}(T) M_{\text{infall}}(O) / M_{\text{infall}}(T) \quad (78)$$

c. Por último, ele retira a massa de gás para todos os elementos químicos da massa total do *infall*, reduzindo a quantidade de gás restante na zona de *infall*.

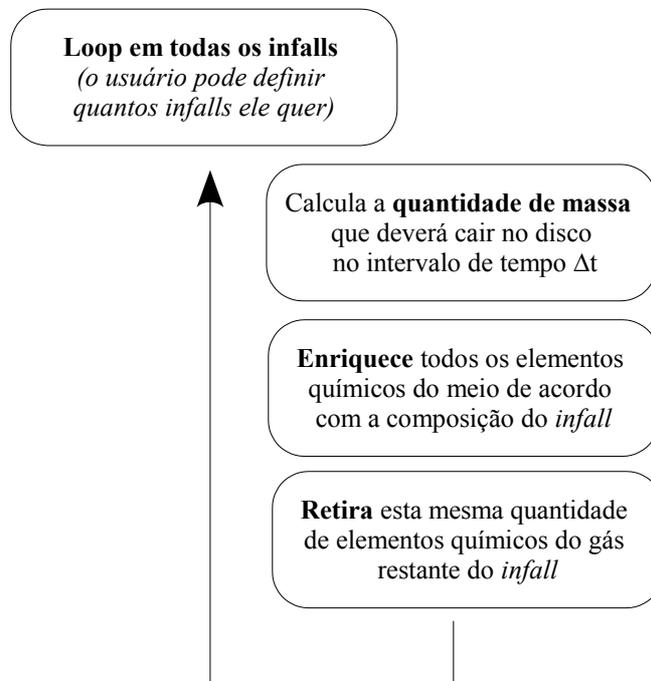


Figura 59. diagrama da rotina do *infall* de gás.

Subrotina da Taxa de Formação Estelar

O código da taxa de formação estelar é feito em três etapas:

- Na primeira etapa do processamento ele calcula a densidade média do gás contido na zona, dividindo a quantidade total de gás pela área/volume da zona.
- A partir da densidade de gás ele determina a taxa de formação estelar, que multiplicada pelo intervalo de tempo Δt e pela área/volume da zona, nos fornece diretamente a quantidade de gás que irá se transformar em estrelas.

$$M_{estrelas} = SFR [M_{\odot} ano^{-1} kpc^{-2}] \cdot \Delta t [ano] \cdot A [kpc^2] \quad (79)$$

- Para densidades inferiores a uma densidade crítica, a taxa de formação estelar é igual a zero. Isto se deve ao fato do gás não conseguir colapsar para formar estrelas.

É importante que a determinação da SFR seja feita anteriormente aos demais algoritmos, pois eles dependerão diretamente da quantidade de estrelas que deverão se formar no meio.

Outro ponto importante deste cálculo é a densidade do gás que deverá ser utilizada. Como o código do programa realiza os processos de forma seqüencial, não podemos utilizar a densidade do gás no momento da execução da rotina da SFR, pois seu valor estará superestimado. O código anterior (*infall*) é responsável pelo acréscimo de gás na zona e o posterior, responsável pela retirada de gás da zona. Com isso, temos que usar uma densidade média que é calculada a partir dos valores de maior e menor quantidade de massa em um determinado tempo t .

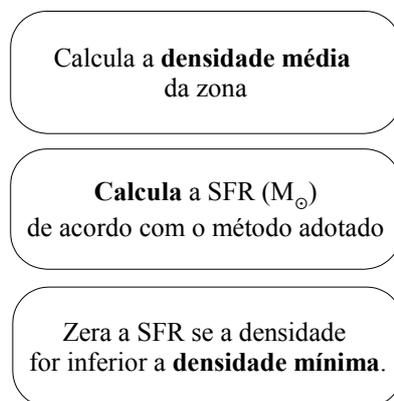


Figura 60. diagrama da subrotina destinada à determinação do taxa de formação estelar (SFR).

Subrotina para determinação da IMF

A partir da definição da IMF, o código determina a quantidade de estrelas para cada intervalo de massa, que deverá ser criada na zona no intervalo de tempo Δt . Esta subrotina do código faz um *loop* em cada intervalo de massa executando duas sequências de trechos de comandos:

- a. Primeiramente, o código calcula a quantidade de massa que será convertida em sistemas binários e que se transformarão em supernovas do tipo Ia. Esta quantidade de massa será subtraída da massa total que irá formar as estrelas na faixa de massa das componentes que compõem o sistema binário progenitor da SNIa
- b. Determina a quantidade de estrelas para cada faixa de massa definida pelo usuário. A quantidade de estrelas é determinada a partir da integração da distribuição de massa predita pela IMF escolhida. A constante de normalização da IMF é calculada para que a quantidade total de massa convertida em estrelas, incluindo as que formarão os sistemas binários, resulte na SFR calculada pela subrotina anterior.

Como o programa calcula tudo de forma discreta, para cada intervalo de tempo o meio produz uma quantidade de estrelas para cada valor de massa. Não são todas as massas que são produzidas pelo programa, pois, além de não haver na literatura uma relação contínua dos *yields* com as massas estelares, seria complicado desenvolver um programa que resolvesse de forma contínua a formação das estrelas. Seria possível obter uma função contínua entre os *yields* estelares e das massas iniciais das estrelas, porém seria preciso criar um programa que resolvesse um sistema de equações diferenciais. Para um sistema quimiodinâmico simples não haveria problema, porém para um sistema mais complicado, com ventos estelares, troca de gás com o disco, multicamadas e reciclagem não instantânea, seria mais difícil obter uma solução.

Com isso, temos que obter a quantidade de estrelas para cada massa inicial existente. Neste programa, foram utilizados vários valores adicionais de massa estelar, sendo que a maioria está entre 0.9 e 3 massas solares. Isto porque neste intervalo a diferença de tempo de vida das estrelas é muito grande. Se colocássemos uma pequena quantidade de valores neste intervalo, poderíamos embutir um grande erro (*bias*) na ejeção dos *yields* estelares. A ejeção destes *yields* seria tão discreta e espaçada que resultaria num efeito artificial e não realista.

Para obter o número de estrelas para cada massa em um determinado tempo t utilizamos as seguintes expressões:

$$\phi \int_{m_i}^{m_f} m \varphi(m) dm = \phi K \int_{m_i}^{m_f} m^{-\alpha+1} dm = \sum_{i=1}^N N_i m_i \quad (80)$$

$$N_i m_i = \phi \int_{\frac{m_i+m_{i-1}}{2}}^{\frac{m_i+m_{i+1}}{2}} m \varphi(m) dm \quad (81)$$

onde ϕ é a taxa de formação estelar e K é a constante de normalização da IMF.

Para obtenção da quantidade de massa em cada faixa de massa estelar utilizando a IMF de Kroupa, fizemos uma análise semelhante, pois ao invés de utilizarmos um expoente constante, utilizamos um expoente para cada intervalo de massa.

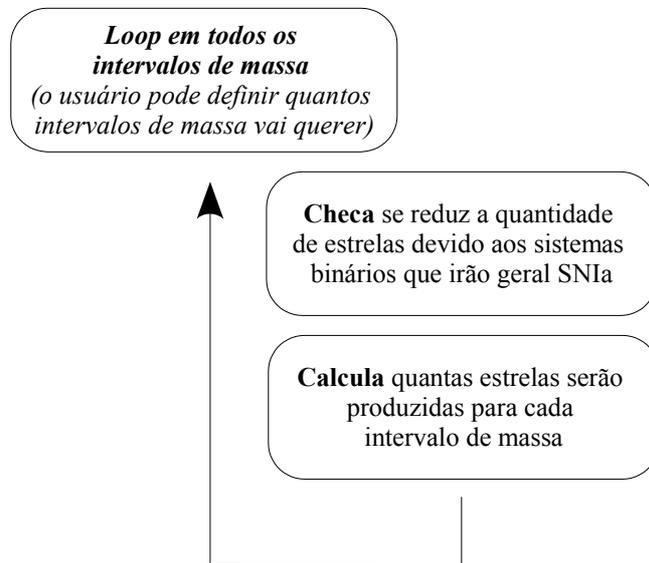


Figura 61. diagrama do código responsável pela determinação da IMF.

Subrotina para Criar as Estrelas.

Calculada a quantidade de estrelas que deverão ser formadas em cada intervalo de massa, esta subrotina cria as estrelas propriamente ditas. Para isso, o código é dividido em dois trechos principais, que são executados em um *loop* varrendo todos os intervalos de massa determinados pelo usuário do programa.

- a. Cria as estrelas, armazenando o número para cada intervalo de massa no tempo t .
- b. Retira do meio interestelar a quantidade de matéria convertida em estrelas proporcionalmente para todos os elementos químicos constituídos. Isto reduz a quantidade dos elementos, e a massa total de gás.
- c. Aumenta a quantidade total de estrelas na zona.

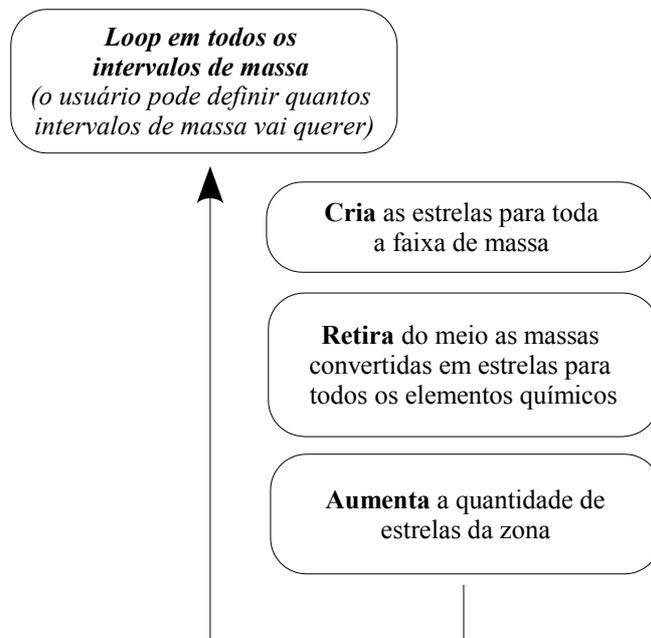


Figura 62. diagrama da subrotina responsável pela criação das estrelas.

Subrotina para calcular a quantidade de supernovas do tipo Ia

Rotina responsável pela criação dos sistemas binários que irão gerar as supernovas do tipo Ia. A quantidade de sistemas está diretamente ligada a quantidade de massa da taxa de formação estelar, que irá gerar estes sistemas, e a distribuição de massa de suas componentes.

Existem dois métodos de determinação de supernovas do tipo Ia no código: o método de agrupamento aleatório das massas e o que utiliza uma função de distribuição da razão entre as massa das estrelas que constituem o sistema.

Esta subrotina é constituída de aparentemente simples *loop* entre as massas das estrelas secundárias do sistema binário, mas a determinação é um dos algoritmos mais complexos do programa. Ele determina a quantidade de estrelas com massa m que fará parte de sistemas binários progenitores de SNIa, que são ao mesmo tempo as estrelas secundárias dos sistemas. Esta determinação é importante para calcular o tempo exato de vida do sistema, uma vez que o que rege o tempo para que a supernova aconteça é o tempo de vida da estrela de menor massa do sistema.

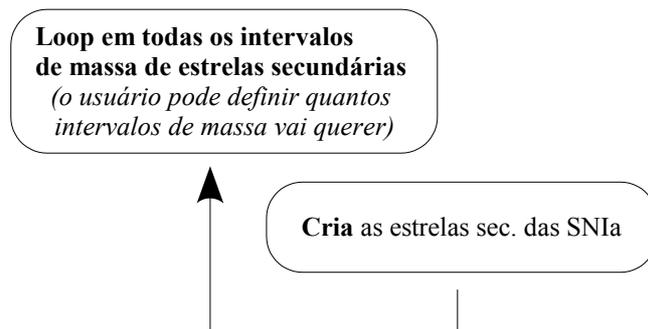


Figura 63. diagrama da subrotina responsável pela determinação do número de sistemas que irão gerar SNIa.

Subrotina para as Explosões Estelares

A subrotina responsável pela ejeção do material produzido pelas estrelas é composta de várias subrotinas secundárias.

- O primeiro trecho da rotina faz uma varredura em todas as estrelas existentes na zona e verifica qual delas chegou no final de sua evolução. Este cálculo é feito a partir da relação entre massa e tempo de vida da estrela. Sabendo a estrela que deverá explodir, ele executa as próximas funções para cada um dos objetos selecionados.
- O próximo passo é determinar a taxa de vento e *outflow* de gás do sistema. Esta taxa poderá ser definida diretamente no código ou calculada a partir da SFR. É importante ressaltar que tanto o vento quanto o *outflow* de gás é executado somente para objetos que irão gerar supernovas do tipo II ou Ia.
- Definidas as taxas de ventos, o código faz um *loop* entre todas as zonas adjacentes e a própria zona, enriquecendo-a com o material processado pelas superovas.
- Por último, ele reduz a quantidade de massa da zona que está armazenada em estrelas.

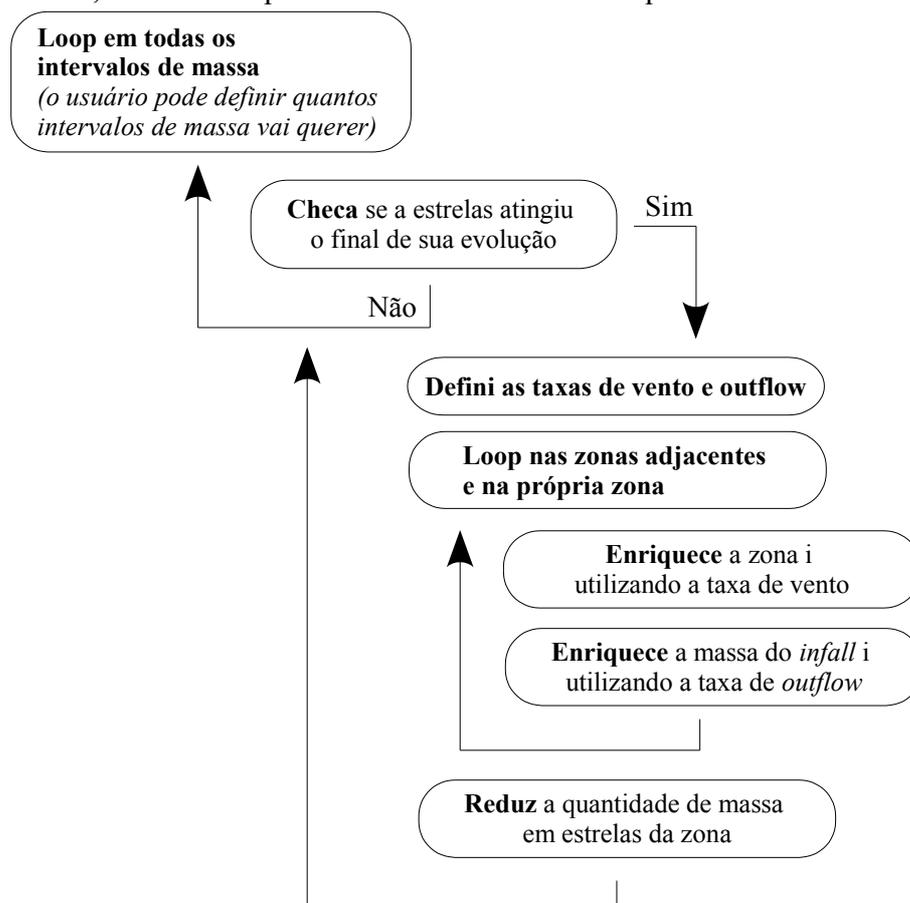


Figura 64. diagrama do código responsável pela explosão das estrelas.

3.4.2. Precisão do Modelo de Evolução Química

Como o modelo de evolução química trata vários parâmetros de forma quantizada, como o tempo e as massas estelares, é necessário saber o quanto a definição destes parâmetros influencia na determinação dos parâmetros físicos do meio e das nebulosas planetárias. Para isso, variamos o intervalo de tempo e de massa para determinar os valores dos parâmetros de entrada mais importantes para o nosso estudo.

Nesta etapa não é importante representar com exatidão as características do bojo galáctico, já que o que nos interessa é a variação média das características de acordo com a quantização dos parâmetros de entrada.

Os parâmetros quantizados estudados foram:

- i. *Intervalo de tempo entre cada loop*: saber quanto variam os valores obtidos a partir do modelo de evolução química é de suma importância para determinar a qualidade dos resultados obtidos. Devido à limitada capacidade dos processadores atuais, temos que escolher um intervalo de tempo de integração que não seja pequeno o suficiente para afetar a qualidade dos dados e nem tão grande que tenha um tempo de processamento muito longo. Parte desta seção é destinada à análise quantitativa da determinação do passo do tempo.
- ii. *Intervalo de massa*: o intervalo de massa também é uma outra importante grandeza a ser quantizada. Se utilizarmos pequenos intervalos de massa, precisaremos de grande quantidade de memória RAM do computador para que possa executar o código. Em contrapartida, se definirmos uma pequena quantidade de intervalos de massa, teremos conseqüentemente um enriquecimento do meio de forma não contínua, o que poderia ser confundido por *bursts* de formação estelar.

Resultados Obtidos Com a Quantização do Tempo

Foram adotados três intervalos, Δt , de tempo e com isso determinado os parâmetros físicos e suas variações com cada intervalo. Abaixo segue uma breve descrição das variações encontradas de cada parâmetro.

- i. Densidade de gás do meio interestelar (figura 65);

Vemos que a densidade de gás no meio interestelar não é afetada significativamente com a variação do intervalo de tempo. A figura 65 mostra o valor Δ calculado pela equação (82) para a linha preta e pela equação (83) para a vermelha:

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{\sigma_{gás}(\Delta t = 10^0) - \sigma_{gás}(\Delta t = 10^1)}{\sigma_{gás}(\Delta t = 10^6)} \quad (82)$$

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{\sigma_{gás}(\Delta t = 10^0) - \sigma_{gás}(\Delta t = 10^0)}{\sigma_{gás}(\Delta t = 10^6)} \quad (83)$$

ii. Densidade de estrelas (figura 66):

Na variação da densidade de estrelas a diferença é ainda menor, com exceção dos primeiros milhões de anos em que pode atingir 15% de diferença entre os valores. A determinação destas diferenças é feita de forma análoga à densidade de gás, porém usando a densidade de estrelas (equação 84 a 85).

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{\sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^0) - \sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^1)}{\sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^6)} \quad (84)$$

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{\sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^0) - \sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^0)}{\sigma_{estrelas}(\Delta t = 10^6)} \quad (85)$$

iii. Taxa de formação estelar (figura 67):

A diferença entre as taxas de formação estelar (SFR) também é calculada na mesma forma (equação 86 a 87) e reflete de forma indireta a densidade do meio. Vemos que nos últimos milhões de anos a SFR varia entre 0% e 100%, que é consequência da existência de uma densidade mínima para que ocorra formação estelar. Valores de densidade abaixo do valor crítico automaticamente cessam a formação estelar. Nesta fase a taxa de formação estelar fica oscilando entre SFR_{min} e zero.

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{SFR(\Delta t = 10^0) - SFR(\Delta t = 10^1)}{SFR(\Delta t = 10^6)} \quad (86)$$

$$\Delta [] = 100 \cdot \frac{SFR(\Delta t = 10^0) - SFR(\Delta t = 10^0)}{SFR(\Delta t = 10^6)} \quad (87)$$

iv. Abundância numérica de oxigênio no meio interestelar (figura 68):

Para a determinação da variação da abundância numérica de oxigênio do meio interestelar, utilizamos a razão entre a massa de ^{16}O e ^1H , mas ao invés de densidade utilizamos a expressão dada pela equação 88 e 89. A abundância do meio praticamente não sofre alteração com o tempo, com exceção dos primeiros milhões de ano.

$$\Delta[\]=100\cdot\frac{M[\text{O}](\Delta t=10^0)-M[\text{O}](\Delta t=10^1)}{M[\text{O}](\Delta t=10^6)} \quad (88)$$

$$\Delta[\]=100\cdot\frac{M[\text{O}](\Delta t=10^0)-M[\text{O}](\Delta t=10^0)}{M[\text{O}](\Delta t=10^6)} \quad (89)$$

v. Histograma da abundância numérica de oxigênio e nitrogênio das nebulosas planetárias (figura 69 e 70):

Para os histogramas de oxigênio e nitrogênio vemos que quanto maior for o intervalo de integração menor é a precisão das curvas. Ou seja, se adotarmos intervalos grandes, teremos falsos picos de abundâncias ou um serrilhado irreal. Na figura 70 vemos que este efeito é mais evidente no Nitrogênio do que no Oxigênio. O resultado mais importante referente a estes histogramas é que o valor médio das abundância permanece o mesmo, mostrando que a definição dos parâmetros quantizados não altera o valor médio. Para a determinação da variação do histograma da abundância de oxigênio das nebulosas planetárias, adotamos a mesma relação (equação 90 a 91), mas ao invés de densidade utilizamos $\varepsilon(\text{X}) = \log(\text{X}/\text{H}) + 12$ (equação 92).

$$\Delta[\]=100\cdot\frac{\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^0)-\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^1)}{\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^6)} \quad (90)$$

$$\Delta[\]=100\cdot\frac{\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^0)-\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^0)}{\varepsilon(\text{O})(\Delta t=10^6)} \quad (91)$$

$$\varepsilon(\text{O})=\log_{10}\left(\frac{n(\text{O})}{n(\text{H})}\right)+12 \quad (92)$$

vi. Correlação entre abundâncias elementais (figura 71 a 76):

A correlação entre os elementos químicos praticamente permanece inalterada. Adotando o intervalo de tempo igual a 10^7 anos, as correlações devem ter a mesma qualidade dada por um intervalo menor.

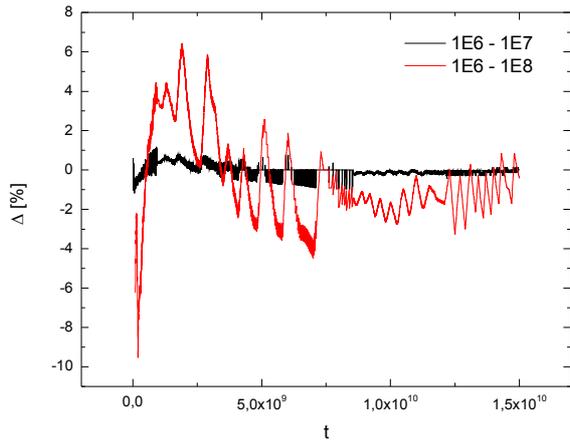


Figura 65. Diferença entre as densidades superficiais de gás calculadas com diferentes Δt .

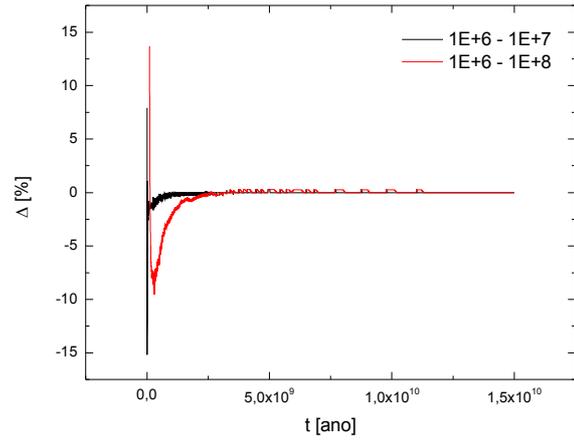


Figura 66. Diferença entre as densidades superficiais de estrelas calculadas com diferentes Δt .

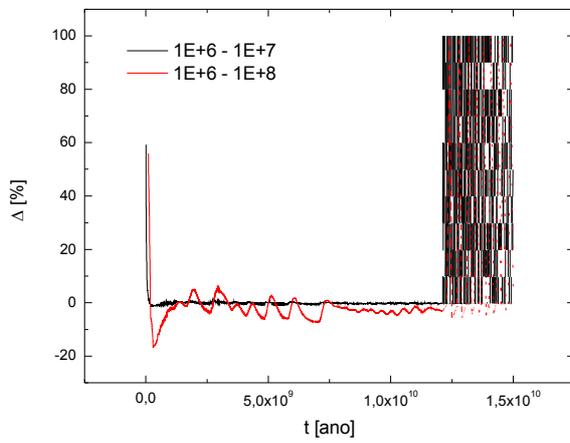


Figura 67. Diferença entre as taxas de formação estelar (SFR) calculadas com diferentes Δt .

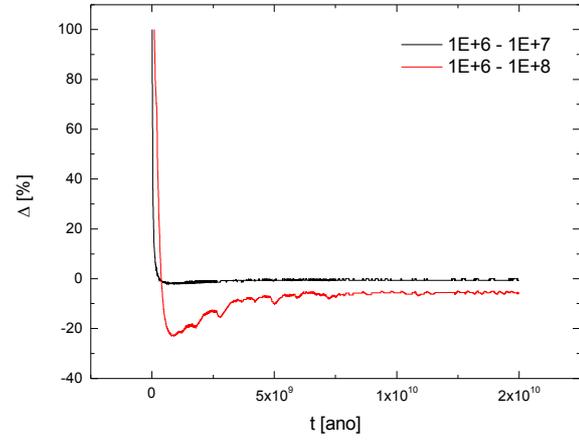


Figura 68. Diferença entre as abundâncias de oxigênio do meio interestelar calculadas com diferentes Δt .

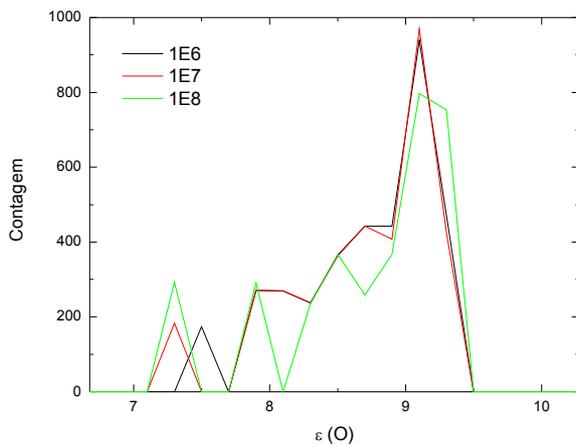


Figura 69. Histograma das abundâncias de Oxigênio de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

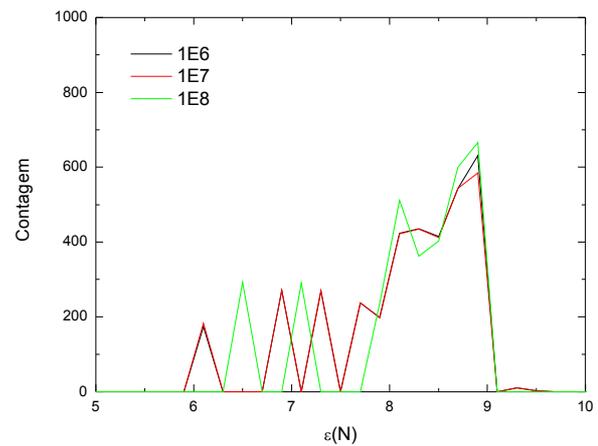


Figura 70. Histograma das abundâncias de Nitrogênio de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

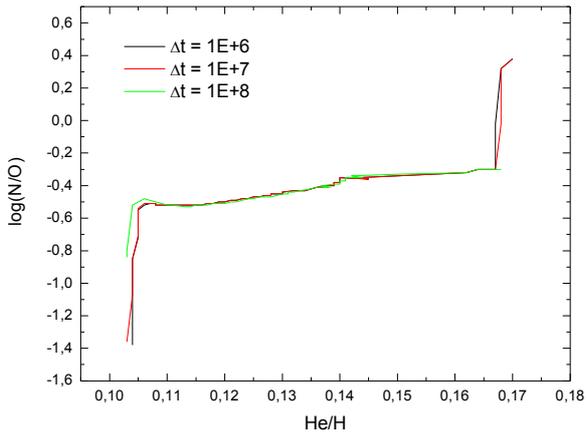


Figura 71. Correlação entre a razão N/O e a abundância de He de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

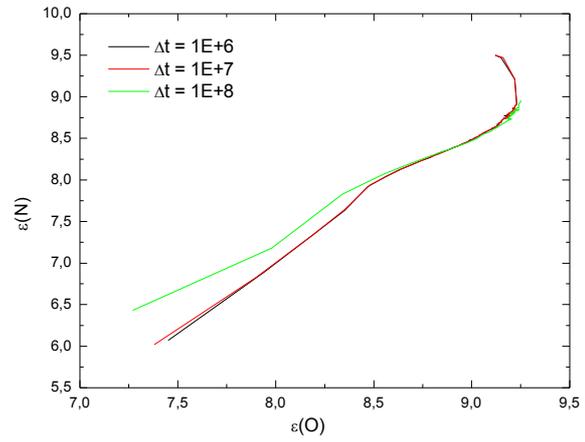


Figura 72. Correlação entre a abundância de N e O de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

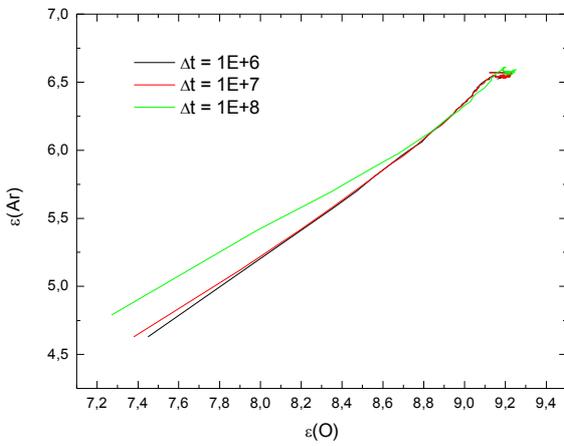


Figura 73. Correlação entre a abundância de Ar e O de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

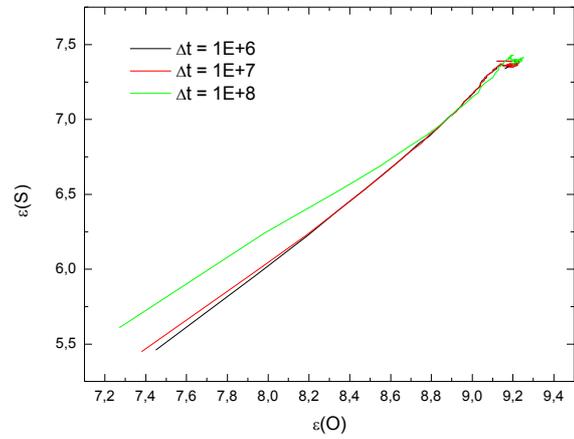


Figura 74. Correlação entre a abundância de S e O de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

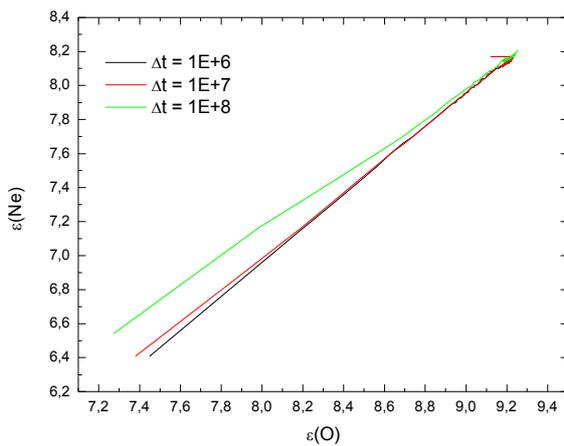


Figura 75. Correlação entre a abundância de Ne e O de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

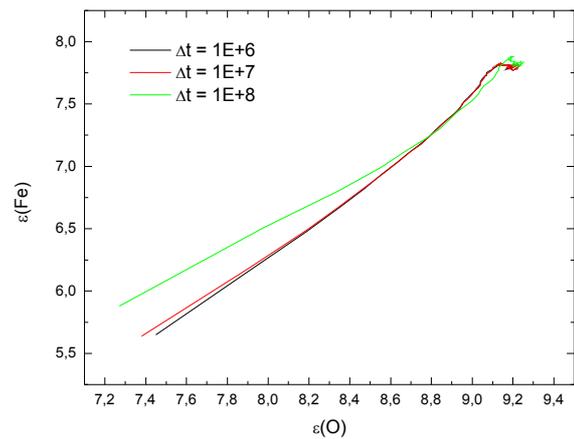


Figura 76. Correlação entre a abundância de Fe e O de nebulosas planetárias calculadas com diferentes Δt .

Resultados Obtidos com a Quantização da Massa

Para estudar a variação dos resultados fornecidos pelo código numérico em relação a quantidade de intervalos de massa utilizados, criamos um modelo hipotético mudando somente a quantidade de massas estelares utilizada na simulação. Se considerarmos intervalos constantes de massa, temos que a diferença do tempo de vida entre os intervalos para as estrelas menos massivas é bem superior ao das mais massivas. Por isso, dividimos as estrelas entre 0.8 e 0.9 M_0 em quatro conjuntos contendo respectivamente: 10, 100, 300 e 1000 valores extras. Isto significa que, para o último caso, ao invés de termos somente as estrelas de 0.8 e 0.9 M_0 , teremos 1000 objetos extras entre estes dois valores. Isto faz com que a simulação fique mais realista.

As formas de se calcular a diferença entre os resultados fornecidos pelas simulações são semelhantes às utilizadas para estudar a quantização do tempo. Para a densidade de gás no meio (figura 77), de estrelas (figura 78) e a SFR (figura 79) comparamos os resultados dos três modelos com menor precisão com o último deles. A partir dos resultados, podemos averiguar que tanto a densidade de gás do meio quanto a de estrelas não sofrem grandes alterações com o tempo. Só teremos pequenas variações após 11 Ganos, que é a época em que estes objetos começam explodir e ejetar material estelar para o meio. Utilizando diferentes quantizações de massa, temos diferentes tempos de vida estelar, o que significa que a densidade do meio com relação ao tempo muda ligeiramente entre um modelo e outro.

Este mesmo efeito é observado na taxa de formação estelar (figura 79) e para a abundância de oxigênio do meio (figura 80) que possuem praticamente o mesmo perfil do que para a quantização do tempo. Até cerca de 11 Ganos a SFR e a abundância química não sofrem alterações nos seus valores, pois os objetos com diferentes quantizações ainda não explodiram. Após este tempo a SFR varia de 100% a 0%, como foi explicado anteriormente, e a abundância química também sofre pequenas alterações em seus valores, devido aos diferentes tempos de vida dos objetos.

O melhor resultado obtido a partir destas figuras é que não temos diferenças sistemáticas. Os valores variam em torno de um valor médio. Isto é um bom sinal, pois mostra que o modelo não possui nenhuma falha com relação à escolha da quantidade de massa estelar de entrada, resultando em valores errôneos. Independente da quantização da massa escolhida, os valores variarão, com o tempo, sempre em torno do valor médio.

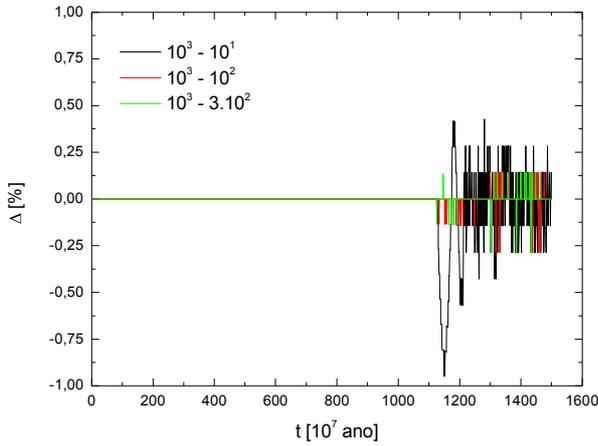


Figura 77. Variação da densidade de gás do meio interestelar com o tempo para diferentes quantizações de massa.

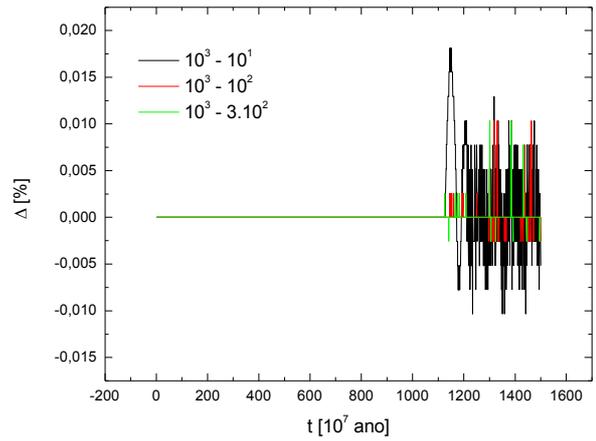


Figura 78. Variação da densidade de estrelas do meio interestelar com o tempo para diferentes quantizações de massa.

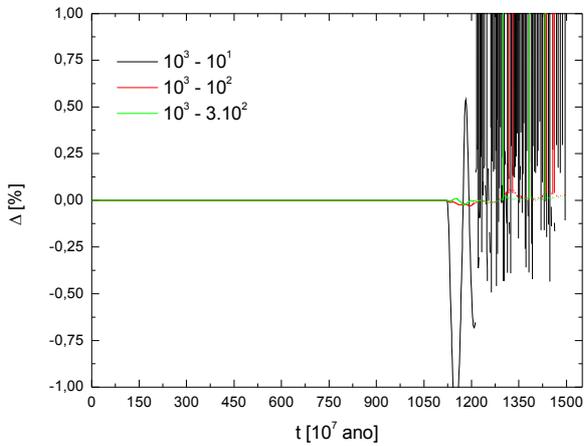


Figura 79. Variação da taxa de formação estelar com o tempo para diferentes quantizações de massa.

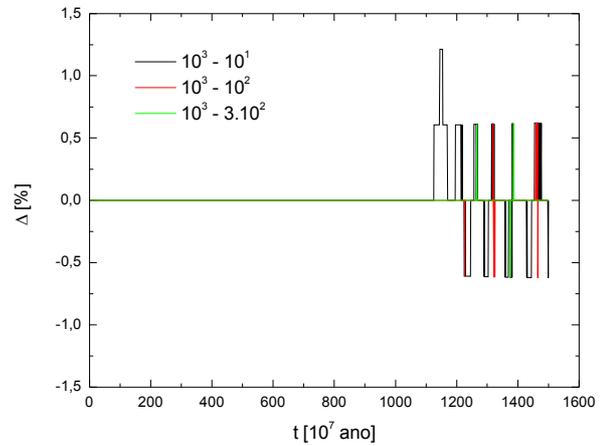


Figura 80. Variação da abundância de oxigênio do meio interestelar com o tempo para diferentes quantizações de massa.

Nos histogramas de oxigênio (figura 81) e nitrogênio (figura 82) vemos pequenas diferenças entre as simulações para baixas, pois são exatamente os objetos que sofreram as diferentes quantizações em suas massas. O resultado mais significativo destas figuras é que os valores médio permanecem inalterados. A única coisa que muda é que para uma quantidade superior de objetos os valores das abundâncias são mais distribuídos e uniformes, assemelhando-se mais com a realidade.

As correlações entre as abundâncias de hélio e a razão N/O (figura 83) e entre o oxigênio e o nitrogênio (figura 84) não sofrem nenhuma diferença significativa.

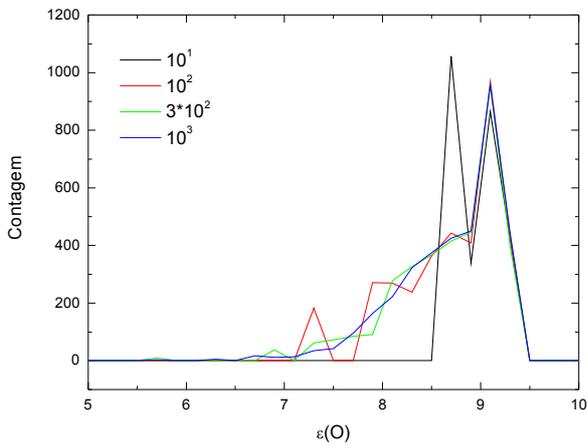


Figura 81. Variação da distribuição da abundância de oxigênio de nebulosas planetárias para diferentes quantizações de massa.

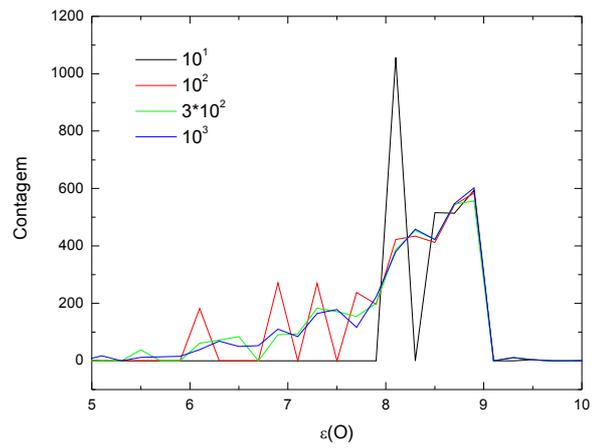


Figura 82. Variação da distribuição da abundância de nitrogênio de nebulosas planetárias para diferentes quantizações de massa.

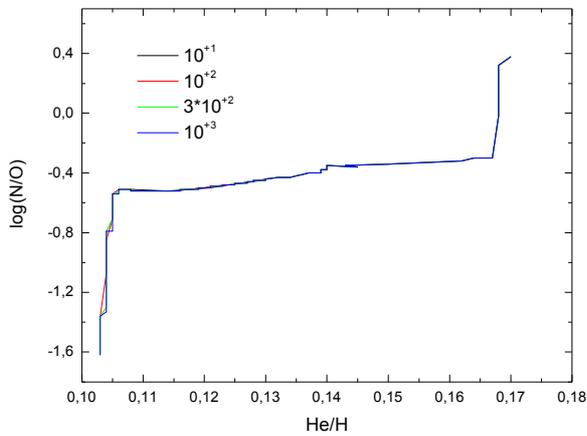


Figura 83. Variação da correlação entre a abundância de hélio a a razão N/O em nebulosas planetárias para diferentes quantizações de massa.

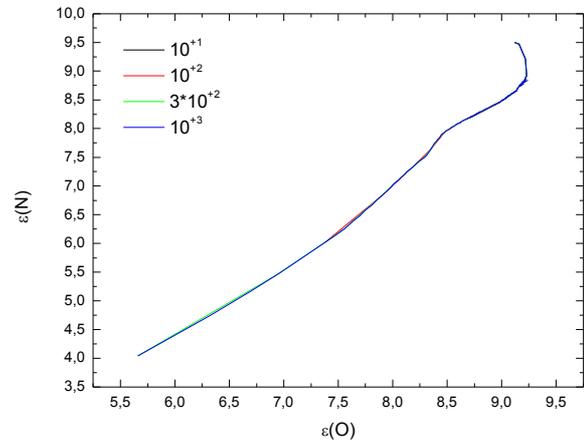


Figura 84. Variação da correlação entre a abundância de oxigênio e e nitrogênio em nebulosas planetárias para diferentes quantizações de massa.

3.5. Resultados do Modelo

3.5.1. Alisamento do Histograma

Ao se comparar dados observacionais com resultados fornecidos por modelos de evolução química, temos que ter em mente que são dois processos a ser comparados com muito cuidado. Para que sua comparação seja mais realista, temos que fazer um alisamento do histograma fornecido pelo código numérico devido a dois fatores principais:

- a. *Erros envolvidos nas abundâncias dos objetos*: Todos os dados observacionais possuem erros nas suas medidas, devido a vários fatores, como: incertezas nas medidas, métodos de redução e análise de dados e fatores ambientais (Escudero 2001). Por este motivo, os resultados dos modelos de evolução química devem ser alisados para que forneçam resultados mais realísticos em relação aos dados observacionais.
- b. *Quantização das variáveis no código numérico*: os resultados fornecidos pelo código numérico são sempre quantizados para facilitar a execução do algoritmo e permitir melhorias futuras do mesmo. Isto significa que as saídas do programa, e principalmente os histogramas, fiquem muitas vezes “serrilhados” como foi visto na seção Precisão.

O grande problema é definir exatamente a forma como este alisamento deve ser feito. Se levássemos em conta somente os erros envolvidos nos valores das abundâncias elementais, poderíamos usar um perfil *gaussiano* com largura semelhante aos erros nestes valores. Porém, temos também a contribuição do “serrilhamento” do código numérico. É quase que impossível prever ou mesmo reverter este efeito.

Contudo, nas análise das abundâncias químicas utilizamos histogramas com intervalos de valores de 0.2 dex, que corresponde aproximadamente aos erros envolvidos nos valores das abundâncias químicas. Como não temos uma forma única de alisar o histograma, definimos a seguinte expressão:

$$N_a[i] = 0.6 \cdot N[i] + 0.2 \cdot N[i+1] + 0.2 \cdot N[i-1] \quad (93)$$

, onde N_a é a contagem alisada e N a contagem fornecida pelo código numérico.

3.5.2. *Parâmetros de Entrada*

Antes que façamos uma análise dos modelos e de seus resultados, precisamos definir quais são os parâmetros de entrada, pois eles efetivamente serão responsáveis pela saída do modelo:

a) Taxa de Vento

Para um primeiro teste do código, construímos um modelo de zona única com 1.5 kpc de raio e uma massa total de *infall* de $1.8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ (a mesma utilizada em Mollá *et al.* 2000). Este *infall* de gás se dá em uma escala de tempo extremamente curta (0.01 Gano) seguindo uma lei exponencial com o tempo. A taxa de vento foi exatamente o parâmetro variado neste modelo, para examinarmos como variam as previsões do modelo com os histogramas dos dados observacionais (figura 85 e 86). Nesta primeira etapa utilizamos taxas de ventos que representam a perda de massa ejetada por supernovas para fora do bojo galáctico. Este percentual de perda varia de 0% a 75% de perda. Com isso, temos dois casos extremos. O primeiro deles sem nenhuma perda de metais (linha verde das figuras 85 e 86) e o quarto com grande perda de elementos (linha preta das mesmas figuras).

Em uma primeira análise destes resultados, em nenhum dos casos conseguimos ajustar a abundância de oxigênio com os dados observacionais. Apesar de obtermos uma certa semelhança entre os resultados observacionais da abundância de oxigênio com o modelo onde o vento é de 25%, não podemos ainda considerar que se ajusta com satisfação.

As abundância de neônio, se ajustam com certa qualidade com as curvas dos modelos. Visualmente, podemos dizer que o melhor ajuste seria para uma taxa de vento de cerca de 0%. Ou seja, inferior à necessária para reproduzir a abundância de oxigênio. Isto representa um problema, uma vez que os dois elementos são produzidos por praticamente o mesmo objeto. A perda de massa por vento não pode influenciar mais um elemento do que o outro.

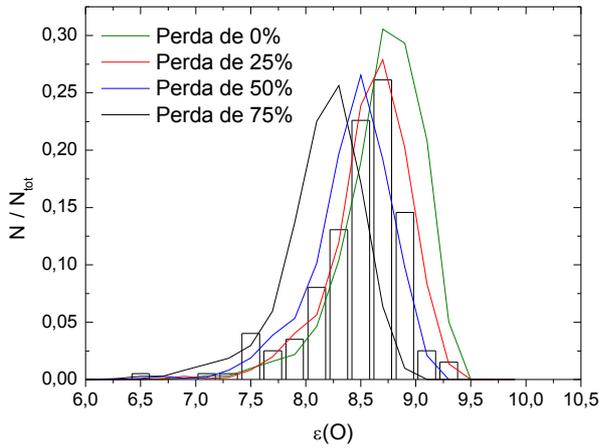


Figura 85. Histograma da abundância de oxigênio dos objetos comparado com os resultados de um modelo de zona única com ventos de 75% (linha preta), 50% (linha azul), 25% (linha vermelha) e 0% (linha verde).

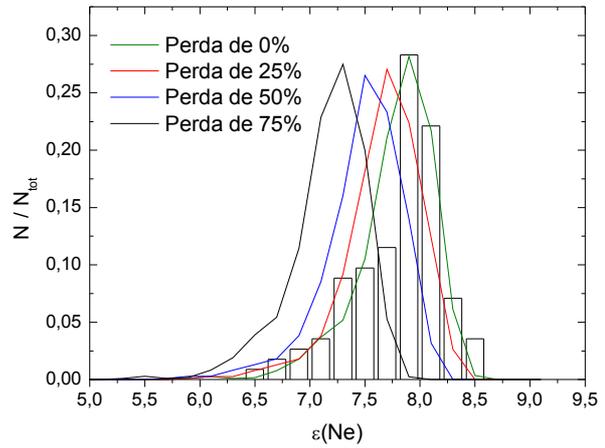


Figura 86. Histograma da abundância de neônio dos objetos comparado com os resultados de um modelo de zona única com ventos de 75% (linha preta), 50% (linha azul), 25% (linha vermelha) e 0% (linha verde).

Pouca conclusão podemos tirar definitivamente destes modelos simplificados de zona única com vento. Contudo, modelos com baixa taxa de vento não foram eficientes na reprodução das abundâncias químicas de oxigênio. Resultados semelhantes foram obtidos por Ferraras *et al.* (2003), que estimaram uma taxa de vento para o bojo entre 50% e 70%.

b) Variando a escala de tempo do *infall*

A variação da escala de tempo de *infall* é um importante fator que pode influenciar o resultado das abundâncias químicas fornecidas pelo código numérico. Dependendo da escala de *infall* o meio pode enriquecer mais ou menos rapidamente com relação ao tempo. A figura 87 mostra quanto o meio interestelar é enriquecido com oxigênio com relação ao tempo. Para escalas de tempo bem baixas ($0.01Gano$) a abundância do meio é enriquecida que forma abrupta e permanece praticamente constante com o tempo. Aumentando a escala de tempo de *infall*, vemos que o meio leva mais tempo para ser enriquecido, uma vez que a produção de oxigênio é diretamente proporcional à taxa de formação estelar. Quanto menor for a quantidade de gás no meio, menor será a SFR e conseqüentemente a produção de oxigênio. Em contrapartida, o meio é alimentado com material primordial por mais tempo, o que faz a abundância aumentar constantemente com o tempo. Com uma escala de *infall* de $3Gano$ o meio leva bem mais tempo para atingir a abundância de 0.01, porém consegue ultrapassá-la após $5Gano$.

Outro resultado importante obtido na figura 87 são as pequenas variações na abundância de oxigênio para a escala de *infall* de 0.01Gano. Vemos uma curva “serrilhada” que aparentemente sugere *bursts* de formação estelar. Na verdade este efeito é devido à quantização da massa estelar no modelo construído. Como a escala de tempo é extremamente curta, da ordem do intervalo de tempo, o serrilhamento fica bem mais evidente. Praticamente todas as estrelas de mesma massa se formaram no mesmo Δt , o que faz com que as mesmas ejetem material para o meio no mesmo tempo. Quando temos tempo de *infall* mais longos, os “serrilhamentos” se sobrepõem, fazendo a que a curva ficar mais contínua.

Outro ponto a ser observado na mesma figura é o pequeno decréscimo da abundância química para a escala de *infall* de 1Gano. Este efeito é devido à grande quantidade de hidrogênio ejetado pelas estrelas de massa intermediária.

Quando analisamos os histogramas das abundâncias de oxigênio de nebulosas planetárias fornecidas pelo modelo (figura 88), vemos que os resultados refletem o que foi obtido no meio interestelar. Os histogramas para uma menor escala de tempo de *infall* tendem a ter uma abundância de oxigênio um pouco inferior do que para um *infall* mais duradouro. Também teremos grandes diferenças se considerarmos as idades das estrelas progenitoras destas nebulosas planetárias. No caso de um curto *infall*, tanto os objetos ricos quanto os pobres são velhos. Já para um *infall* mais longo, os objetos mais pobres serão significativamente mais antigos do que os mais ricos. Este efeito gerado por uma escala de tempo de *infall* curta sugere diretamente um relação com os dados observacionais do bojo, que apresentam estrelas velhas tanto ricas como pobres.

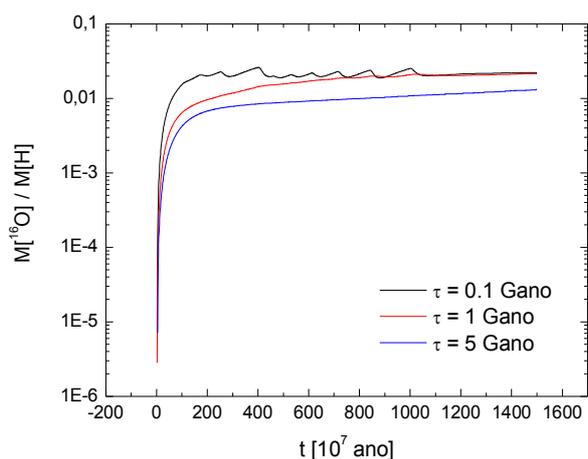


Figura 87. Variação da abundância de oxigênio do meio com relação ao tempo para quatro diferentes escalas de *infall*.

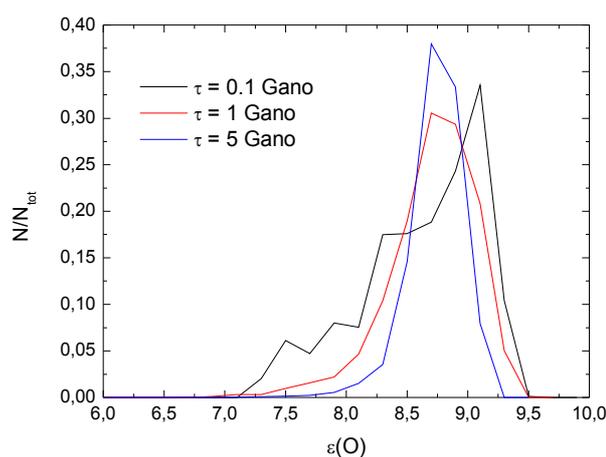


Figura 88. Histogramas das nebulosas planetárias obtidas a partir do modelo para quatro diferentes escalas de *infall*.

c) Massa do Infall

A variação da massa total de *infall* teoricamente poderia ser um importante fator a influir na produção de oxigênio. Quanto maior a quantidade de matéria a ser acretaada, maior a taxa de formação estelar, e conseqüentemente a produção de oxigênio. Contudo este fato não se confirma como sendo significativo para as abundâncias de oxigênio em nebulosas planetárias. Na figura 89 temos a variação do valor da abundância de oxigênio no meio interestelar com relação ao tempo para três diferentes massas de *infall* de gás: $1.24 \cdot 10^{10}$, $1.24 \cdot 10^9$ e $1.24 \cdot 10^8$. A primeira vista, podemos ver que quanto maior a quantidade de gás maior será o enriquecimento do meio, uma vez que a produção de estrelas é superior. A diferença não é significativa entre os resultados fornecidos pelo modelo para as massa $1.24 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ e $1.24 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Só teremos valores baixos quando a massa é significativamente inferior ($1.24 \cdot 10^8 M_{\odot}$). Os histogramas refletem o mesmo resultado do meio interestelar (figura 90). A diferença entre o pico do histograma de oxigênio para o modelo com baixa massa é cerca de 0.3 dex menor do que para os demais modelos. Para o meio interestelar, o valor desta diferença é praticamente a mesma.

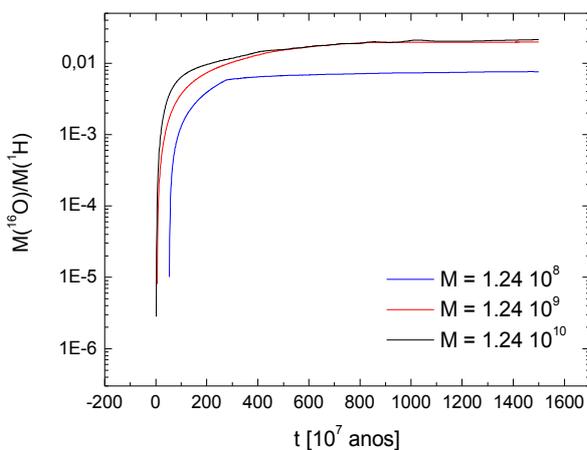


Figura 89. Variação da abundância de oxigênio do meio com relação ao tempo para três diferentes massas totais de *infall*.

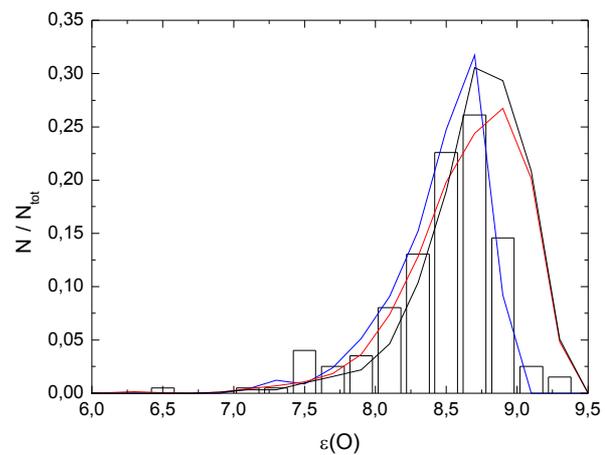


Figura 90. Histogramas das nebulosas planetárias obtidas a partir do modelo para três diferentes massas totais de *infall*.

O primeiro resultado importante que podemos concluir a partir destes dados é que a escala de tempo de *infall* é mais importante na variação da abundância química de oxigênio do meio e das nebulosas planetárias do que a massa total de *infall*. Vale a pena lembrar que estes dados foram obtidos usando a lei de Schmidt com o expoente de 1.4. Se tivéssemos utilizado valores mais altos para o expoente, provavelmente este resultado seria outro.

3.5.6. Simulações

Com posse deste código de evolução química, implementamos um algoritmo para que fosse possível simular vários modelos automaticamente. Isto além de nos poupar tempo, faz com que possamos estudar a variação das abundâncias químicas fornecidas por ele em função dos parâmetros de entrada. Com isso, rodamos 1500 modelos onde as parâmetros de entrada foram:

Parâmetros fixos

a. *Yields* Estelares

Utilizamos os *yields* de Woosley & Weaver (1995) para as estrelas de alta massa, van den Hoek & Groenewegen (1997) para estrelas de massa intermediária e Tsujimoto *et al.* (1995) para as SNIa

b. Taxa de Formação Estelar

A lei para a taxa de formação estelar utilizada foi a de Schmidt, usando um expoente de 1.4 e uma constante de proporcionalidade de $2.5 \cdot 10^{-10} M_0 \text{ pc}^{-2} \text{ ano}^{-1}$.

c. Quantização da Massa Estelar

O número de massas estelares inseridos a mais foi constante em todos os modelos. Colocamos 800 massas entre $0.8 M_0$ e $0.9 M_0$, 50 entre $0.9 M_0$ e $1.0 M_0$ e 5 entre $1.0 M_0$ e $1.3 M_0$. As massas restantes são exatamente as mesmas fornecidas por van den Hoek & Groenewegen (1997).

d. Quantização do tempo

O intervalo temporal de integração utilizado foi de 10^7 anos.

e. Tempo total

O tempo total foi de 15 Gano.

f. Intervalos de massa

O intervalo de massa é de $0.15 M_0$ a $100 M_0$.

g. Limite entre massa intermediária e alta massa

O limiar entre estrelas de alta massa e massa intermediária ainda não é muito bem conhecido. Modelos de evolução estelar para as estrelas intermediárias terminam em $8.0 M_0$ e os de SNII começam em $10 M_0$. Por este motivo adotamos o limite entre estas duas faixas de massa como sendo $9 M_0$.

h. Densidade mínima para formação estelar

Foi adotada uma densidade mínima do meio interestelar para que haja formação estelar de $7.0 M_0 \text{pc}^{-2}$, a mesma utilizada por Chiappini (1997) para o disco da galáxia.

i. Formação das SNIa

As massa das estrelas componentes do sistema estão entre 1.5 e 8.0 e o método utilizado foi o descrito como fragmentação.

j. Tempo de vida estelar

A relação entre massa inicial e tempo de vida estelar utilizado e dada por Padovani & Matteucci (1993).

Parâmetros Variáveis

a. Escala de tempo e massa de *infall*:

Utilizamos 5 diferentes configurações para representar a escala de tempo e massa de *infall*.

Tabela 13. Parâmetros dos infalls dos modelos para o bojo

Cenário	$M_1 [M_0]$	$\tau_1 [10^9 \text{ anos}]$	$M1 [M_0]$	$\tau_2 [10^9 \text{ anos}]$
0	$1.24 \cdot 10^{10}$	0.01	$2.26 \cdot 10^9$	2
1	$1.24 \cdot 10^{10}$	1.0	$2.26 \cdot 10^9$	2
2	$1.24 \cdot 10^{10}$	1.0	$2.26 \cdot 10^9$	5
3	-	-	$2.26 \cdot 10^9$	2
4	-	-	$2.26 \cdot 10^9$	5

b. IMF

Utilizamos duas IMF possíveis para a formação estelar: Salpeter e Kroupa.

c. Vento

A quantidade de material perdido por SN, definido neste trabalho como vento, foi variado de 90% a 0%.

d. Fração de SNIa

A constante A utilizada na formação de sistemas binários que irão gerar SNIa foi variado de 0.01 a 0.05.

e. Eficiência da Formação Estelar

Eficiente da formação estelar sumiram os valores de 0.1, e 1.0 e 10.0.

Resultados dos Modelos

Com as 1500 simulações feitas podemos ter uma idéia de como os resultados fornecidos pelo código numérico reage com os parâmetros de entrada.

A figura 91 mostra o valor médio da distribuição da abundância de oxigênio de nebulosas planetárias em função da taxa de vento para o bojo. Os resultados demonstram que a abundância média do bojo é altamente dependente da perda de material. Se tivermos uma grande quantidade de material produzido por SNII/Ia perdido para fora do bojo, sua abundância mudará drasticamente em relação a um meio se perda de metais. Ou seja, a abundância do bojo fornecida pelos modelos é altamente dependente da taxa de vento. Um resultado semelhante foi obtido por Ferraras *et al.* (2003), que concluiu que a quantidade de ferro perdida no bojo é crucial para uma boa representação das abundâncias encontradas nas regiões. Para a abundância de ferro (figura 92) obtivemos um resultado similar. Ou seja, a abundância de ferro também depende fortemente da taxa de vento.

Outro ponto importante a ser estudado é a dependências dos valores das abundâncias químicas em relação à quantidade de SNIa do sistema. Se utilizarmos a constante $A=0.01$, podemos ver que a quantidade de oxigênio é praticamente a mesma do que utilizando cinco vezes mais SNIa (figura 93). Isto significa que o oxigênio é produzido praticamente por supernovas do tipo II. Já o ferro depende desta quantidade de SNIa, uma vez que é produzido em maior quantidade em SNIa do que em SNII (Tsujimoto *et al.* 1995). Contudo, sua abundância tem uma dependência tão grande quanto com a taxa de vento. Isto ocorre porque o ferro não é produzido exclusivamente por SNIa, mas também por SNII.

A eficiência da formação estelar também é um importante parâmetro de entrada que influencia nas abundâncias químicas dos objetos. Quanto maior for eficiência e conseqüentemente a taxa de formação estelar, maior será a quantidade de elementos pesados produzidos pelas estrelas. Ou seja, quanto maior a eficiência, mais abundantes serão as nebulosas planetárias. Este efeito pode ser observado tanto para a abundância de oxigênio (figura 95) quanto para o ferro (figura 94). Os dois elementos químicos são influenciáveis pela taxa de formação estelar.

Nestas simulações variamos a eficiência da SFR em um fator 100, porém isto não significa que podemos encontrar ambientes com esta faixa de valores. A taxa de formação estelar é um parâmetro muito usado entre os modelos de evolução química para ajustar os dados fornecidos por eles em relação aos observacionais. Contudo, a maioria das evidências observacionais não apontam para uma faixa de eficiência tão grande. Kennicutt (1998b) obteve uma boa relação entre a densidade de gás com relação a SFR, usando vários tipos de galáxias e ambientes. Resultados

semelhantes foram também obtidos por Rownd & Young (1999), concluindo que a eficiência na SFR tende a variar pouco em galáxias espirais não perturbadas.

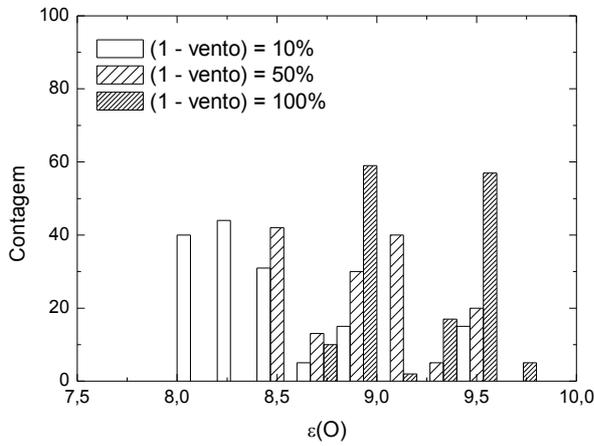


Figura 91. Abundância média de oxigênio em função da quantidade de matéria produzida por SNI/IIa que é retida no meio.

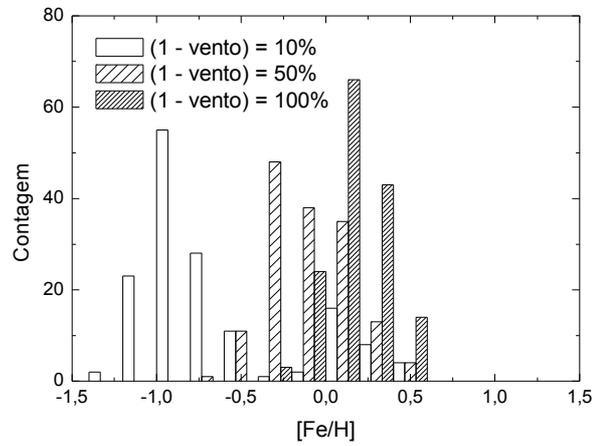


Figura 92. Abundância média de ferro em função da quantidade de matéria produzida por SNI/IIa que é retida no meio.

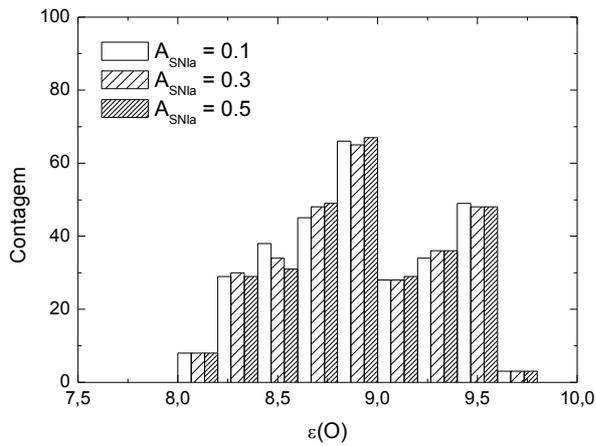


Figura 93. Abundância média de oxigênio em função da quantidade de SNIa formadas.

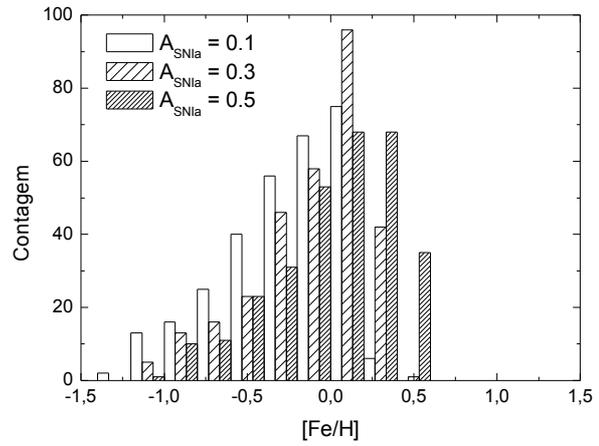


Figura 94. Abundância média de ferro em função da quantidade de SNIa formadas.

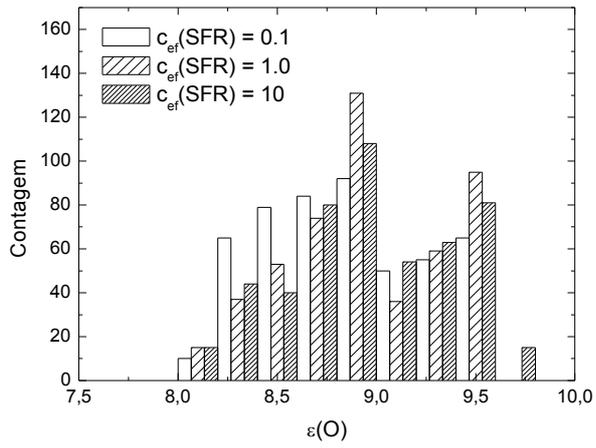


Figura 95. Abundância média de oxigênio em função da eficiência da formação estelar.

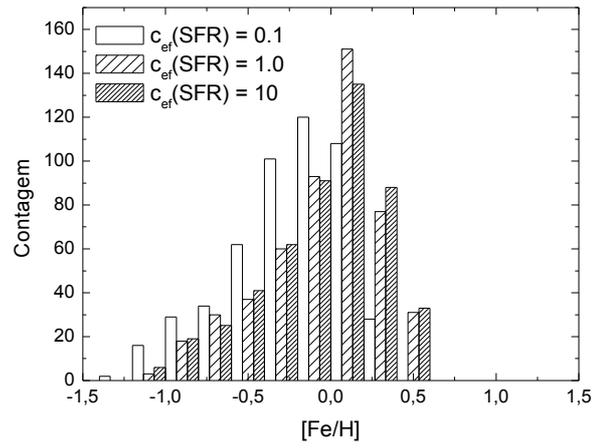


Figura 96. Abundância média de ferro em função da eficiência da formação estelar

3.6. Modelo de Zona Única

3.6.1. Simples

Neste trabalho fizemos alguns modelos de zona única a fim de estudar a variação das abundâncias químicas. Contudo estes modelos não refletem com precisão a realidade, uma vez que não estávamos preocupados em representar as abundâncias químicas com exatidão.

Refinando um pouco mais o modelo de zona única, utilizamos os seguintes parâmetros de entrada:

Massa total de *infall*: $1.24 \cdot 10^{10} M_{\odot}$

Escala de tempo de *infall*: 1.0 Gano

Espessura da zona: 1.5 kpc

Vento de 40% constante com o tempo

As figuras 97 a 101 mostram as distribuições das abundâncias químicas das nebulosas planetárias do bojo galáctico com relação aos resultados fornecidos pelo modelo. Na primeira delas, os resultados são semelhantes entre si, diferindo somente para a abundância de neônio. Poderíamos dizer que esta diferença do neônio é devido ao *yield* do hidrogênio para estrelas de baixa massa, contudo este efeito deveria ser observado nas demais abundâncias. Com isso, podemos concluir que a diferença entre os valores fornecidos pelos dois modelos para a distribuição de oxigênio é proveniente do *yield* do próprio neônio.

A abundância de nitrogênio determinada pelo modelo (figura 98), apesar de apresentar uma distribuição mais estreita do que os dados observacionais, está em bom acordo com os dados dos objetos. Este elemento, produzido por basicamente por estrelas de massa intermediárias, não sofre efeito de ventos, o que faz com que a comparação com os dados da literatura seja independente da taxa de vento utilizada. Portanto, os valores dependem da quantidade de estrelas de massa intermediária que são produzidas, e portanto da IMF e da SFR.

Para as abundâncias de argônio (figura 99) e enxofre (figura 100) temos uma grande semelhança entre os dados observacionais. Neste modelo de zona única utilizamos uma escala de tempo de *infall* de 1.0 Gano, ou seja, a maioria das SNII foram produzidas em um curto intervalo de tempo. Isto faz com que o oxigênio e o neônio sejam produzidos num curto intervalo de tempo, enriquecendo o meio rapidamente (figura 102). Já o argônio e o enxofre são produzidos também por supernovas do tipo Ia, que levam um tempo maior para explodir. Ou seja, os elementos produzidos por SNIa levaram mais tempo para enriquecer o meio do que os produzidos por SNII. Este efeito pode ser visualizado na figura 102 que mostra uma maior demora do enriquecimento químico do

meio com argônio, enxofre e ferro.

Outro efeito importante, que podemos ver na figura 103, é o resultado de um modelo idêntico ao anterior, porém com uma escala de tempo de *infall* de 0.01 Gano. Após o rápido enriquecimento químico de oxigênio e neônio do meio, o valor da abundância atinge um patamar que permanece constante com todo o tempo. Em contrapartida, os demais elementos exibidos na figura sofrem um enriquecimento químico um pouco mais lento, atingindo um valor de pico e depois reduz levemente com o tempo. Já que a maioria das estrelas são formadas em um curto intervalo de tempo, os objetos de massa intermediárias, que ejetam seu material com um atraso com relação às SNII, são formados em um meio ainda pouco enriquecido com os elementos produzidos por SNIa. Isto faz com que o meio receba grande quantidade de hidrogênio, porém baixa quantidade de argônio, enxofre e neônio. Ou seja, a razão entre estes elementos químicos com o oxigênio sofre uma redução. Com o oxigênio e o neônio, este efeito não é tão evidente, pois como o meio é enriquecido rapidamente com estes elementos, as estrelas de massa intermediárias possuem uma abundância química relativamente alta. A partir disto, o meio será enriquecido não só com hidrogênio, mas também com oxigênio e neônio.

O neônio, assim como o oxigênio, é produzido basicamente por SNII. Isto significa que todos os processos físicos que possam influenciar numa redução das abundâncias do oxigênio (como ventos e *bursts* de formação estelar) deverão afetar na mesma proporção a abundância de neônio. Contudo, a distribuição da abundância de neônio fornecida pelo modelo não se ajusta com os dados observacionais (figura 101), o que nos inclina a sugerir dois motivos principais para esta discrepância: erros sistemáticos na determinação da abundância química do neônio em nebulosas planetárias, ou uma subestimação dos *yields* deste elemento para as estrelas de alta massa. Realizamos testes utilizando os *yields* fornecidos por Woosley & Weaver (1995) ao invés de Tsujimoto *et al.* (1995), entretanto os resultados não foram melhores (figura 105 e 106). Tal fato não é suficiente para afirmarmos que o problema está na determinação deste elemento, pois podemos ter parâmetros atômicos com erros sistemáticos que estão afetando os resultados dos dois artigos. Este ponto precisa ser revisto e estudado com mais calma.

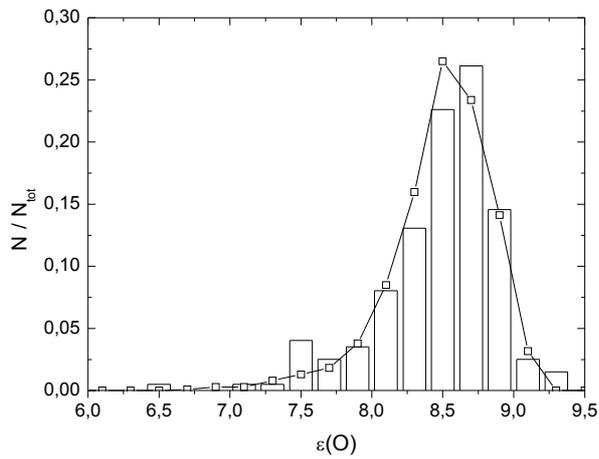


Figura 97. comparação da distribuição da abundância de oxigênio das nebulosas planetárias com os resultados fornecidos pelos modelos.

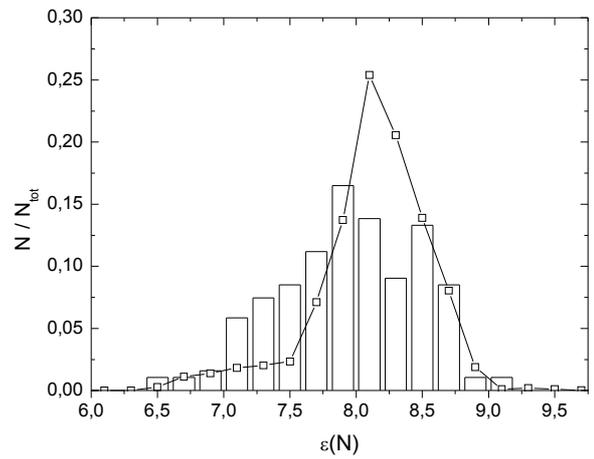


Figura 98. comparação da distribuição da abundância de nitrogênio das nebulosas planetárias com os resultados fornecidos pelos modelos.

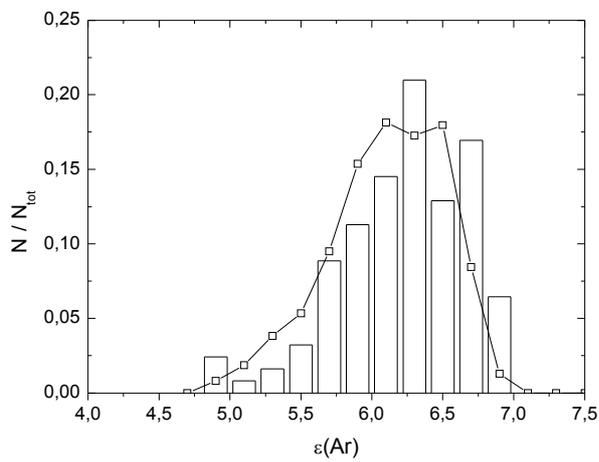


Figura 99. comparação da distribuição da abundância de argônio das nebulosas planetárias com os resultados fornecidos pelos modelos.

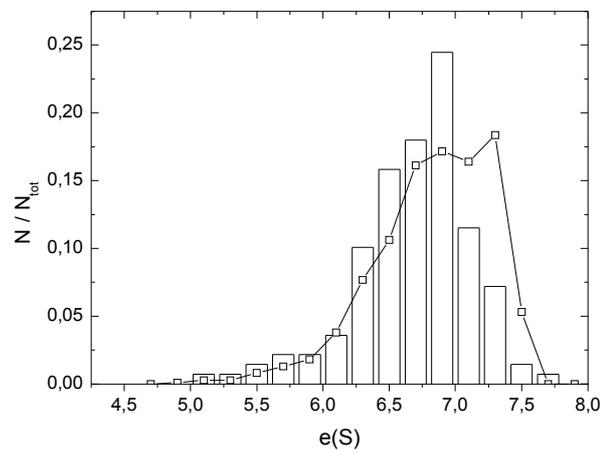


Figura 100. comparação da distribuição da abundância de enxofre das nebulosas planetárias com os resultados fornecidos pelos modelos.

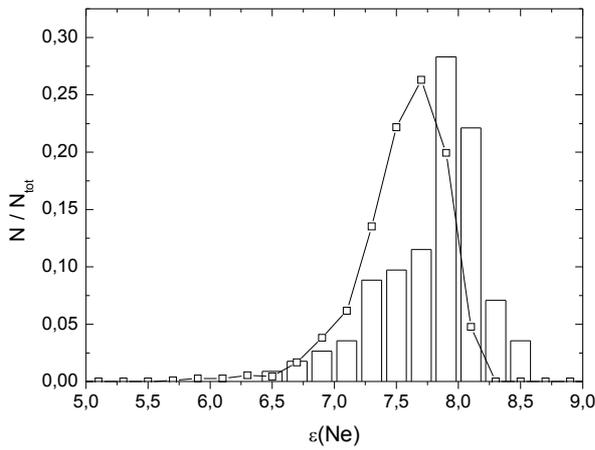


Figura 101. comparação da distribuição da abundância de neônio das nebulosas planetárias com os resultados fornecidos pelo modelo.

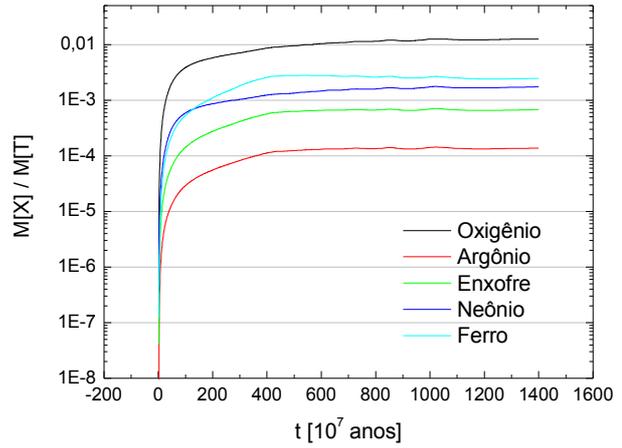


Figura 102. comparação da abundância de oxigênio do meio com os resultados fornecidos pelo modelo.

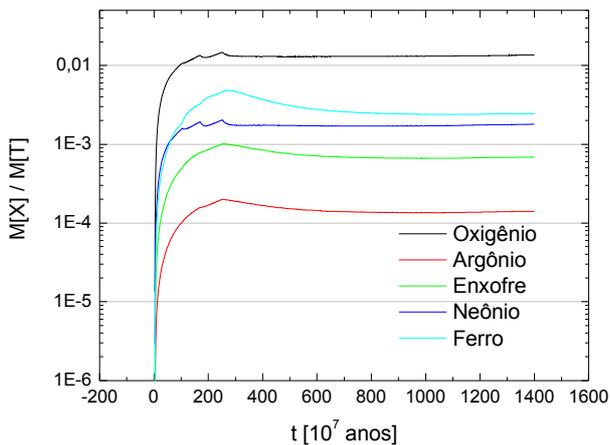


Figura 103 comparação da abundância de oxigênio do meio com os resultados fornecidos por um modelo com as mesmas características, porém com uma escala de tempo de infall de 0,01 Gano.

A figura 104 mostra a razão entre a contribuição, em massa, de cada elemento químico para SNII em relação a SNIa obtidos de Tsujimoto *et al.* (1995). Os dados para SNII são uma média usando a IMF de Salpeter, para que tenhamos uma média para todas as estrelas de alta massa. O que podemos ver a princípio é que o ^{16}O (primeiro dado da figura) e o ^{20}Ne são produzidos basicamente por SNII. Alguns trabalhos de evolução química até desprezam a quantidade de oxigênio produzido por SNIa, devido ao seu baixo valor. Já o ^{32}S e ^{36}Ar têm uma grande contribuição proveniente de SNIa. O ferro é, dentre os elementos determinados neste trabalho, o que possui a menor

contribuição proveniente de SNII em relação a SNIa. Estes dados estão de acordo com os resultados obtidos na figura 102, que mostram um enriquecimento químico mais lento para o argônio e enxofre e mais rápido para o oxigênio e neônio. Vale a pena lembrar que os elementos produzidos por SNIa dependem de outros parâmetros que ainda não foram definidos. O mais importante deles é a quantidade de sistemas binários que podem gerar SNIa. Este valor influencia diretamente o valor da abundância de ferro, uma vez que o número de SNIa é diretamente proporcional à quantidade de sistemas binários.

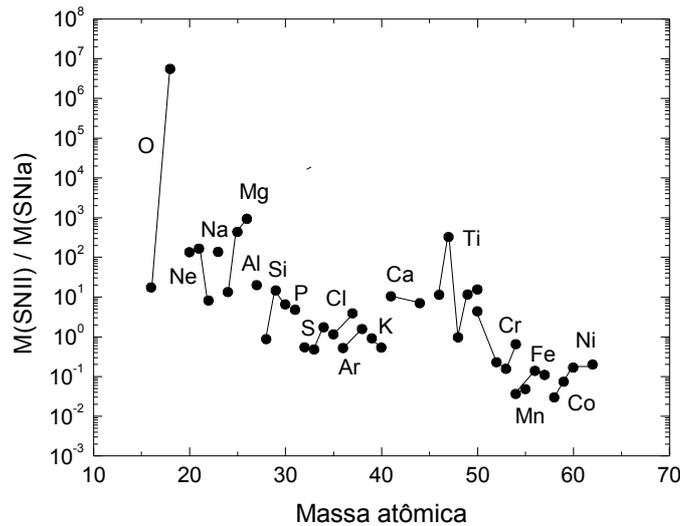


Figura 104. razão entre a massa produzida em cada elemento para estrelas de alta massa (SNII) e SNIa. Os dados foram obtidos de Tsujimoto et al. (1995).

Nas figuras 105 e 106 vemos que a diferença entre os picos das abundâncias de oxigênio e neônio para os *yields* de Woosley & Weaver (1995) diferem entre si em um valor inferior a 0.2 dex. Esta diferença, em relação à dispersão dos dados observacionais, é desprezível. O mesmo ocorre com as correlações entre as abundâncias de oxigênio, nitrogênio e neônio (figuras 107 e 108).

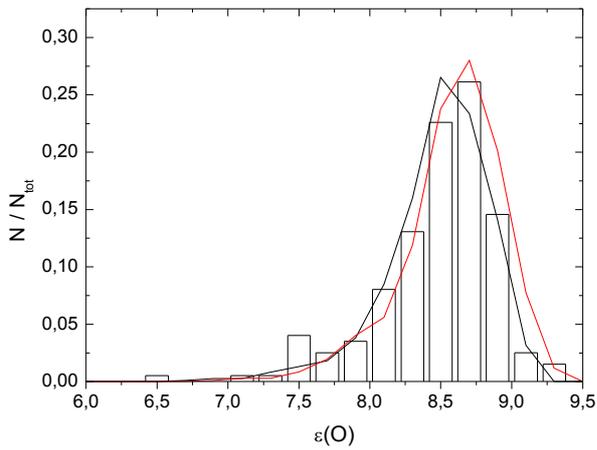


Figura 105. Comparação das distribuições da abundância de oxigênio fornecida pelo modelo com vento de 40% utilizando dois yields diferentes: Tsujimoto et al. (1995) (linha vermelha) e Woosley & Weaver (1995) (linha preta).

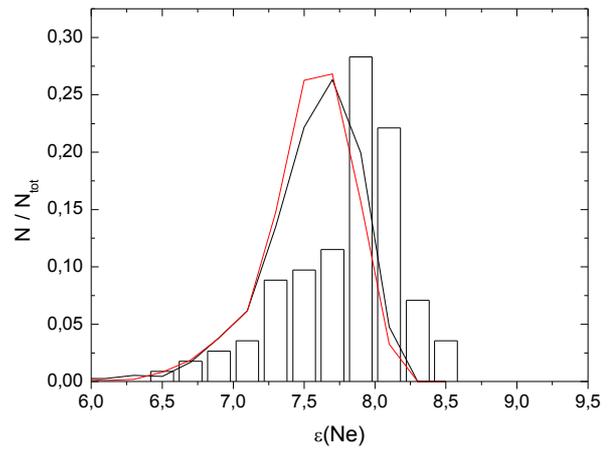


Figura 106. Comparação das distribuições da abundância de neônio fornecida pelo modelo com vento de 40% utilizando dois yields diferentes: Tsujimoto et al. (1995) (linha vermelha) e Woosley & Weaver (1995) (linha preta).

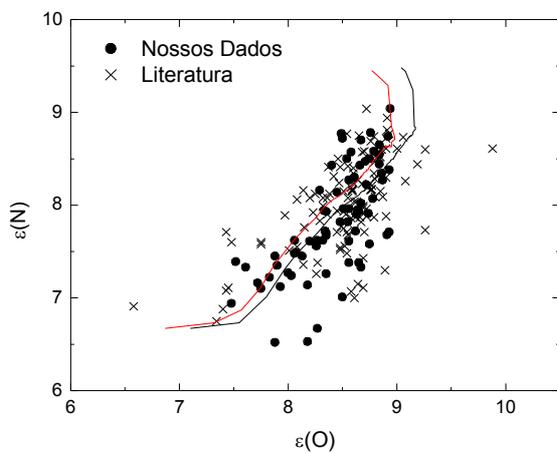


Figura 107. correlação entre a abundância de oxigênio e nitrogênio com os resultados do modelos utilizando os yield de Woosley & Weaver (1995) e ventos de 0% (linha vermelha) e 40% (linha preta).

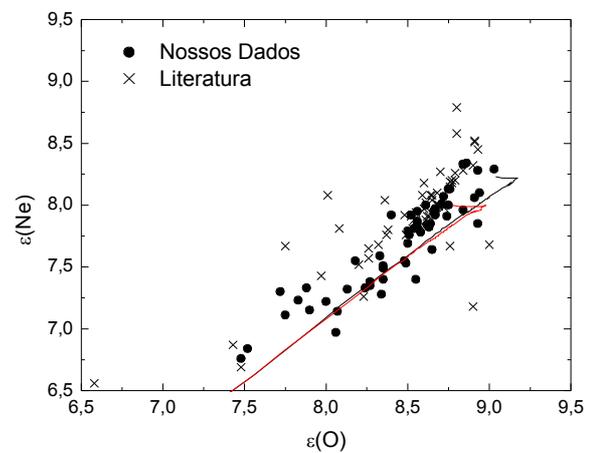


Figura 108. correlação entre a abundância de oxigênio e neônio com os resultados do modelos utilizando os yield de Woosley & Weaver (1995) e ventos de 50% (linha vermelha) e 80% (linha preta).

O que podemos concluir a partir destes modelos de zona única é que não são suficientes para reproduzir os dados observacionais da amostra total da literatura. Apesar de reproduzirmos valores próximos aos dados, algumas distribuições não estão de acordo com as observações. No caso do oxigênio em especial conseguimos uma boa distribuição utilizando um *infall* de 1 Gano, portanto,

se a escala de tempo fosse de 0.01 Gano, teríamos uma distribuição um pouco mais larga, se assemelhando aos dados obtidos por Escudero & Costa (2001). Como neste trabalho, grande parte da amostra de dados observacionais tem grande latitude galáctica, isto seria um indicador de que as regiões mais altas do bojo teriam sido formadas por um grande colapso de gás, e grande taxa de vento. Mollá e colaboradores (2000) obtiveram resultados satisfatórios criando um modelo de rápido colapso de gás e de ventos, comparando com uma amostra de estrelas a uma latitude de 7° . Neste trabalho, os autores calcularam três componentes (halo, bojo e núcleo) e, criando três combinações possíveis destas três componentes, acharam que nesta região do bojo haveriam de 30% de estrelas do halo. Contudo, evidências cinemáticas não dão suporte a esta conclusão. As estrelas e nebulosas planetárias do bojo possuem uma clara rotação e pouquíssimos objetos com órbitas retrógradas, o que favorece a hipótese de que exista baixa quantidade de estrelas do halo. Ferreras e colaboradores (2003) reproduziram um modelo semelhante ao nosso, e obtiveram resultados satisfatórios comparando com os dados de Ibata & Gilmore (1995), que possuem uma latitude de -12° . Eles criaram um modelo de rápido colapso de gás e grande taxa de vento.

Estes fatores sugerem que os objetos localizados em grande latitude galáctica devem ter se originado a partir de um rápido colapso de gás. As amostras possuem grande dispersão nos valores das abundâncias, são objetos antigos e podem ser reproduzidos por modelos com grande taxa de vento.

Apesar disto, nossos dados abrangem não só as grandes latitudes, mas também objetos mais próximos do plano galáctico (latitudes entre 5° e 7°). Isto nos inclina a comparar os dados observacionais com resultados fornecidos por modelos multizona.

3.6.2. Duplo Infall

Um modelo de duplo *infall* de gás pode ser mais realista quando tratamos da evolução do bojo, do que um modelo de um único. Neste cenário proposto, o primeiro *infall* (com $1.24 \cdot 10^{10} M_\odot$ e 0.1 Gano de escala de tempo) seria responsável pela formação da população velha de estrelas, detectada em toda a extensão do bojo galáctico e o segundo episódio, representando a queda do gás para formar o disco galáctico ($2.26 \cdot 10^9 M_\odot$ e 2 Ganos de duração, iniciando 1 Gano após o primeiro). Qualquer modelo de evolução do bojo precisa ter inevitavelmente um grande episódio de *infall* de gás no início de sua formação, para que produza a quantidade de população velha no bojo.

Além disso, um curto e massivo *infall* de gás produz um rápido enriquecimento químico, produzindo uma grande quantidade de estrelas velhas e ricas em material pesado. Mesmo que uma fusão recente de uma galáxia anã consiga reter suas estrelas no bojo, dificilmente elas teriam as grandes metalicidades observadas atualmente.

Um grande suporte para o segundo *infall* de gás é a presença de população intermediária no bojo, que pode ser vista tanto em nebulosas planetárias, quanto em estrelas (van Loon *et al.* 2003). Estes objetos seriam provenientes do segundo *infall* de gás responsável pela formação do disco. Evidências observacionais de uma barra central (Bissantz & Gerhard 2002, López-Corredoira, M *et al.* 1999) também favorece um segundo episódio de *infall*. Por estes motivos, nos inclinamos em criar um modelo de duplo *infall* para tentar reproduzir as abundâncias químicas observadas.

Da figura 109 a 114 podemos ver os resultados das distribuições deste modelo comparados com as abundâncias químicas observadas. Como podemos ver, praticamente todos os valores se ajustam bem com os dados observados, porém com um pouco menos de eficiência do que o modelo de um único *infall* descrito na seção anterior. A única exceção é a abundância de neônio que aparentemente é um pouco superior à fornecida pelo modelo. A linha do neônio em nebulosas planetárias é encontrada na maioria das vezes em grande intensidade, o que reduz as chances de explicar esta diferença por erros observacionais. Poderíamos supor que a correção de ionização deste íon ainda não é bem definida, uma vez que utilizamos somente um dos íons para determinar o valor da abundância total do elemento. Entretanto, o problema pode estar também nos *yields* deste elemento para as estrelas de alta massa.

O ferro também não está em pleno acordo com os dados observacionais de Zocalli *et al.* (2003), que obtiveram uma distribuição mais estreita do que trabalhos anteriores (Ramirez *et al.* 2000, Sadler *et al.* 1996 e McWilliam & Rich 1994). Neste modelo adotamos que 2% da massa entre 3 e 16 M_{\odot} é convertida em sistemas binários que produzirão SNIa. Yoshii *et al.* (1996) obtiveram valores entre 2% e 2.5% quando com os dados do disco utilizando a IMF de Scalo (1986) e valores entre 5% e 5.5% para assumindo a IMF de Salpeter. Como neste trabalho utilizamos a IMF de Kroupa que possui grande semelhança com a de Scalo, o valor de 2% é compatível com os dados do disco.

Esta pequena diferença entre as distribuições fornecidas pelo modelo com os histogramas de abundâncias pode ser um indicador de que, no caso de nebulosas planetárias, estamos observando preferencialmente objetos provenientes do primeiro colapso. A maioria dos objetos da amostra se encontra em latitudes relativamente altas, podendo dar suporte a esta hipótese.

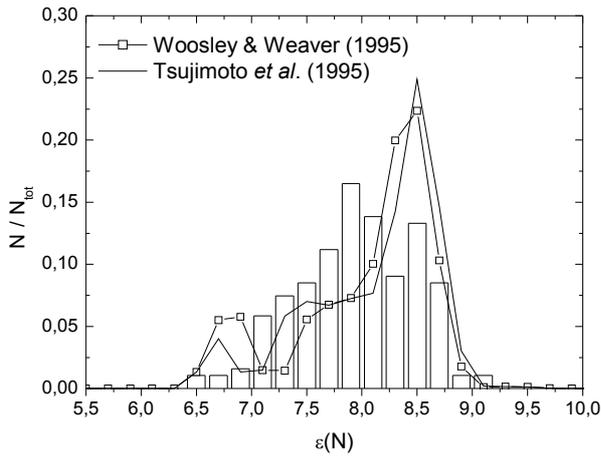


Figura 109. Comparação ente a distribuição de abundância de nitrogênio fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

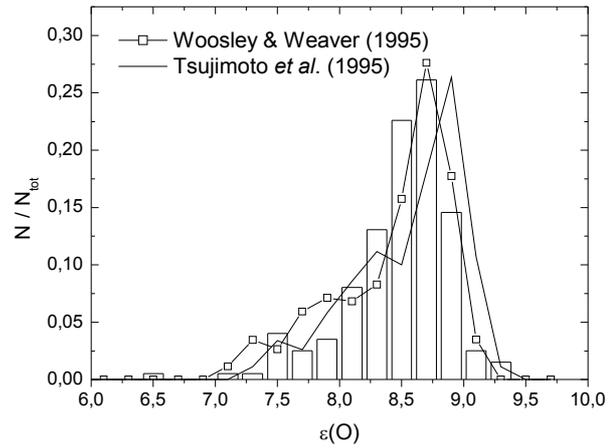


Figura 110. Comparação ente a distribuição de abundância de oxigênio fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

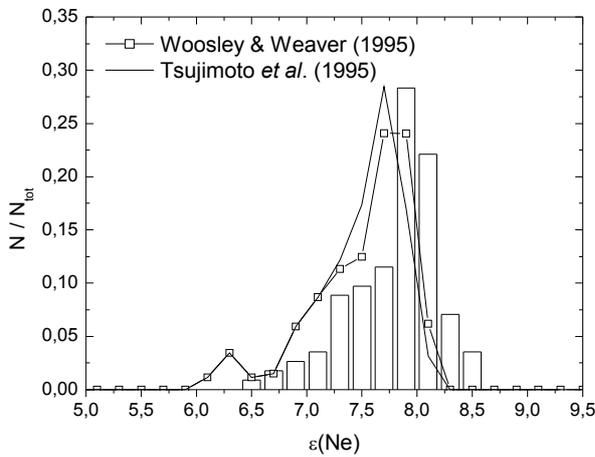


Figura 111. Comparação ente a distribuição de abundância de neônio fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

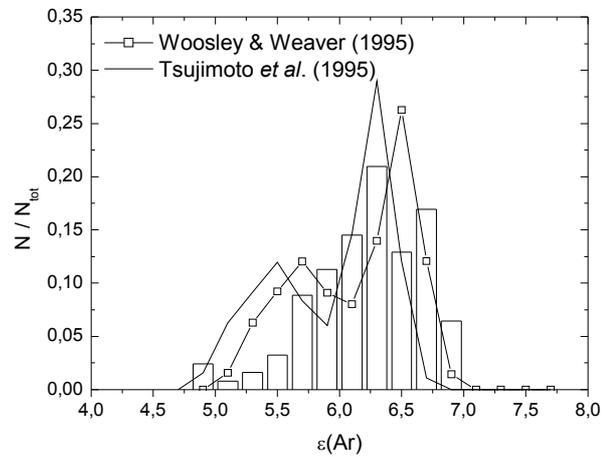


Figura 112. Comparação ente a distribuição de abundância de argônio fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

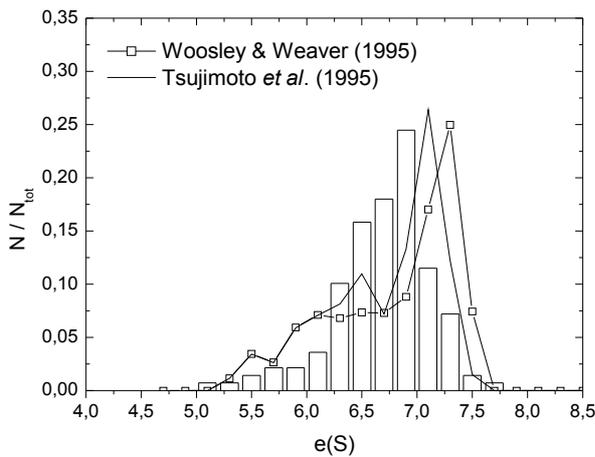


Figura 113. Comparação ente a distribuição de abundância de enxofre fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

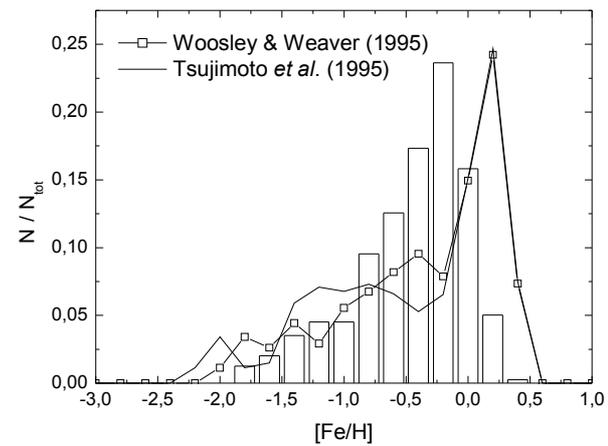


Figura 114. Comparação ente a distribuição de abundância de ferro fornecida pelo modelo com os dados observacionais.

A figura 115 mostra a taxa de formação estelar em função do tempo para este modelo de duplo *infall* de gás. Existe uma grande formação estelar durante os 2-3 Ganos iniciais do bojo e uma redução gradativa com o decorrer do tempo. Isto não significa que a formação estelar esteja cessada após 15 Ganos de evolução. A grande quantidade de material ejetado pela população de massa intermediária, juntamente com a pequena quantidade de matéria restante dos *infalls* são responsáveis pela continuidade da formação estelar no interior de nossa galáxia.

Da figura 116 a 119 temos as correlações entre os elementos químicos determinados em nebulosas planetárias comparadas com os resultados fornecidos pelo modelo. As linhas cheias nestas figuras foram obtidas utilizando os *yields* de Tsujimoto *et al.* (1995) e as tracejada os de Woosley & Weaver (1995) com a caso B.

Quando observamos a correlação entre o oxigênio e o nitrogênio, não notamos nenhuma diferença significativa ente os dados. Porém, para os demais elementos, os dois resultados fornecidos pelo modelo parecem não demonstrar o mesmo comportamento. A correlação utilizando os *yields* de Woosley & Weaver (1995), linha tracejada, se ajustam melhor aos dados observacionais do que os obtidos com os *yields* de Tsujimoto *et al.* (1995), linha cheia. O que aparenta ser o grande responsável por esta diferença é o valor da abundância de oxigênio. Os dados do modelo a partir de Woosley & Weaver (1995) tendem a ter menor abundância de oxigênio.

A grande diferença entre os *yields* fornecidos por estes dois trabalhos é que Woosley & Weaver (1995) fornecem dados até 40 massas solares e para 5 metalicidades iniciais diferentes. Em contrapartida, Tsujimoto *et al.* (1995) atinge 70 massa solares, porém somente uma metalicidade inicial. Temos um ponto favorável e um negativo para cada um deles e definir qual é o melhor para ser usado no estudo da evolução química fica a critério do pesquisador.

As figuras 120 a 124 mostram os dados de estrelas tipo bojo publicadas em um recente artigo de Pompeia *et al.* (2003). Os dados dos modelos foram calculados mudando somente os *yields* para as estrelas de alta massa: Tsujimoto *et al.* (1995) (linha cheia) e caso A (linha traço e ponto), caso B (linha tracejada) e caso C (linha pontilhada) do artigo de Woosley & Weaver (1995). Com estes dados podemos ver o quanto a escolha dos *yields* é crucial para representação dos dados.

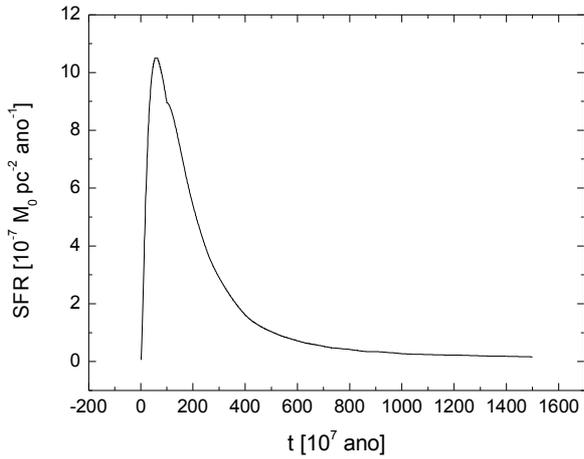


Figura 115. taxa de formação estelar com o tempo..

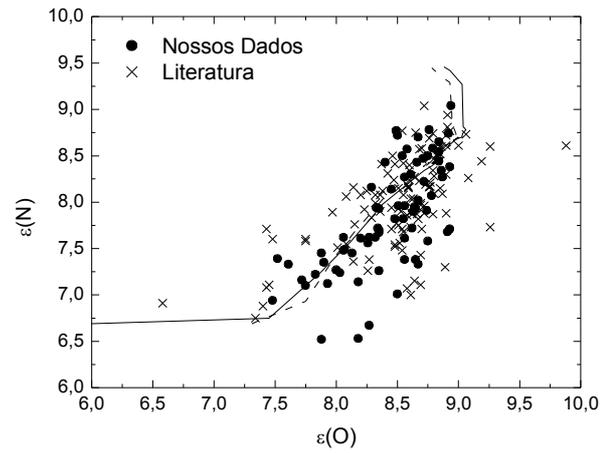


Figura 116. correlação entre a abundância de nitrogênio e oxigênio fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

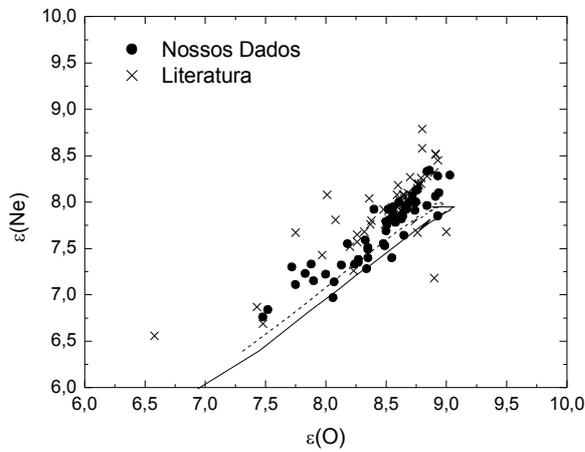


Figura 117. correlação entre a abundância de neônio e oxigênio fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

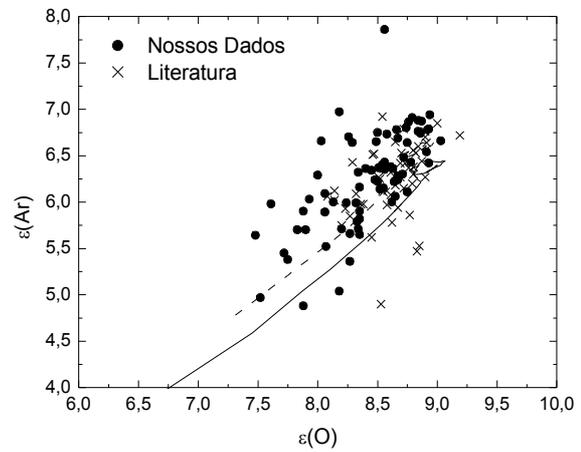


Figura 118. correlação entre a abundância de argônio e oxigênio fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

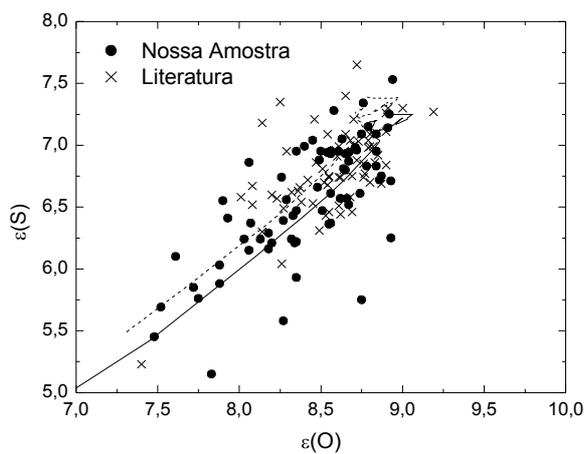


Figura 119. correlação entre a abundância de enxofre e oxigênio fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

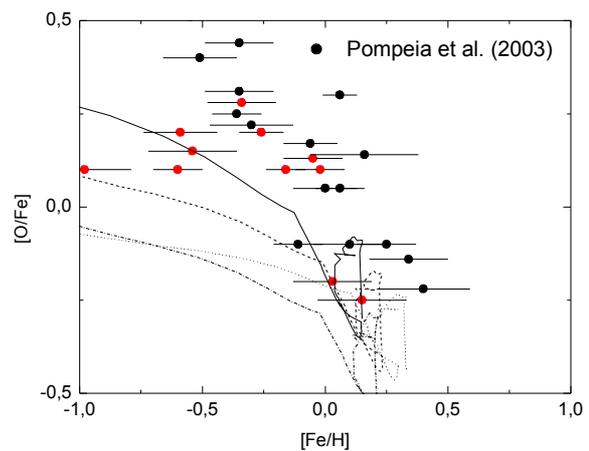


Figura 120. correlação entre a razão oxigênio/ferro e o ferro fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais. Os pontos vermelhos são os limites superiores para a razão $[O/Fe]$.

Em algumas correlações ($[O/Fe]$ e $[Mg/Fe]$) existe uma grande diferença entre os modelos e os dados observacionais, porém, para outras ($[Ca/Fe]$ e $[Si/Fe]$), esta diferença é bem inferior. O titânio é um típico elemento com grande imprecisão nos *yields* (Tjujimoto *et al.* 1995) e sua discrepância com os modelos não é de extrema importância. Contudo, a diferença entre os demais elementos necessita ser estudado com mais detalhes. Os *yields* de ferro para as estrelas de alta massa parecem estar superestimados nestes trabalhos (Chiappinni 1997).

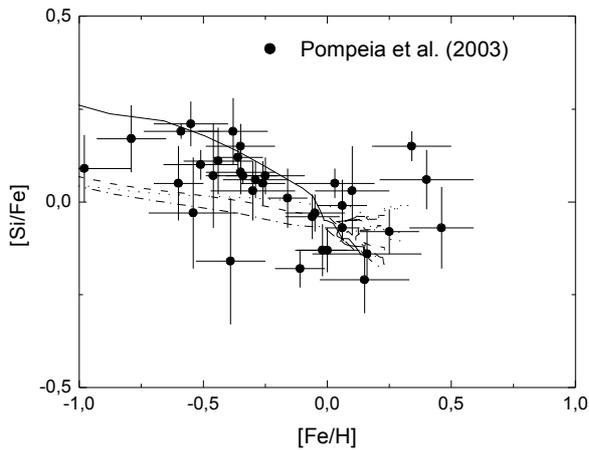


Figura 121. correlação entre a razão silício/ferro e o ferro fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

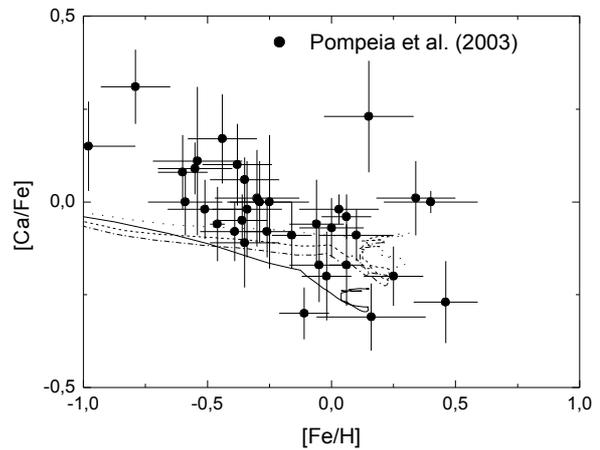


Figura 122. correlação entre a razão cálcio/ferro e o ferro fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

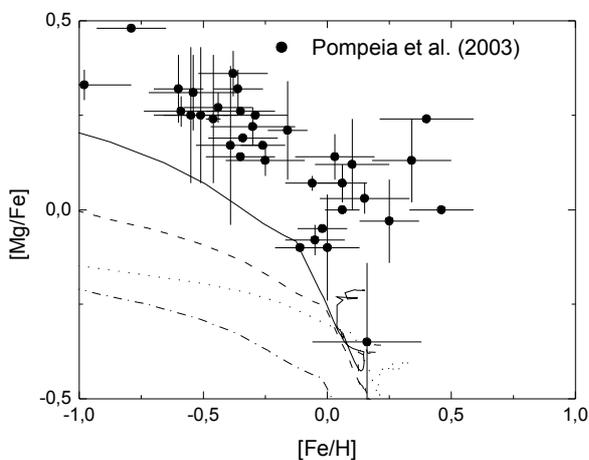


Figura 123. correlação entre a razão magnésio/ferro e o ferro fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

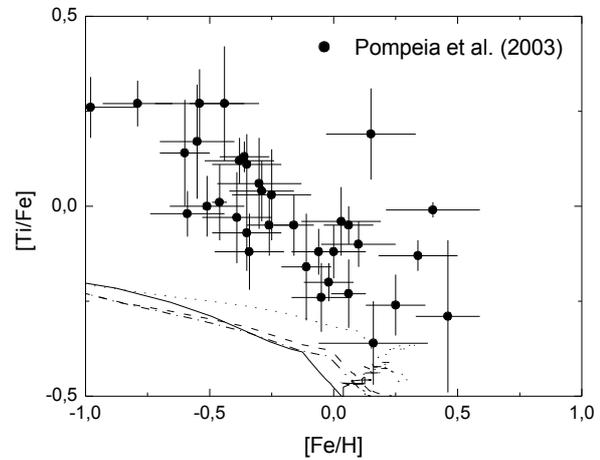


Figura 124. correlação entre a razão titânio/ferro e o ferro fornecida pelo modelo comparada com os dados observacionais.

Trabalhos sobre a variação da inclinação da IMF com relação aos parâmetros físicos do meio mostram que sua forma pode depender tanto da metalicidade (Terlevich & Melnick 1983, Silk 1995 e Carigi 1996) quanto com a densidade e temperatura do meio (Padoan *et al.* 1997).

Como no início da formação do bojo o meio era denso (devido ao grande colapso inicial) e

provavelmente com alta dispersão de gás, utilizamos a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais da evolução do bojo, a de Kroupa durante o restante da evolução e refizemos a simulação, utilizando os mesmos parâmetros de entrada. Os resultados para as razões das abundâncias químicas (figuras 125 a 128) mostram-se muito mais satisfatórios do que os anteriores. As linhas cheias são as abundâncias utilizando os *yields* de Tsujimoto *et al* (1995) e as tracejadas o caso B dos *yields* de Woosley & Weaver (1995). Contudo, temos que uma menor inclinação da IMF durante o começo da evolução da galáxia, resulta num super-enriquecimento químico de ferro (figura 130) e principalmente em oxigênio (figura 129).

Não foi possível reproduzir com o mesmo modelo todas as distribuições de abundâncias químicas juntamente com as correlações entre as razões das abundâncias obtidas por Pompeia *et al.* (2003). Com isso, podemos tirar duas conclusões:

- A IMF foi constante e semelhante a de Kroupa durante toda a evolução do bojo galáctico e os *yields* de ferro estão superestimados para as SNII.
- Tivemos uma IMF com menor inclinação no começo da evolução, aumentando a quantidade de estrelas massivas. Neste caso precisaríamos saber ao certo o comportamento dos ventos no começo da formação do bojo, para que possamos reproduzir com mais qualidade as distribuições de abundâncias de nebulosas planetárias.

A alta razão $[O/Fe]$ encontrada nos objetos do bojo (Pompeia *et al.* 2002), pode ser proveniente de uma IMF menos inclinada no começo de sua formação. Fatores ambientais, como alta taxa de formação estelar, ventos e escala de *infall* não foram suficientes para elevar a razão $[O/Fe]$.

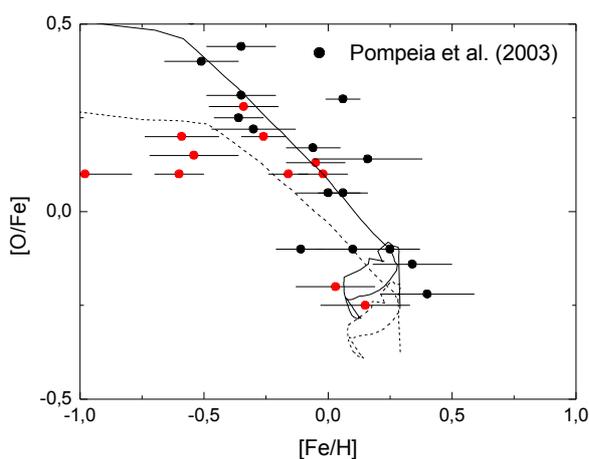


Figura 125. Correlação entre a razão $[O/Fe]$ e a abundância de $[Fe/H]$ utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

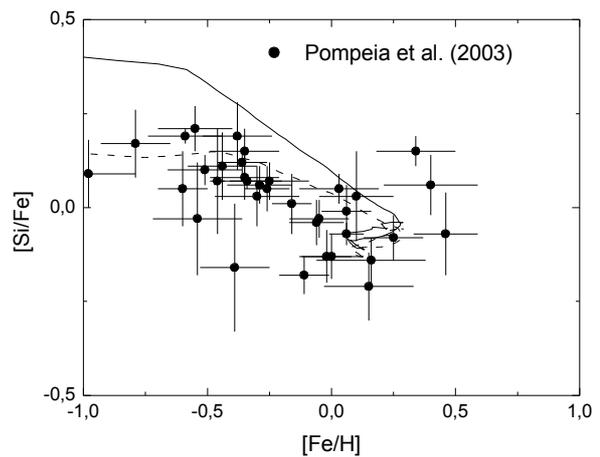


Figura 126. Correlação entre a razão $[O/Fe]$ e a abundância de $[Fe/H]$ utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

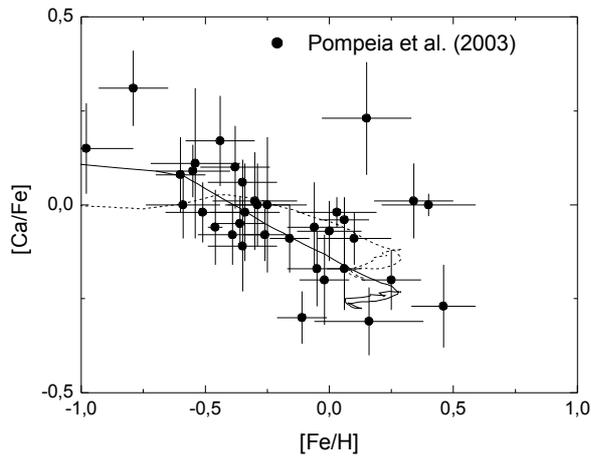


Figura 127. Correlação entre a razão $[O/Fe]$ e a abundância de $[Fe/H]$ utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

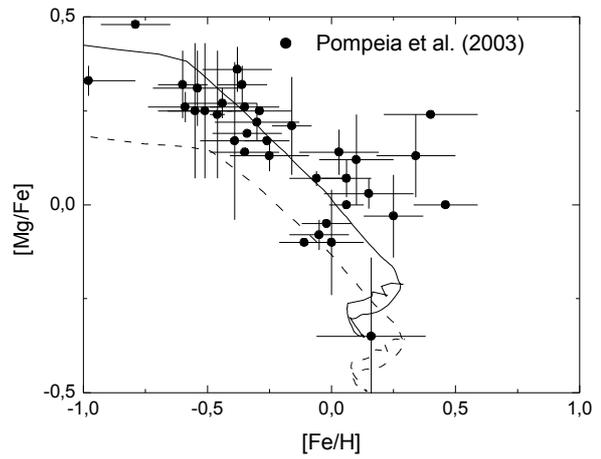


Figura 128. Correlação entre a razão $[O/Fe]$ e a abundância de $[Fe/H]$ utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

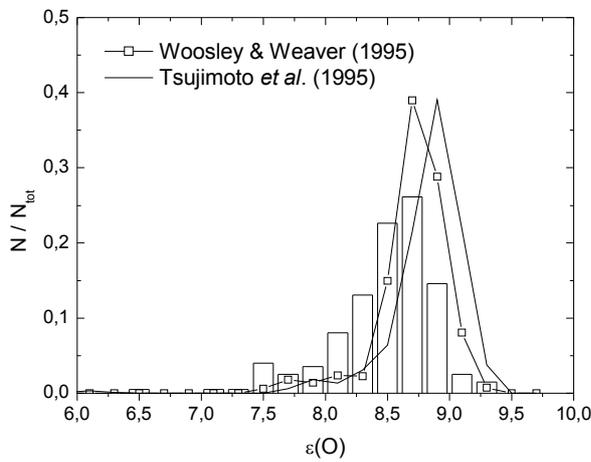


Figura 129. Distribuição de oxigênio comparadas com o modelo utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

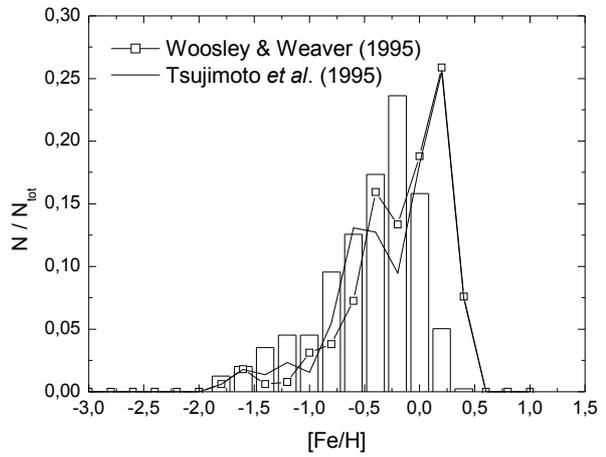


Figura 130. Distribuição de ferro de Zoccalli et al. (2003) comparadas com o modelo utilizando a IMF de Salpeter durante os 0.3 Ganos iniciais.

3.7. Multi-zona

Nosso modelo de evolução química multi-zona baseia-se no cenário misto de evolução do bojo. Para tentar reproduzir as correlações entre as abundâncias dos objetos do bojo e os histogramas, utilizamos um modelo misto de formação, no qual existem duas fases principais: a primeira com um rápido colapso com gás primordial e uma segunda com um acréscimo de gás enriquecido. A estrutura do bojo e da região central de nossa galáxia foi dividida em três zonas com dois *infalls* de gás. O primeiro deles com um colapso de 0.1 Gano e o segundo o segundo com 2.0 Gano.

A quantidade de gás do primeiro *infall* foi de $1.24 \cdot 10^{10} M_0$, obtida Amaral *et al.* (1996). E para segundo *infall* obtivemos a partir do perfil de densidade de matéria do disco (Maciel 1998), dada pela equação 94:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\alpha(r-r_0)} \quad (94)$$

, onde $\sigma_0 \approx 54 M_0 pc^{-2}$ é a densidade em $r=r_0$, r o raio galactocêntrico, $r_0 \approx 7600 pc$ é a posição do Sol e $\alpha \approx 2.69 \cdot 10^{-4} pc^{-1}$.

Dividindo as zonas em anéis com intervalos de raios de 1.5 kpc temos as massas de *infall* dadas por (tabela 14):

Tabela 14. Parâmetros de cada zona, onde R_1 é o raio interno da zona, R_2 o externo, A a área, M_1 a massa total do primeiro *infall* de gás e M_2 a do segundo *infall*.

Zona	R_1	R_2	A	M1	M2
0	0	1500	7.07E6	1.24E10	2.26E9
1	1500	3000	2.12E7	0	4.75E9
2	3000	4500	3.53E7	0	5.34E9

Para que fosse possível uma boa representação dos valores das abundâncias químicas para os objetos de baixa massa, utilizamos uma taxa de vento causada por ventos de supernovas de 50% (onde 40% para fora do bojo e 10% da zona 0 para a 1). A partir de simulações hidrodinâmicas obtidas da literatura (Samland *et al.* 1997, Mac Low & Ferrara 1998) assumimos que, no início da formação do bojo, até 50% dos elementos produzidos por supernovas podem ser ejetados para o halo e regiões mais internas do disco.

Esta troca de gás entre as camadas é uma das tarefas mais difíceis de se quantificar. Os valores dependem de vários parâmetros, como temperatura do gás, velocidade, flutuações de densidade, dentre outros. Uma determinação precisa talvez seja tão complexa quanto todo o modelo

de evolução química. Alguns autores fizeram simulações desta perda de gás da região interna e em outros tipos de galáxias (Tenorio-Tagle 1996, Tenorio-Tagle & Muñoz-Tuñón 1998, Mac Low & Ferrara 1998 e Strickland & Stevens 1998), porém seus resultados são aplicáveis a um determinado ambiente, com características particulares. Extrapolar as taxas de vento utilizadas tem que ser feita com muito cuidado. Talvez este parâmetro livre seja o menos conhecido dentre todos os demais. Ferraras *et al.* (2003), por exemplo, considerou o perda de massa por ventos como um parâmetro livre dentro de seu modelo de evolução química do bojo para reproduzir a abundância de ferro.

Podemos ver na figura 131 que existe um grande espalhamento nos valores das abundâncias químicas de oxigênio para os objetos pobres em nitrogênio. Este espalhamento pode ser bem reproduzido assumindo ventos produzidos por supernovas (II e Ia). Estes ventos seriam responsáveis pela perda de elementos sintetizados pelas SN. Com isso, haveria um enriquecimento químico de elementos pesados, como o oxigênio e o ferro, em relação aos elementos mais leves como o nitrogênio e o hélio, que são produzidos por estrelas de massa intermediária.

Existe também uma grande quantidade de objetos localizados no bojo que possuem altas abundâncias de oxigênio, mas baixos valores de nitrogênio. Todos os modelos de zona única e de *infall* com gás primordial não conseguiram descrever significativamente estes objetos. Isto pode indicar que estes objetos foram inicialmente originados em um meio já enriquecido com oxigênio, que é originário principalmente das SNII, sendo um indicativo de que esta população se originou em uma época onde o gás já estava enriquecido pelo material ejetado pelas estrelas com tempo de vida curto. Em contrapartida o meio ainda não estava suficientemente enriquecido com os elementos originários das estrelas com tempo de vida superior, como é o caso do nitrogênio.

Na segunda etapa do modelo, simulamos o início da formação destes objetos com um gás enriquecido pelos ventos originados do primeiro *infall* de gás (linhas vermelhas da figura 131). Os objetos com baixo valor de $\log(N/O)$ também possuem uma pequena quantidade de He (figura 132), que é um elemento produzido pela população de massa intermediária. Tanto o He quanto o N são ejetados por nebulosas planetárias e ventos no AGB (van den Hoek & Groenewegen 1997, Marigo 2001). Para que a abundância do nitrogênio seja bem inferior a do oxigênio nos objetos velhos, o gás enriquecido com oxigênio cairia primeiramente nas regiões internas do disco, onde a história de formação estelar ainda não teria se iniciado, ou nas regiões do halo que seriam responsáveis por criar o disco interno. Se todo o gás tivesse caído diretamente do bojo, a razão N/O, apesar de ainda possuir valores baixos, não seria ainda suficiente para explicar os valores inferiores a $\log(N/O) = -1$. Em um recente artigo (Maciel *et al.* 2003), sobre variação do gradiente radial de metalicidade, mostra que os objetos velhos na região central do disco possuem altos valores nas abundâncias de oxigênio e baixos para o nitrogênio. Isto indicaria a presença de um prévio enriquecimento químico

de elementos pesados.

Utilizando os parâmetros da tabela 14 obtivemos uma relação entre a abundância de oxigênio e nitrogênio, para as duas primeiras zonas, mais semelhantes aos dados observacionais (figura 131) do que quanto tratamos o bojo como uma única zona. Os resultados fornecidos pelo modelo estão de acordo com os dados observacionais. A zona 1 (linhas vermelhas da figura 131 a 132) mostra os objetos formados a partir de um gás enriquecido por elementos produzidos por SNII/Ia. Já as curvas para a zona 0 (linhas azuis) mostram os objetos formados pelo gás primordial. Parte do espalhamento dos dados devem ser provenientes de erros observacionais (Escudero 2001) e da própria rotação da estrela progenitora (Meynet & Maeder 2002).

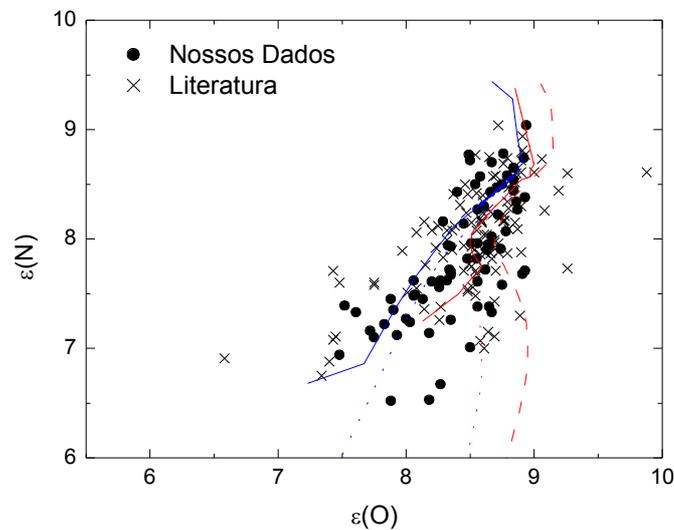


Figura 131. Correlação entre as abundância de oxigênio e nitrogênio para os resultados fornecidos pelo modelo e os dados observacionais.

Na figura 131, temos também os resultados do mesmo modelo, porém adotando que a contribuição de nitrogênio e oxigênio para estrelas de 0.8 e 0.9 como nula (linhas pontilhadas). Podemos ver que existe uma grande diferença entre as curvas para baixas abundâncias de oxigênio. Este efeito é proveniente dos *yield* para objetos de baixa massa, pois ocorre uma produção/consumo de nitrogênio, oxigênio. Uma vez que estes objetos devem consumir hidrogênio praticamente pelo ciclo p-p, podemos dizer que esta faixa de massa não produz e nem consome nenhuma porção de oxigênio e nem de nitrogênio. A linha tracejada da figura 131 possui os mesmos dados que a linhas vermelhas pontilhadas, porém com uma transferência de matéria de 25% por vento de SNII/Ia da zona 0 para a 1.

A alta razão entre o nitrogênio e oxigênio deve ser proveniente das pequenas variações dos *yields* para esta faixa de massa. Apesar de termos ínfimas contribuições destes elementos para

objetos de baixa massa, pode ser um fator decisivo para simular as abundâncias de nebulosas planetárias.

Na figura 132 temos a razão N/O comparada com a abundância de hélio utilizando os *yields* originais (linhas cheias) e os *yields* adotando uma contribuição de O e N nula para baixas massas (linhas pontilhadas) - 0.8 e 0.9 massas solares. O primeiro ponto a ser observado é que não existe uma grande diferença entre os resultados fornecidos pelo modelo. Isto sugeri que este diagrama possa ser independente da taxa de vento do local, ou seja, uma correlação universal. Porém, existe uma quantidade de objetos com baixa razão N/O e alto valor de hélio que não se ajustam com os modelos. Esta pequena amostra de objetos precisa ser estudada posteriormente e verificar se representa uma parte do bojo, ou do disco interno, proveniente de um enriquecimento químico mais contínuo em oxigênio.

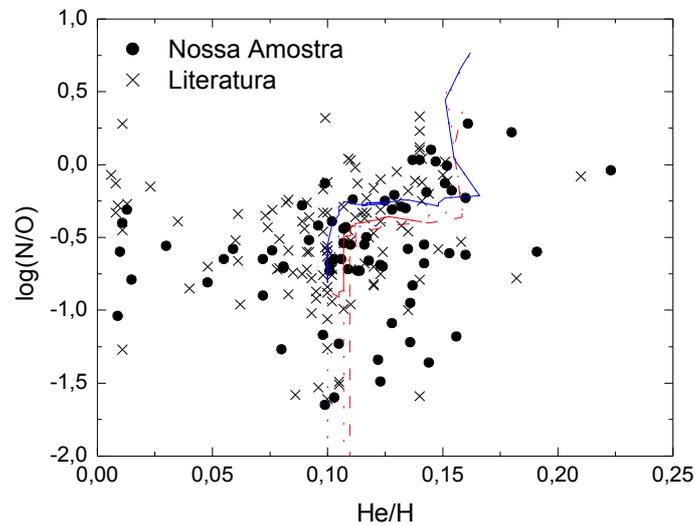


Figura 132. Correlação entre a razão N/O e a abundância de hélio para as nebulosas planetárias.

4. Conclusão

4.1. Resumo

Neste trabalho observamos 57 nebulosas planetárias localizadas no bojo galáctico e medimos seus parâmetros físicos e abundâncias químicas usando espectroscopia de fenda longa.

O primeiro resultado obtido a partir dos dados observacionais diz respeito à lei de extinção interestelar. A função fornecida por Cardelli *et al.* (1989) mostrou-se ineficiente para objetos com grande extinção interestelar. Para objetos do disco ela não acarreta nenhum problema na correção, contudo para os objetos do bojo optamos pela lei fornecida por Fitzpatrick (1999) que, a partir dos valores obtidos para as linhas da série de Balmer, apresentou resultados mais consistentes com a teoria de recombinação. O segundo ponto com relação aos dados observacionais é o problema da abundância iônica do O⁺, que apresenta valores sistematicamente superiores quando utilizamos as linhas vermelhas ao invés das azuis. Apesar de já ter sido detectado por alguns autores (Stasinska *et al.* 1998, Escudero *et al.* 2004), este problema ainda não foi solucionado.

Outro resultado obtido a partir das observações foi a obtenção de uma correlação entre as abundâncias iônicas do enxofre. As abundâncias de enxofre calculadas por esta relação mostraram-se bem correlacionadas com o oxigênio, indicando ser uma boa expressão para obtenção da abundância do S⁺⁺ a partir do S⁺ caso aquele íon não possa ser determinado.

A distribuição das abundâncias químicas dos objetos observados mostrou-se compatível com os dados da literatura. Os valores médios obtidos para as abundâncias químicas foram de 0.112 para o hélio, 7.83 para o nitrogênio, 8.43 para o oxigênio, 6.56 para o enxofre, 6.24 para o argônio e 7.69 para o neônio. Dados semelhantes aos fornecidos pela literatura.

Para compreender melhor a distribuição de abundâncias dos objetos do bojo, desenvolvemos um código para simular a evolução química desta região e descrever a formação e evolução do bojo galáctico. Este trabalho, além de reforçar algumas características evolutivas propostas por teorias já existentes, apresentou algumas melhorias, como a inclusão de um segundo *infall* enriquecido, a fim de explicar algumas peculiaridades das abundâncias químicas, como a dispersão encontrada na correlação entre as abundâncias do nitrogênio e oxigênio.

Uma das grandes qualidades do modelo apresentado neste trabalho é a pequena quantidade de parâmetros livres inseridos nele. Quase todos os ingredientes do modelo são comprovados observacionalmente e já aceitos pela literatura. A IMF utilizada foi a de Kroupa, que é uma das mais aceitas e utilizadas nos trabalhos de evolução química. A taxa de formação estelar utilizada foi a de Schmidt, com a constante de proporcionalidade e o expoente da densidade obtidos

observacionalmente por Kennicutt (1998a). A quantidade de sistemas binários que geram supernovas do tipo Ia é obtida a partir de calibrações feitas na vizinhança solar. E por último, os yields estelares, que infelizmente só são obtidos a partir de modelos de estrutura e evolução estelar (van den Hoek & Groenewegen 1997, Woosley & Weaver 1995 e Tsujimoto *et al.* 1995). Os únicos parâmetros relativamente livres são o *infall* e a taxa de vento. Infelizmente não existem trabalhos que mostram com exatidão como são o *infall* de gás e a perda/troca de gás no começo da evolução de nossa galáxia. Talvez estes sejam os dois pontos principais que necessitam de uma maior atenção nos próximos trabalhos de evolução química.

4.2. Evolução do Bojo

O bojo galáctico teve seu primeiro episódio de formação estelar proveniente de um grande colapso de gás primordial. Este episódio é um consenso entre todos os modelos de formação estelar mais recentes. A necessidade deste cenário inicial não é baseada simplesmente em resultados fornecidos por modelos de evolução química, mas principalmente nos dados observacionais. Primeiro, devido à presença de uma grande quantidade de objetos velhos, fazendo com que houvesse a necessidade de uma grande formação estelar no começo de sua evolução. O segundo ponto é a larga distribuição da metalicidade observada nas estrelas e nebulosas planetárias. Segundo o modelo aqui proposto, um rápido colapso de gás é mais eficiente para formar largas distribuições de metalicidade do que um *infall* lento de gás. O terceiro ponto é a presença de estrelas velhas e ricas em metais. Um colapso abrupto de gás consegue enriquecer rapidamente o meio, gerando tanto estrelas pobres quanto ricas em metais.

Esta fase teve como principal característica uma grande quantidade de perda de matéria para regiões externas como halo, disco ou até mesmo para fora da galáxia, produzida por SNII e Ia. Esta perda de metais é essencial para poder reproduzir as distribuições de abundâncias químicas observadas nas nebulosas planetárias. Este também é um dos consensos entre os modelos mais recentes para o bojo. Sem esta perda, as abundâncias de suas estrelas ficariam superiores às observadas atualmente. Ainda não podemos afirmar com exatidão sobre a quantidade de gás que foi perdido. Este trabalho sugere uma perda de gás entre 40% e 60%, dado similar ao obtido por Ferraras *et al.* (2003). Para saber com exatidão a quantidade de material que é perdido e a variação desta perda com o tempo, precisamos de dados observacionais ainda mais precisos e de modelos hidrodinâmicos mais realistas para a região central.

O destino do material ejetado por esta população ainda não é um consenso na literatura. Samland *et al.* (1997) propõem que este material tenha sido ejetado para o halo e posteriormente

caído no disco. Neste trabalho, os autores conseguem reproduzir várias propriedades químicas do meio e do disco, contudo uma das conclusões é que o gradiente de abundância do disco só começou a se formar a partir de 6 Gano. Esta conclusão entra em contradição com a variação do gradiente de abundância química de oxigênio com o tempo obtida por Maciel *et al.* (2003) que mostram um intenso gradiente nesta época. Em nosso modelo, trabalhamos com fluxos radiais de gás produzidos por supernovas, cujo deslocamento ficaria restrito somente à sua zona adjacente, ou seja 1.5 kpc. Com isto, conseguimos explicar a presença de nebulosas planetárias ricas em oxigênio e pobres em nitrogênio.

Os dados fornecidos por observações de estrelas sugerem que a IMF, no começo da formação do bojo, seja mais semelhante à de Salpeter, do que à de Kroupa. Ou seja, grande quantidade de objetos massivos foi formada durante os primeiros milhões de anos.

Em uma fase posterior, entre 1 e 3 Gano após o primeiro colapso, houve uma queda de gás responsável pela formação do disco. O material responsável pela formação do disco interno estaria enriquecido pelo próprio material ejetado pelo bojo durante seu colapso inicial, ou até mesmo pelo material enriquecido no halo. Este enriquecimento prévio do gás que irá formar o disco interno explica a dispersão da correlação entre a abundância de nitrogênio e oxigênio. Ou seja, a presença de objetos com grande concentração de oxigênio e baixo valor de nitrogênio.

4.3. Perspectivas

- Estudar o comportamento da IMF e da taxa de vento no começo da formação do bojo galáctico;
- Aplicar o código numérico em outras galáxias;
- Tentar obter padrões entre as abundâncias químicas e os cenários evolutivos;

5. Bibliografia

- Acker, A. 1978, A&AS 33, 367
- Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R., Marcout, J. e Schohn, C. 1992, *Strasbourg – ESO Catalog of Galactic Planetary Nebulae*, ESO.
- Andredakis, Y.C., Peletier, R.F. e Balcells, M. 1995, MNRAS 275, 874.
- Alexander, J. e Balick, B. 1997, AJ 114, 713.
- Aller, L.H. e Keyes, C.D. 1987, ApJS 65, 405
- Amaral, L.H., Ortiz, R., Lépine, J.R.D. e Maciel, W.J. 1996, MNRAS 281, 339.
- Amores, E.B. e Lépine, J.R.D. 2005, aceito pelo A&A.
- Anders, E. e Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta 53, 197.
- Beaulieu, S.F. 1996, Tese de Doutorado.
- Beaulieu S.F., Dopita M.A. e Freeman K.C. 1999, ApJ, 515, 610.
- Beaulieu, S.F., Freeman, K.C., Kalnajs, A.J. e Saha, P. 2000, AJ 120, 855
- Beers, T.C. e Sommer-Larson, J. 1995 ApJS 96, 175.
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi C., Fagotto, F. e Nassi, E. 1994, A&AS 106, 275.
- Bisantz, N. e Gerhard, O. 2002, MNRAS 330, 591.
- Blanco, V.M., McCarthy, M.F. e Blanco, B.M. 1984, AJ 89, 636.
- Boselli, A. 1994, A&A 292, 1.
- Boselli, A., Gavazzi, G., Lequeux, J., Buat, V., Casoli, F., *et al.* 1995, A&A 300, L13.
- Bruzual, G. e Charlot, S. 1993, ApJ 405, 538.
- Buat, V., Deharveng, J. M. e Donas, J. 1989, A&A 223, 42.
- Buat, V. 1992, A&A 264, 444.
- Burton, W.B. e Liszt, H.S. 1993, 274, 765.
- Cardelli, J.A., Clayton, G.C. e Mathis, J.S. 1989, ApJ 345, 245.
- Carigi, L. 1996, RMAA 32, 179.
- Carollo, C.M., Stiavelli, M., de Zeeuw, P.T. e Mack, J. 1997, AJ 114, 2366.
- Cazetta, J.O. 1998, Tese de Doutorado, IAG – USP.
- Chabrier, G. 2002, ApJ 567, 304.
- Chiappini, C. 1997, Tese de Doutorado, IAG – USP
- Chiosi, C. 1980, A&A 83, 206.
- Chiosi, C. 1986 in *6th Advanced Course of the Swiss Society os A&A*, ed. Hauck, B. Saas-Fee.
- Clemens, D.P. 1985, ApJ 295, 422.
- Combes, F. e Sanders, R. H. 1981, A&A 96, 164.

Cowie, L.L., Hu, E.M., Songaila, A. e Egami, E. 1997, ApJ 481, L9.

Cuisinier, F., Acker, A. e Koeppen, J. 1996, A&A 307, 215.

Cuisinier, F., Maciel, W.J., Köppen, J., Acker, A. e Stenholm, B. 2000, A&A 353, 543.

de Vaucouleurs, G. 1948, Ann. d'Astrophys. 11, 247.

de Vaucouleurs, G. e Capaccioli, M. 1979, ApJS 40, 699.

Deharveng, J.M., Sasseen, T.P., Buat, V., Bowyer, S., Lampton, M. e Wu, X. 1994, A&A 289, 715.

Duchene, G. et al. 2001, A&A 379, 147.

Durand S., Acker A. e Zijlstra A.A. 1998, A&AS, 132, 13.

Eggen, O.J., Lynden-Bell, D. e Sandage, A.R. 1962, ApJ 136, 748.

Elmegreen, B.G. 2002, ApJ 577, 206.

Escudero, A.V. 2001, tese de doutorado, IAG/USP.

Escudero, A.V. e Costa, R.D.D. 2001, A&A 380, 300.

Escudero, A.V, Costa, R.D.D. e Maciel, W.J. 2004, A&A 414, 211.

Feast, M. W., Robertson, B. S. C., Black, C. 1980, MNRAS 190, 227.

Feltzing, S. e Gilmore, G. 2000, A&A 355, 945.

Ferraras, I., Wyse, R.F.G.; Silk, J. 2003, MNRAS 345, 1381.

Ferrini, F., Matteucci, F., Pardi, C. e Penco, U. 1992, ApJ 385, 138.

Fioc, M. e Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A 326, 950.

Fitzpatrick, E.L. 1999, PASP 111, 63.

Friedli, D. e Martinet, L. 1993 A&A 277, 27.

Frogel, J.A., Persson, S.E., Aaronson, M. e Matthews, K. 1978, ApJ 220, 75.

Frogel, J.A. e Witford, A.E. 1987, ApJ 320, 199.

Frogel, J.A. 1988, ARA&A 26, 51.

Frogel, J.A., Terndrup, D.M., Blanco, V.M. e Whitford, A.E. 1990, ApJ 353, 494

Frogel, J.A., Tiede, G.P. e Kuchinsk, L.E. 1999, AJ 117, 2296

Fukugita M., Hogan C., Peebles P.J., 1998, ApJ, 503, 518.

Gallagher, J.S., Hunter, D.A. 1984 ARA&A 22, 37.

Gallagher, J.S., Hunter, D.A. e Bushouse, H. 1989, AJ 97, 700.

Gathier, R., Pottasch, S. R. e Pel, J. W. 1986, A&A 157, 171.

Geisler, D. e Friel, E.D. 1992, AJ 104, 128.

Górny, S. K., Stasinska, G., Escudero, A. V. e Costa, R. D. D. 2004, A&A 427, 231.

Gratton, R. G. 1987, MNRAS 224, 175

Hajian, A.R., Terzian, Y. e Bignell, C. 1993, AJ 106, 1965.

Hernquist, L. 1990, ApJ 356, 359.

Hodge, P.W. e Michie, R.W. 1969, AJ 74, 587.

Hubble, E.P. 1930, ApJ 71, 231.

Hunter, D.A., Gillett, F.C., Gallagher, J.S., Rice, W.L. e Low, F.J. 1986, ApJ 303, 171.

Ibata, R.A., Gilmore, G. e Irwin, K.J. 1994, Nature 370, 194.

Ibata, R.A. e Gilmore, G. 1995, MNRAS 275, 605.

Ibata, R.A., Gilmore, G. e Irwin, M.J. 1995, MNRAS 277, 781.

Iben, I.Jr., Tutukov, A.V. 1984, ApJS 54, 335.

Idiart, T.P., de Freitas Pacheco, J.A. e Costa, R.D.D. 1996, AJ 111, 1169.

Illingworth, G. e Illingworth, W. 1976, ApJS 30, 227.

Kaler, J. B. e Lutz, J. H. 1985, PASP 97, 700.

Kauffmann, G. 1996, MNRAS 169, 229.

Kennicutt, R.C. 1983, ApJ 319, 61.

Kennicutt, R.C. 1989, ApJ 344, 685.

Kennicutt, R.C. 1992, ApJ 388, 310.

Kennicutt, R.C., Tamblyn P. e Congdon C.W. 1994, ApJ 435, 22.

Kennicutt, R.C. 1998a, ApJ 498, 541.

Kennicutt, R.C. 1998b, ARA&A 36, 189.

King, I.R. 1966, Astron. J. 71, 64.

Kingdon, J. e Ferland, G.J. 1995, ApJ 442, 714

Kingsburgh, R.L. e Barlow, M. J. 1992, MNRAS 257, 317.

Kingsburgh, R.L. e Barlow, M.J. 1994, MNRAS 271, 257.

Kinman, T. D., Feast, M. W. e Lasker, B. M. 1988, AJ 95, 804.

Koepfen, J., Acker, A. e Stenholm, B. 1991, A&A 248, 197.

Köppen, J., Theis. Ch. e Hensler, G. 1995, A&A 296, 99.

Kormendy, J. 1977, ApJ 218, 333.

Kormendy, J. 1982, ApJ 257, 75.

Kroupa, P. 2002, Science 295, 82.

Lacy, J.H. 1989, IAU 477, 493, *The Center of Galaxy*, ed. M. Morris.

Lanfranchi, G. 2004, Tese de Doutorado, IAG-USP.

Larson, R.B. 1976, MNRAS 176, 31.

Larson, R.B. 1990, PASP 102, 709.

Lehnert, M.D. e Heckman, T.M. 1996, ApJ 472, 546.

Leitherer, C. e Heckman, T.M. 1995, ApJS 96, 9.

Leitherer, C., Robert, C. e Heckman, T.M. 1995, ApJS 99, 173.

Leitherer, C., Alloin D., Alvensleben U.F., Gallagher J.S., Huchra J.P., *et al.* 1996, PASP 108, 996.

López-Corredoira, M., Garzón, F., Beckman, J. E., Mahoney, T. J., Hammersley, P. L. e Calbet, X. 1999, AJ 118, 381.

Mac Low, M.-M. e Ferrara, A. 1998, LNP 506, 559.

Maciel, W. J.; Pottasch, S. R. 1980, A&A 88, 1.

Maciel, W. 1985, RMxAA 10, 199.

Maciel, W. J.; Faundez-Abans, M.; de Oliveira, M. 1986, RMxAA 12, 233.

Maciel, W.J. 1998, Evolução Química da Galáxia, IAG/USP

Maciel, W. J., Costa, R. D. D., Uchida, M. M. M. 2003, A&A 397, 667.

Madau, P., Pozzetti, L. e Dickinson, M. 1998, ApJ 498, 106.

Mallik, D. C. V. e Peimbert, M. 1988, RMxAA 16, 111.

Marconi, G., Matteucci, F. e Tosi, M. 1994, MNRAS 270, 35.

Marigo, P. 2001, A&A 370, 194.

Martin, W. 1994, A&A 281, 526.

Masson, C. R. 1986, ApJ 302, L27.

Mathis, J.S., Torres-Peimbert, S. e Peimbert, M. 1998, ApJ 495, 328.

McGinn, M.T., Sellgren, K., Becklin, E.E. e Hall, D.N. 1989, IAU 477, 501, *The Center of Galaxy*, ed. M. Morris.

McWilliam, A. 1990, ApJS 74, 1075.

McWilliam, A. e Rich, R.M. 1994, ApJS 91, 749.

Mendez, R. H. 1975, ApJ 199, 411.

Meurer, G.R., Heckman, T.M., Leitherer, C., Kinney, A., Robert, C. e Garnett, D.R. 1995, The AJ 110, 2665.

Meurer, G.R., Gerhardt, R., Heckman. T.M., Lehnert, M.D., Leitherer, C. e Lowenthal, J. 1997, A&A 114, 54.

Meynet, G. e Maeder, A. 2002, A&A 390, 561.

Minniti, D. 1994, PASP 106, 813

Minitti, D., Olszewski, E.W., Liebert, J. *et al.* 1995, MNRAS 277, 1293.

Minnite, D. 1996, Astrophys. J. 459, 175

Minnite, D., Liebert, J., Olszewski, W. e White, S. D. M. 1996b, AJ 112, 590

Mollá, M., Ferrini, F. e Gozzi, Giacomo 2000, MNRAS 316, 345.

Nakamura, T., Umeda, H., Iwamoto, K., Nomoto, K.I., Hashimoto, M.A., Hix, W.R. e Thielemann, F.K. 2001, AJ 555, 880.

Nakasato, N.; Nomoto, K. 2003, ApJ 588, 842.

- Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley, California.
- Padoan, P., Nordlund, A.P. e Jones, B.J. 1997, MNRAS 288, 145.
- Padovani, P. e Matteucci, F. 1993, ApJ 416, 26.
- Pagel, B.E.J. 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge,
- Pedreras, M. 1989, AJ 98, 2146.
- Pequignot, D., Petijean, P. e Boisson, C. 1991, A&A 251, 680
- Pfenniger, D. 1993, IAUS 153, 387.
- Pfenniger, R.F., Valentijn, E.A., Moorwood, A.F.M. e Freudling, W. 1994, AASS 108, 621.
- Pier, J. R., Harris, H. C., Dahn, C. C. e Monet, D. G. 1993, IAUS 155, 175.
- Pompéia, L., Barbuy, B. e Grenon, M 2003, ApJ 592, 1173.
- Portinari, L. e Chiosi, C. 1999, A&A 350, 827.
- Preibisch, T. et al. 1999, New Astron 4, 531.
- Ramírez, S.V., Stephens, A.W., Frogel, J.A. e DePoy, D.L. 2000, AJ 120, 833
- Renzini, A. e Voli, M. 1981, A&A 94, 175.
- Reynolds, J.H. 1913, MNRAS 74, 132.
- Rich, R.M. 1988, AJ 95, 828.
- Rich, R. M. 1990, ApJ 362, 604.
- Rich, R.M. e Terndrup, D.M.1997, PASP 109, 571.
- Rodger, A.W. 1977, ApJ 212, 117
- Rohlf, K. e Kreitschmann, J. 1987, A&A 178, 95.
- Rownd, B.K. e Young, J.S. 1999, AJ 118, 670.
- Rubin, R.H. 1986, ApJ 309, 334.
- Samland, M., Koeppen, J., Acker, A. e Stenholm, B. 1992, A&A 264, 184.
- Samland, M., Hensler, G. e Theis, Ch. 1997, ApJ 476, 544.
- Sandage, A. 1990, JRASC 84, 70.
- Sanders, D.B., Solomon, P.M., Scoville, N.Z. 1984, ApJ 276, 182.
- Sadler, E.M., Rich, R.M. e Terndrup, D.M. 1996, AJ 112, 171.
- Scalo, J.M. 1986, Fundam. Cosmic Phys. 11, 1.
- Schmidt, M. 1959, ApJ 129, 243.
- Schmidt, M 1965, Stars and stellar system, Galactic Structure, vol V. Universidade de Chicago, Chicago, p.513.
- Schneider, S. e Buckley, D. 1996, ApJ 459, 606.
- Sellgren, K. 1989, IAU 477, 486, *The Center of Galaxy*, ed. M. Morris.

- Sellwood, J.A. 1993, IAU 153, 391.
- Sharples, R., Walker, A. e Cropper, M. 1990, MNRAS 246, 54.
- Silk, J. 1995, ApJ 438, L41.
- Stasinska, G., Richer, M. G. e McCall, M. L. 1998, A&A 336, 667.
- Strickland, D.K. e Stevens, I.R. 1998, MNRAS *preprint*.
- Tenorio-Tagle, G. 1996, AJ 111, 164.
- Tenorio-Tagle, G. e Muñoz-Tuñón, C. 1998, MNRAS 293, 305.
- Terlevich, R.J. e Melnick, J. 1983, ESO preprint n. 264.
- Terndrup, D.M., Frogel, J.A. e Whitford, A.E. 1990, ApJ 357, 453.
- Terndrup, D.M., Frogel, J.A. e Whitford, A.E. 1991, ApJ 378, 742.
- Tiede, G.M., Frogel, J.A. e Terndrup, D.M. 1995, AJ 110, 2788.
- Thielemann, F.K., Nomoto, K.I. e Hashimoto, M.A. 1996, AJ 460, 408.
- Tsujimoto, T., Nomoto, K., Yoshii, Y., Hashimoto, M., Yanagida, S. e Thielemann, F.K. 1995, MNRAS 277, 945.
- Tyson, N.D. 1991, Tese de Ph.D., Universidade de Columbia.
- Tyson, N.D. e Rich, R.M. 1991, ApJ 367, 547.
- Tyson, N. D. 1992, ASP Conf. Ser. 30, 37
- Tyson, N.D. e Rich, R.M. 1993, IAU Symp. 153, ed H. Dejonghe e H.J. Habing, 333.
- van de Steene, G. C. e Zijlstra, A. A. 1994, A&AS 108, 485.
- van de Steene, G. C. e Zijlstra, A. A. 1995, A&A 293, 541.
- van den Hoek, L.B. e Groenewegen, M.A.T. 1997, A&AS 123, 305
- van Loon, J.Th., *et al.* 2003 MNRAS 338, 857.
- Viegas, S.M. e Clegg, R.E.S. 1994, MNRAS 271, 993.
- Whelan, J. e Iben, I.Jr 1973, ApJ 186, 1007.
- Whitford, A.E. 1978, ApJ 226, 777.
- Whitford, A.E. e Rich, R.M. 1983, ApJ 274, 723.
- Woosley, S.E. e Weaver 1995, AJSS 101, 181.
- Wyse, R.F.G., Gilmore, G. e Franx, M. 1997, ARA&A 35, 637.
- Yoshii, Y. e Saio, H. 1979, PASJ 31, 339.
- Yoshii, Y., Tsujimoto, T. e Nomoto, K.I. 1996, ApJ 462, 266.
- Zhang, C.Y. 1995, ApJS 98, 659.
- Zhao, H.S., Rich, R. M. e Biello, J. 1996, ApJ 470, 506.
- Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., Greggio, L., Saviane, I., Cassisi, S., Rejkuba, M., Barbuy, B., Rich, R.M. e Bica, E. 2003, A&A 399, 931.

6. Apêndice A- Linhas Objetos

Tabela 15. Linhas avermelhadas dos objetos observados neste trabalho

	Al 2-O	Bl 3-13	H 1-11	H 1-13	H 1-14	H 1-30	H 1-34	H 1-41	H 1-42	H 1-43	H 1-45
[OII] λ 3727.7	52.8	-	3	-	14.9	35.1	17.3	22.8	10.4	-	-
[NeII] λ 3868.7	42.8	17.8	34.9	10.7	36.4	53.1	-	44.6	53.4	-	36.8
H δ λ 3889	10.5	5.4	9.4	-	6.9	-	5.5	9.3	8.8	6.18	5.4
[NeII] λ 3967.4	12.4	9.5	15.8	6.4	9.4	-	4.9	18.1	23.5	9.14	13.1
H δ λ 3970.1	-	-	1.4	-	3.3	21.6	-	-	-	-	-
H δ λ 4101.7	17.8	8.6	15.2	4.1	12.5	13.2	8.8	20.8	17.8	17.98	9.7
H γ λ 4340.5	28.4	28.4	28.3	10.9	26.2	27	21.3	36.6	35.8	34.1	24.9
[OIII] λ 4363.2	13	1.6	3.2	1.5	17.1	5	0.4	4.1	5	-	36.2
HeI λ 4471.5	-	4.8	3.5	0.9	2.8	4.2	3.1	4.8	4.6	-	4.3
HeII λ 4685.7	58	-	3.3	6.8	18.9	19.8	-	21.4	1	-	28.2
[ArIV] λ 4711.2	12.2	-	2.4	1.8	5.2	4.6	-	2.3	1.7	-	-
[ArIV] λ 4740.2	8.8	-	1.7	3.7	3.4	4.5	-	1.6	1.6	-	3.8
H β λ 4861.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100.0
[OIII] λ 4959.5	406.9	327.5	340.6	488.9	506.4	390.3	56.7	292	403	-	309.8
[OIII] λ 5007.6	1336.1	1071.3	1065.4	1618.8	1614.9	1197.3	195.8	891.6	1242.5	2.52	1003.8
[NI] λ 5199.1	-	-	-	-	-	5	-	-	-	1.1	-
[CaV] λ 5309.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4.8
HeII λ 5411.5	-	-	-	-	4.3	3	-	2	-	-	6.5
[CLIII] λ 5517.7	-	-	-	-	-	1.4	-	0.6	0.5	-	-
[CLIII] λ 5537.9	-	-	-	-	-	2.6	-	0.7	0.8	-	-
[NII] λ 5754.6	8.1	-	-	4.7	1	12.9	3	0.4	0.5	0.86	2.7
HeI λ 5875.8	36.5	38.4	30.1	99.5	30.1	37.9	5.1	20.5	25.2	2.93	71.8
[OI] λ 6300.3	38.1	-	0.4	16.2	5.7	39.4	8.5	1.7	3.1	2.76	7.2
[SIII] λ 6312.1	11.7	3.6	1.9	15.9	6.7	-	10	1.4	1.8	-	6.0
[OI] λ 6363.8	12.6	-	-	5.9	1.9	11.9	3	0.5	1	1.04	1.8
[ArV] λ 6434.7	7.4	-	-	-	-	1.5	-	-	-	-	4.1
[NII] λ 6548.1	442	10.8	6.4	218	23.7	455.2	-	11.3	12.4	134.26	-
H α λ 6562.9	1203.5	1126.7	823	3922.8	1128	788.3	1176.6	420.2	563.8	619.36	1537.3
[NII] λ 6583.5	1349.2	22.2	13.9	656.1	47.8	1451.4	787.8	23.6	23.4	423.72	19.2
HeI λ 6678.2	22.5	16.8	12.7	67.8	13	15.4	16.4	6.3	8.4	2.62	28.5
[SII] λ 6716.5	115.4	2.6	1.2	43.8	14.2	55.2	7.9	4.2	3	10.98	-
[SII] λ 6730.9	107	3.7	1.7	73.3	16.6	104.7	13	6.7	4.5	21.73	-
[ArV] λ 7005.6	23.7	-	-	-	3.4	4.7	-	-	-	0.81	14.9
HeI λ 7065.5	20.6	20.8	14.2	142.8	20	23.5	20.1	4.3	14.5	1.86	125.7
[ArIII] λ 7135.8	180.7	80.8	44.7	528.7	37.4	136.4	23.9	15.9	23.4	-	24.1
[ArIV] λ 7170.5	-	-	-	-	3.5	-	-	-	-	-	13.2
HeII λ 7177.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	11.4
[ArV] λ 7238.1	-	2.1	1.8	13.2	1.7	1.3	-	-	-	2.79	7.2
[ArV] λ 7263	-	2.1	-	-	-	-	-	-	-	-	6.4
[OII] λ 7319.4	26.7	4.3	1.6	57.6	6.8	22.7	16.5	4.5	9.5	3.24	18.1
[OII] λ 7329.9	30.3	4.8	4.8	60.5	11.8	21.8	18.2	-	-	-	17.0
[ArIII] λ 7751.4	42.9	20.2	14.5	195.5	15.7	-	3.6	-	-	-	-

	H 1-46	H 1-51	H 1-63	H 1-67	H 2-11	H 2-25	H 2-48	He 2-260	He 2-262	K 6-3	K 6-5
[OII] λ 3727.7	24,3	1051,6	29,9	38,6	-	31,7	71,1	80,8	-	-	-
[NeIII] λ 3868.7	11,9	131,2	11	54,7	-	-	-	-	9,4	-	-
H δ λ 3889	4,9	25	9,2	5,7	-	-	9,4	4,6	-	7,3	-
[NeIII] λ 3967.4	11,1	52,1	8,9	-	-	3,6	-	-	8,1	-	-
H δ λ 3970.1	-	-	2,3	26,7	-	-	11,9	9,2	-	-	-
H δ λ 4101.7	13,5	31,2	19,7	19,2	-	9,5	18,9	19,4	7,8	-	-
H γ λ 4340.5	30,7	62,3	41,3	36,6	18	24,7	38	37,8	25,2	16,4	-
[OIII] λ 4363.2	2	8,7	3,1	6,4	1,2	-	0,6	-	-	1,6	-
HeI λ 4471.5	4	11,5	4,3	2,9	-	-	2,4	-	3,7	-	-
HeII λ 4685.7	-	12	-	50,6	-	-	-	-	1,1	-	39,8
[ArIV] λ 4711.2	-	-	0,8	6,3	-	-	-	1	-	-	-
[ArIV] λ 4740.2	-	-	-	3,9	-	-	-	0,5	-	-	-
H β λ 4861.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100,0
[OIII] λ 4959.5	180	247,3	139	376,5	153,6	24,6	36,2	1,6	289	127,5	250,1
[OIII] λ 5007.6	571,6	546,3	430,6	1159	491,1	75,5	113	5,1	922,3	419,2	873,1
[NI] λ 5199.1	0,3	13,6	-	1,7	-	-	-	-	-	-	-
[CaV] λ 5309.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 5411.5	-	-	-	6,1	-	-	-	-	-	-	-
[ClIII] λ 5517.7	0,5	-	-	1,3	-	-	0,3	-	-	-	-
[ClIII] λ 5537.9	0,8	-	-	1,3	-	-	0,4	-	-	-	-
[NII] λ 5754.6	3,3	5,9	4,1	2,3	14,2	2,6	5,6	4,1	-	5,7	35,6
HeI λ 5875.8	32,6	20,7	20,5	17,7	106,7	37,4	13,6	2,1	63,4	112,5	107,0
[OI] λ 6300.3	4,9	60,8	2,5	6,5	18,8	3,6	4,7	3,5	10	36,5	213,4
[SIII] λ 6312.1	4	-	3,9	6,1	8,8	4,8	2,4	1,3	6,3	12,8	51,4
[OI] λ 6363.8	1,7	26,9	0,9	2,8	5,6	-	1,7	1,1	3,1	12,3	53,6
[ArV] λ 6434.7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[NII] λ 6548.1	44	189,3	20,4	65,9	699,1	167,3	53,6	59,6	69,2	752,3	2218,9
H α λ 6562.9	774,9	609,7	448,2	546,6	2862,9	1649,2	586,1	498,9	1955,8	4105,9	5071,1
[NII] λ 6583.5	127,6	990,3	61,3	187,9	2236,4	528,5	196,6	183,8	198,6	2355,1	7013,3
HeI λ 6678.2	11,9	11,3	5,6	7	61,8	18,7	4,1	0,5	29,7	98,2	71,6
[SII] λ 6716.5	3,4	244,5	0,7	22	25	20,8	2,3	4,2	15,6	160,5	674,5
[SII] λ 6730.9	6,1	202,9	1,5	29,4	57,8	20,6	4,6	9	26,7	228,5	850,3
[ArV] λ 7005.6	-	-	-	-	-	-	0,3	0,9	-	-	77,9
HeI λ 7065.5	30,2	10,1	15,7	6,2	155	27,4	9,4	1,1	52,6	102,6	97,2
[ArIII] λ 7135.8	34,7	46,4	20	51,5	410,8	53,6	9	1,6	135,9	277,9	1324,6
[ArIV] λ 7170.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 7177.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[ArIV] λ 7238.1	-	-	-	-	13,3	-	-	-	-	56	-
[ArIV] λ 7263	-	-	-	-	15,1	-	0,8	-	-	-	256,8
[OII] λ 7319.4	42,2	19,4	44,6	10,4	108,7	50,8	113,2	35,8	37,1	104	73,0
[OII] λ 7329.9	40,5	12,1	48,6	-	62,2	45,9	-	41,2	35,5	-	65,1
[ArIII] λ 7751.4	-	-	-	-	-	12,3	-	-	50,1	92	176,4

	KFL 2	KFL 4	KFL 19	M 1-31	M 1-48	M 2-7	M 2-8	M 2-12	M 2-13	M 2-15	M 2-20
[OII] λ 3727.7	-	-	12	12,9	111,8	80,7	29,7	31,7	69,4	10,4	-
[NeIII] λ 3868.7	43,1	23,7	27,1	19,9	48,9	6,4	39,4	-	45,2	43,1	-
H δ λ 3889	10,4	-	7,7	4,8	11,2	11,4	9,2	5,5	11,2	11,5	4,0
[NeIII] λ 3967.4	15,8	6,2	5,8	7,1	19,2	7,9	20,6	-	13,1	20,3	2,8
H δ λ 3970.1	18	-	-	-	-	1,8	-	7,8	3,5	1,2	-
H δ λ 4101.7	23,3	13,4	10,5	10,8	18,7	19,1	12,8	17,4	18	20,1	3,4
H γ λ 4340.5	40,5	16,8	25,5	26,7	37	37,9	34,9	36	35,8	34,9	25,6
[OIII] λ 4363.2	18,4	11,6	3,1	1	1,9	-	4,6	0,4	3	2,9	1,4
HeI λ 4471.5	5,4	-	3,3	4,9	5,6	4,8	6,2	-	4,8	4,7	5,6
HeII λ 4685.7	64,3	32,5	-	-	10,6	-	26,9	-	-	22,7	5,4
[ArIV] λ 4711.2	10,4	6,4	-	-	-	-	-	-	1	2,9	-
[ArIV] λ 4740.2	11,2	5,2	-	-	0,8	-	3,9	-	0,4	1,9	-
H β λ 4861.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100,0
[OIII] λ 4959.5	324,6	400,7	255,4	289,5	232	74,2	311,3	-	300	270	216,1
[OIII] λ 5007.6	963,5	1175	789	918	705,2	234,4	936,1	0,9	928,2	835,6	724,2
[NI] λ 5199.1	-	-	-	1,3	7,7	1	2,3	1,1	2,9	-	-
[CaV] λ 5309.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 5411.5	15,2	-	-	-	1,4	-	3,6	-	-	2,6	-
[CLIII] λ 5517.7	-	-	-	0,8	1,4	0,6	1,3	-	0,7	0,7	-
[CLIII] λ 5537.9	-	-	-	1,8	1,4	-	1,9	-	1	0,7	-
[NII] λ 5754.6	-	-	-	7,2	7,7	1,1	4,3	2,1	4,5	1	2,0
HeI λ 5875.8	14,4	22,1	13,2	62,7	30,9	34	50,9	2,8	29,4	29,7	28,4
[OI] λ 6300.3	-	-	1,4	21,7	33,1	4,1	19,4	2,9	17,2	0,4	5,2
[SIII] λ 6312.1	-	-	1,2	6,6	3,1	0,6	-	-	3,6	1,7	4,6
[OI] λ 6363.8	-	-	-	7,4	10,7	1,6	5,4	-	5,7	-	1,3
[ArV] λ 6434.7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[NII] λ 6548.1	-	-	1,3	185,2	314,2	73,2	110,2	137,1	110,8	12,7	128,4
H α λ 6562.9	504,9	773	335,2	1170,1	571,3	623,1	673,9	661	617,1	649,8	1163,0
[NII] λ 6583.5	11,4	3,7	4,3	572,4	1001,3	218,4	420,4	416,2	345,5	36,2	429,2
HeI λ 6678.2	7,3	10,5	3,8	24,5	10,9	9,6	13	0,9	10,4	11,2	18,2
[SII] λ 6716.5	-	-	1,6	14,1	71,5	24,7	24,3	22,2	16,7	4	16,2
[SII] λ 6730.9	-	-	0,6	23,7	97,5	27,3	33,7	43,1	29	5,9	19,8
[ArV] λ 7005.6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeI λ 7065.5	-	10,5	3,6	56,6	9,6	6	16,5	0,8	16,1	8,3	15,4
[ArIII] λ 7135.8	20	18,8	8	152,9	58,1	26,3	51,2	2,2	41,7	38,5	51,4
[ArIV] λ 7170.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 7177.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[ArIV] λ 7238.1	-	-	-	2,6	1,1	2,1	2,8	1,2	-	5,6	3,0
[ArIV] λ 7263	-	9,9	-	5,6	-	-	-	-	-	-	-
[OII] λ 7319.4	-	-	-	37,4	18,4	3,3	20,5	5	17,3	5,9	17,6
[OII] λ 7329.9	-	-	-	34,7	-	4,3	-	5,1	18,4	6,5	15,9
[ArIII] λ 7751.4	-	-	2,3	48,7	-	6,6	13,7	-	13,2	10,5	26,7

	M 2-26	M 2-38	M 2-39	M 3-9	M 3-19	M 3-26	M 3-32	M 3-33	M 3-37	M 3-52	M 3-54
[OII] λ 3727.7	16	32,3	24,2	-	-	14,2	16,1	6,2	151,4	-	-
[NeIII] λ 3868.7	13,3	63	29,8	34	23,9	60	44	65,2	48,5	-	45.1
H δ λ 4101.7	12,7	27,6	17,4	10,4	21	24,4	24	18,3	13,3	-	15.2
H γ λ 4340.5	33,6	47,8	36,3	11,2	40,4	39	40,9	32,5	31,3	-	29.5
[OIII] λ 4363.2	2,5	9,2	18,8	3,7	4,2	3,2	3	7,6	3,7	-	5.9
HeI λ 4471.5	5,8	5	5	-	10,3	5,7	5,7	4,1	4,4	-	2.8
HeII λ 4685.7	17,3	100,5	0,8	23,6	4,2	31,4	11,7	21,5	10,2	10,6	42.5
[ArIV] λ 4711.2	-	14,1	-	2,9	-	3,2	2,3	4	-	-	5.7
[ArIV] λ 4740.2	-	11,4	-	1	-	1,9	1,5	3,3	-	-	4.8
H β λ 4861.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100.0
[OIII] λ 4959.5	218,6	301,8	138,1	319,4	149,6	202,8	234,3	378,3	362,4	254,9	392.6
[OIII] λ 5007.6	689	820,1	429,3	998,9	446,5	598,6	754,6	1105,7	1133,3	810,1	1212.3
[NI] λ 5199.1	3,5	1,8	-	-	-	-	-	-	9,1	-	-
[CaV] λ 5309.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 5411.5	3,1	8,9	-	3,4	-	3,1	1,4	1,8	-	-	5.8
[CLIII] λ 5517.7	-	1,5	-	-	-	-	0,6	-	-	-	0.9
[CLIII] λ 5537.9	-	1,8	-	-	-	-	0,7	-	-	-	0.9
[NII] λ 5754.6	4,4	1,6	1,1	-	-	1,6	0,8	-	12,2	15,9	-
HeI λ 5875.8	42,6	10,4	26,7	12,8	22,1	27,5	24,8	9,6	28,6	48,5	24.2
[OI] λ 6300.3	9,6	3,7	5,1	6,9	-	0,4	0,3	0,4	87,7	98,9	-
[SIII] λ 6312.1	4,2	5,3	2,6	-	-	1,3	1,4	0,8	4,8	9,6	2.1
[OI] λ 6363.8	3,6	1,7	1,9	2,1	-	-	-	-	30,1	34,4	-
[ArV] λ 6434.7	-	2,4	-	-	-	5,7	-	-	-	-	-
[NII] λ 6548.1	245	17,3	30,4	7,5	18,8	10	11,7	1,3	481,9	866,2	-
H α λ 6562.9	835,8	307,7	622,5	1101,5	484,2	454,2	448,9	402,7	1094,2	1420,7	851.8
[NII] λ 6583.5	771,5	41,3	71,4	25,7	47,9	26,1	34,4	3,2	1507,4	2464,6	8.4
HeI λ 6678.2	19,1	7,3	9,4	17,3	21,6	10	8,4	4,8	16,1	33,1	10.8
[SII] λ 6716.5	67,8	10,7	4,7	4,1	-	3,1	4,2	0,4	100,5	398,6	1.6
[SII] λ 6730.9	59,3	12	7,3	5,9	-	3,8	6	0,6	112	359	2.1
[ArV] λ 7005.6	-	5,2	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeI λ 7065.5	11,9	4,9	19,5	10,2	18,5	5,3	6	3,9	18,9	-	7.3
[ArIII] λ 7135.8	98,2	32,2	21,2	59,6	37,8	26,8	24,4	10,9	114,5	211,7	42.3
[ArIV] λ 7170.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 7177.5	-	3,2	-	-	-	-	-	0,3	-	-	-
[ArIV] λ 7238.1	8,9	-	0,8	5,9	12,1	6,2	3,5	0,3	-	-	-
[ArIV] λ 7263	-	-	-	4,5	-	-	-	-	-	-	-
[OII] λ 7319.4	11,9	4,8	6	10,9	12,1	6,3	4,1	1,5	34,9	92,3	6.3
[OII] λ 7329.9	11,8	3	5,7	4,5	17,9	2,5	4	1,2	26,1	-	5.3
[ArIII] λ 7751.4	19,8	-	-	-	12	6,5	7,2	3	28,3	-	-

	M 4-4	M 4-6	M 4-7	M 4-8	Pe 1-12	Pe 1-13	Th 3-13	Th 3-15	Th 3-34	Th 4-2	Th 4-7
[OII] λ 3727.7	-	-	-	34,2	-	-	-	25,4	-	40,2	-
[NeIII] λ 3868.7	-	24,2	30,6	-	38,4	59,3	-	-	-	33,9	45,5
H δ λ 4101.7	13	5,9	7,9	8,9	19,2	23,9	-	12,1	-	17,9	10,3
H γ λ 4340.5	27,1	18	18,3	22,6	37,1	40,5	15,6	27,4	15,8	31,5	26,1
[OIII] λ 4363.2	-	5,1	10,7	-	8	14,9	-	3,1	12,3	3,3	16,3
HeI λ 4471.5	-	-	-	-	-	-	-	3,8	-	5,3	3,3
HeII λ 4685.7	43,9	10,4	8,9	-	103,6	97,8	-	-	55,7	31,9	-
[ArIV] λ 4711.2	-	2,8	-	-	7,7	12,6	-	-	-	-	-
[ArIV] λ 4740.2	-	5,3	-	-	5,7	11,6	-	-	16	-	-
H β λ 4861.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100,0
[OIII] λ 4959.5	363,1	633,9	531,8	2,6	194,4	300,3	274,7	176,6	508,1	208,3	532,6
[OIII] λ 5007.6	1232,5	2046,2	1723,7	8,1	588,7	875,4	902,5	558,9	1851,1	649,8	1685,3
[NI] λ 5199.1	6,8	-	-	-	-	-	-	-	-	4,2	-
[CaV] λ 5309.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HeII λ 5411.5	-	-	-	-	6,5	8,9	-	-	35,2	3,5	9,7
[CLIII] λ 5517.7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[CLIII] λ 5537.9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[NII] λ 5754.6	6,1	7,4	2,9	7	1	-	13,2	-	152,7	5,2	2,9
HeI λ 5875.8	57,2	81,9	51	7,6	4,9	2,1	98,6	36,5	266,3	32,5	23,3
[OI] λ 6300.3	23,8	60,9	25,7	6,8	-	1,2	29	26,2	152	14,8	41,8
[SIII] λ 6312.1	14,8	17,4	10	3,7	-	2,1	33,9	1,8	243,1	3,5	8,5
[OI] λ 6363.8	9,2	23,3	-	3	-	-	13,8	9,6	49,8	4,7	13,7
[ArV] λ 6434.7	-	-	-	-	-	1,9	-	-	182,7	-	-
[NII] λ 6548.1	367,5	199,9	76,5	204,9	-	-	179,6	74,2	2403,2	211,1	73,3
H α λ 6562.9	2028	3208,9	2092	1718,6	368,6	474,9	3534,5	1122,5	7821,6	526,2	929,3
[NII] λ 6583.5	1086,1	625,7	227,9	684,2	3,5	2,8	555,8	189,9	7443,5	648,5	195,6
HeI λ 6678.2	33,2	50,6	28,9	2,3	3,9	2,2	57,6	15,2	256	13,7	8,7
[SII] λ 6716.5	95,2	46,1	36,4	19,6	0,8	-	16,4	59,6	143,5	79	21,6
[SII] λ 6730.9	111,1	85,5	50,3	37,7	1,5	-	25,2	60,8	262,5	72,5	31,7
[ArV] λ 7005.6	-	14,4	-	-	-	5	-	-	753,5	-	6,1
HeI λ 7065.5	28,5	128,4	44,5	7,1	-	-	209,9	11,8	945,1	6,3	17,2
[ArIII] λ 7135.8	259,2	322,6	98,5	7,2	9,4	13,6	577,4	42,7	2609,3	64,7	48,0
[ArIV] λ 7170.5	-	-	-	-	-	-	-	-	218,7	-	3,3
HeII λ 7177.5	-	-	-	-	1,6	-	-	-	-	-	-
[ArIV] λ 7238.1	-	-	-	-	-	-	-	-	125,3	-	4,0
[ArIV] λ 7263	-	-	-	-	-	-	-	-	106	-	-
[OII] λ 7319.4	27,9	121,5	42	164,7	2	-	345,8	65,4	431,6	6,3	38,8
[OII] λ 7329.9	27,2	132,6	38,7	129,7	1,1	-	316,7	-	444,1	1	36,5
[ArIII] λ 7751.4	74,4	106,8	19,8	-	-	-	203,1	-	1796	7	21,8

	Vy 2-1	Y-C 2-32
[OII] λ 3727.7	58	9.2
[NeIII] λ 3868.7	32	45.3
H δ 3889	17,3	13.2
[NeIII] λ 3967.4	-	23.0
H δ 3970.1	20,7	-
H δ 4101.7	25,5	19.9
H γ 4340.5	46	29.5
[OIII] λ 4363.2	1,2	3.7
HeI λ 4471.5	6,7	4.9
HeII λ 4685.7	0,7	3.5
[ArIV] λ 4711.2	-	2.4
[ArIV] λ 4740.2	-	1.5
H β 4861.3	100	100.0
[OIII] λ 4959.5	218	273.1
[OIII] λ 5007.6	637,1	807.1
[NI] λ 5199.1	0,8	-
[CaV] λ 5309.2	-	-
HeII λ 5411.5	-	-
[CLIII] λ 5517.7	0,8	-
[CLIII] λ 5537.9	0,9	-
[NII] λ 5754.6	2,1	-
HeI λ 5875.8	20,3	15.1
[OI] λ 6300.3	8,3	0.3
[SIII] λ 6312.1	-	0.7
[OI] λ 6363.8	2,2	-
[ArV] λ 6434.7	-	-
[NII] λ 6548.1	102,7	2.4
H α 6562.9	280,9	378.0
[NII] λ 6583.5	150,4	5.6
HeI λ 6678.2	8,7	5.6
[SII] λ 6716.5	13,4	0.5
[SII] λ 6730.9	14,7	0.8
[ArV] λ 7005.6	-	-
HeI λ 7065.5	11,1	4.6
[ArIII] λ 7135.8	26,9	14.2
[ArIV] λ 7170.5	-	-
HeII λ 7177.5	-	-
[ArIV] λ 7238.1	-	0.6
[ArIV] λ 7263	-	-
[OII] λ 7319.4	16,9	1.7
[OII] λ 7329.9	-	1.5
[ArIII] λ 7751.4	9,4	-

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](#)