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

Oscar Cavichia de Moraes

Populações e evolução do bojo e região central da Galáxia

São Paulo

2012

Oscar Cavichia de Moraes

Populações e evolução do bojo e região central da Galáxia

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências. Versão corrigida. A original encontra-se disponível na unidade.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Roberto Dell’Aglío
Dias da Costa

São Paulo

2012

Dedico esta tese aos meus pais.

Agradecimentos

À minha família por sempre acreditarem em mim e me apoiarem, estando sempre ao meu lado nas horas mais difíceis. O apoio dos meus pais, Edson e Sonia, foi essencial para eu conseguir chegar até aqui.

Gostaria de agradecer ao meu orientador, prof. Dr. Roberto Costa por todos estes anos de trabalho. Além de um excelente orientador, eu o considero uma pessoa muito boa, com uma vasta cultura. Seus ensinamentos contribuíram muito para o meu crescimento profissional e pessoal.

Muitas partes deste trabalho não seriam possíveis sem a ajuda do prof. Dr. Walter Maciel. Seu incentivo foi fundamental para a realização desta tese.

Me gustaría agradecer a Dra. Mercedes Mollá, por recibirme en Madrid y ayudarme con los modelos de evolución química. Sin tu ayuda, esta parte del trabajo sería imposible. Además, fue muy agradable la estancia en Madrid y ya estoy echando de menos. También tengo que agradecer todos los amigos del CIEMAT por toda ayuda, en especial Aurelio Carnero.

Aos professores do IAG, com quem tive o prazer de ser aluno. Em especial aos excelentes cursos ministrados pelos professores Dr. Walter Maciel, Dr. Jacques Lépine, e Dra. Cláudia Mendes de Oliveira. Ao prof. Dr. Jacques Lépine novamente, pelas discussões científicas e comentários. Ao prof. Dr. Gastão Lima Neto pelas ajudas com programação.

À todos os amigos que estão ou que não se encontram mais no IAG: Felipe Santos, Tatiana Laganá, Raimundo Oliveira, Marcio Avellar, Vinicius Placco, Tiago Ricci (ainda estilista), Sergio Scarano, Alessandro Moisés, Raul Puebla (Compaaadre), Monica Midori, Mairan Teodoro, Daniel Moser, Fernanda Urrutia, Gleidson da Silva, Gustavo Rocha, Grzegorz Kowal, Rubens Machado, Marina Trevisan, Bruno Dias, Pedro Beaklini, Reinaldo

Santos, Rodrigo Vieira, Rafael Santucci.

Aos amigos com quem dividi a sala no IAG: Marcus Vinicius, Felipe Navarete, Juan Luna, Sergio Flores.

Ao pessoal do LNA e SOAR pelo suporte técnico durante as observações. Em especial ao Dr. Sergio Scarano pela ajuda com as observações remotas com o SOAR.

Ao pessoal do IAG: informática, secretaria, biblioteca, limpeza, café, segurança, gráfica. Sem a competência e ajuda dessas pessoas com certeza este trabalho não chegaria ao final.

Ao assessor anônimo da FAPESP pelos comentários e sugestões nos relatórios.

À FAPESP pelo apoio financeiro sob o projeto nº: 2007/07704-2, e à CAPES pelo apoio financeiro proc. 3026-10-8.

Based on observations obtained at the Southern Astrophysical Research (SOAR) telescope, which is a joint project of the Ministério da Ciência, Tecnologia, e Inovação (MCTI) da República Federativa do Brasil, the U.S. National Optical Astronomy Observatory (NOAO), the University of North Carolina at Chapel Hill (UNC), and Michigan State University (MSU).

*“Por tanto tempo, desvairado e aflito,
Fitei naquela noite o firmamento,
Que inda hoje mesmo, quando acaso o fito,
Tudo aquilo me vem ao pensamento.*

*Saí, no peito o derradeiro grito
Calcando a custo, sem chorar, violento...
E o céu fulgia plácido e infinito,
E havia um choro no rumor do vento...*

*Piedoso céu, que a minha dor sentiste!
A áurea esfera da lua o ocaso entrava,
Rompendo as leves nuvens transparentes;*

*E sobre mim, silenciosa e triste,
A via-láctea se desenrolava
Como um jorro de lágrimas ardentes”*

Canto XXIX de Olavo Bilac

“É preciso, antes de mais nada, querer.”

Amyr Klink

Resumo

O presente trabalho propõe uma abordagem abrangente para descrever a evolução da região central da Via Láctea, compreendendo-se aí o bojo, a barra e as interfaces dos mesmos com o limite interno do disco e com a região central do halo. Pretende-se investigar as propriedades químicas e cinemáticas destas estruturas, que são interconectadas, com o objetivo de separá-las e aplicar os resultados daí obtidos a um modelo de formação e evolução do bojo e da região interna do disco que descreva simultaneamente distintos aspectos da evolução da região central da Galáxia.

Na primeira parte do trabalho, uma amostra de nebulosas planetárias (NPs) localizadas no disco interno e no bojo da Galáxia é utilizada para encontrar a distância galactocêntrica que melhor separa estas duas populações, do ponto de vista das abundâncias. Foram utilizadas escalas de distâncias estatísticas para o estudo da distribuição das abundâncias na interface bojo-disco. A aplicação do teste Kolmogorov-Smirnov mostrou que, em média, a população interna não segue o gradiente radial de abundâncias do disco na direção do centro galáctico. Baseado neste estudo, propõe-se uma distância galactocêntrica de 1.5 kpc para definir a interface bojo-disco.

Na segunda parte do trabalho, foram realizadas observações espectrofotométricas de 21 NPs localizadas na direção do centro da Galáxia com o telescópio SOAR. Estes objetos estão localizados próximos ao plano galáctico na direção central da Via Láctea, onde não existem dados de NPs na literatura. Os resultados mostram que as NPs localizadas nesta região apresentam baixas abundâncias de oxigênio comparadas com as NPs do disco interno e de outras regiões do bojo. Os resultados indicam que o bojo apresenta uma complexa composição de populações estelares. Por um lado, a presença de nebulosas com baixas abundâncias mostra que o bojo pode ter se formado a partir de um disco galáctico antigo

através de uma evolução secular. Por outro lado, existem alguns objetos do bojo para os quais as abundâncias coincidem com o limite do gradiente radial do disco nesta região. Esta é uma evidência para um bojo composto por duas ou mais populações: uma originada do disco fino, e outra originada do disco espesso.

Na última parte do trabalho propõe-se a inclusão de fluxos radiais de gás em um modelo de evolução química para simular os efeitos de uma barra localizada no centro da Galáxia nas distribuições de abundâncias, densidade de gás e taxa de formação estelar (SFR). Os resultados das simulações indicam que os modelos com fluxos de gás apresentam uma SFR mais alta no bojo e que os perfis da SFR e da densidade de gás na região central são melhor reproduzidos após a inclusão dos fluxos radiais no modelo. As simulações indicam ainda que o gradiente de abundâncias do disco é mais plano para o caso da inclusão da barra. Estes resultados indicam que a barra e os fluxos de gás exercem um importante papel na formação de estrelas no centro das galáxias espirais barradas.

Abstract

This project proposes a comprehensive approach to describe the evolution of the central region of the Galaxy, comprising the bulge, the bar and their interfaces with the inner disk and the central region of the halo. We intend to investigate the chemical and kinematic properties of these structures, which are interconnected, aiming to separate them and apply these results to a model for the formation and evolution of the bulge and inner disk, capable to describe simultaneously distinct aspects of the evolution of the central region of the Galaxy.

First, a sample of planetary nebulae (PNe) located in the inner-disk and bulge of the Galaxy is used in order to find the galactocentric distance that better separates these two populations, from the point of view of abundances. Statistical distance scales were used to study the distribution of abundances across the disk-bulge interface. A Kolmogorov-Smirnov test was used to find the distance in which the chemical properties of these regions better separates. The results of the statistical analysis indicate that, on the average, the inner population has lower abundances than the outer. Additionally, for the α -elements abundances, the inner population does not follow the disk radial gradient towards the galactic centre. Based on our results, we suggest a bulge-disk interface at 1.5 kpc, marking the transition between the bulge and inner-disk of the Galaxy, as defined by the intermediate mass population.

Second, we present spectrophotometric observations for a sample of 21 PNe located towards the galactic centre of the Galaxy. The abundances are derived based on observations in the optical domain made at the SOAR telescope. Their location is interesting since there are no observations of PNe in this region. The data show lower oxygen abundances compared to those from PNe located in the inner disk and other bulge regions. The results

show that the bulge has a complex composition of stellar populations. The presence of PNe with low abundances indicates that the bulge might be formed from an old galactic disk through secular evolution. On the other hand, other objects from our sample have abundances compared to those from inner disk PNe. This is an evidence that the bulge might be composed by two or more populations: one originated from the thin disk, and the other from the thick disk.

Last, we propose a chemical evolution model that includes radial gas flows. This is done in order to mimic the effects of the galactic bar on the chemical abundances distributions and the gas density profiles and the star formation rate (SFR). The results of the models with radial flows point to a high SFR in the bulge and, additionally, the SFR and gas density profiles in the inner Galaxy are better reproduced after the inclusion of radial gas flows in the model. After including a specific velocity pattern for the bar, the results show a flattening of the radial abundance gradient. Our results indicate that radial gas flows may play an important role in the star formation near the centre of barred spiral galaxies.

Lista de Figuras

1.1	Posição do bojo da Via Láctea no diagrama de Binney (1978)	25
1.2	Representação da concepção atual da estrutura da Via Láctea.	28
1.3	Distribuição das NPs do bojo e disco interno.	33
2.1	Distribuição das distâncias galactocêntricas.	47
2.2	Abundâncias médias das NPs pertencentes aos grupos I e II.	48
2.3	Igual a figura 2.2 para a escala de Z95.	49
2.4	Probabilidade Kolmogorov-Smirnov para cada elemento.	50
2.5	Distribuição de abundâncias para os grupos I e II utilizando a escala de Z95.	52
2.6	O mesmo que a figura 2.5 para a escala de SSV08.	53
3.1	Exemplos de imagens flat-field para as diferentes redes.	57
3.2	Esquema do espectrógrafo Goodman.	57
3.3	Razão entre as emissividades em função da temperatura.	67
3.4	Razão entre as emissividades para uma densidade constante.	68
3.5	Espectro da Nebulosa Planetária JaSt 42 observada com o SOAR.	70
3.6	Campo da Nebulosa Planetária JaSt 42 observada com o SOAR.	71
3.7	Espectro da nebulosa planetária PTB 13.	74
3.8	Espectro da nebulosa planetária JaSt 23.	76
3.9	Comparação entre as temperaturas do NII para os método 1 e 2.	77
3.10	Comparação entre as abundâncias de hélio para os métodos 1 e 2.	78
3.11	O mesmo que a figura 3.10 para o nitrogênio.	79
3.12	Análogo à figura 3.11 para o oxigênio.	79
3.13	Análogo à figura 3.10 para o argônio.	80

3.14	Análogo à figura 3.10 para o enxofre.	80
3.15	Comparação entre as abundâncias de oxigênio para os diferentes métodos. .	83
3.16	Correlação entre $\log(N/O)$ e hélio.	84
3.17	Correlação entre as abundâncias de enxofre e oxigênio.	85
3.18	O mesmo que a figura 3.17 para o argônio.	85
3.19	Gradiente radial de oxigênio.	87
3.20	Distribuição de oxigênio.	88
4.1	Esquema para os fluxos de gás na camada k	101
4.2	Perfil radial da densidade superficial de gás para o modelo MD05.	104
4.3	SFR como função da distância galactocêntrica para o modelo MD05. . . .	105
4.4	Gradiente radial de ferro para o modelo MD05.	105
4.5	Perfil radial da abundância de oxigênio do modelo MD05.	106
4.6	Gradiente de oxigênio do modelo MD05 e dados de Henry et al. (2010). . .	106
4.7	Evolução temporal do gradiente radial de oxigênio para o modelo de MD05.	107
4.8	Distribuição de ferro para o modelo MD05.	108
4.9	Previsões do modelo de MD05 para a razão α/Fe	109
4.10	Padrão de velocidades adotado para o modelo C.	114
4.11	Perfil radial da densidade superficial de gás e modelos com fluxos.	115
4.12	Perfil radial da SFR para modelos com fluxos.	116
4.13	Gradiente radial de ferro para os modelos com fluxos.	117
4.14	Perfil radial da abundância de oxigênio dos modelos com fluxos.	118
4.15	Gradiente de O/H dos modelos com fluxos e dados de Henry et al. (2010).	119
4.16	Evolução temporal do gradiente de O/H para modelos com fluxos.	120
4.17	Distribuição de ferro para modelos com fluxos.	121
4.18	Perfil da SFR para modelos com fluxos.	122
4.19	Previsões dos modelos com fluxos para a razão α/Fe	123
4.20	Distribuição de ferro para as estrelas anãs e subgigantes do bojo.	124

Lista de Tabelas

2.1	Distâncias galactocêntricas das NPs da amostra.	42
2.1	Continuação	43
2.1	Continuação	44
2.2	Novas distâncias.	46
2.3	Probabilidades Kolmogorov-Smirnov.	50
2.4	Abundâncias médias dos grupos I e II para cada escala de distância.	52
3.1	Log das observações realizadas com o SOAR.	59
3.2	Coeficientes para a parametrização das emissividades do HeI.	66
3.3	Coeficientes para a correção colisional do HeI.	67
3.4	Excesso de cor e parâmetros físicos para as NPs observadas (método 1).	73
3.5	Abundâncias químicas das NPs observadas para o método 1.	75
3.6	Excesso de cor e parâmetros físicos para as NPs observadas (método 2).	76
3.7	Abundâncias químicas das NPs observadas utilizando o método 2.	77
3.8	Abundâncias químicas das NPs observadas utilizando o método 3.	82
4.1	Parâmetros utilizados nos modelos.	113

Sumário

1. Introdução	19
1.1 A Via Láctea	19
1.1.1 História da Via Láctea	19
1.1.2 Como a Via Láctea se formou?	20
1.1.3 A Via Láctea como uma espiral barrada	24
1.2 Nebulosas planetárias	29
1.2.1 População do disco	30
1.2.2 População do bojo	31
1.3 Objetivos desta tese	34
2. A conexão bojo-disco da Via Láctea	39
2.1 Introdução	39
2.2 A amostra de nebulosas planetárias e novas distâncias	41
2.3 Determinação da interface bojo-disco	46
2.3.1 Teste Kolmogorov-Smirnov	49
2.3.2 Distribuição de abundâncias	51
3. Nebulosas planetárias na direção central da Via Láctea	55
3.1 Observações	55
3.1.1 Configuração instrumental	55
3.1.2 A amostra de nebulosas planetárias	58
3.2 Redução dos dados e cálculo das abundâncias (PNePack)	59
3.2.1 Redução dos dados: PNeReduc	60

3.2.2	Extração dos fluxos: PNeFlux	61
3.2.3	Correção da extinção interestelar: PNeDeredden	62
3.2.4	Diagnóstico de plasma e cálculo das abundâncias: PNeCalc	63
3.3	Resultados	69
4.	<i>A evolução química da Via Láctea com fluxos radiais de gás</i>	91
4.1	O modelo	92
4.1.1	Tempo de colapso	93
4.1.2	Eficiências de formação estelar e nuvens	94
4.1.3	As equações do modelo	96
4.1.4	Fluxos radiais de gás	100
4.2	Resultados	103
4.2.1	Modelo sem fluxos de gás	103
4.2.2	Modelos com fluxos radiais de gás	111
5.	<i>Conclusões e perspectivas</i>	127
5.1	Abundâncias na conexão bojo-disco	127
5.2	Abundâncias químicas de NPs na direção central da Via Láctea	129
5.3	A evolução química da Via Láctea com fluxos radiais de gás	131
5.4	Considerações finais	132
5.5	Perspectivas	133
	<i>Referências</i>	137
	<i>Apêndice</i>	157

Capítulo 1 ---

Introdução

1.1 A Via Láctea

1.1.1 História da Via Láctea

O nome Via Láctea surgiu na antiguidade e foi adotado pelos romanos para dar nome a uma faixa de estrelas que corta o céu de um extremo ao outro. Mas o nome usado por um povo do deserto do Kalahari, na África do Sul representa melhor a verdadeira natureza desta faixa luminosa: “a espinha dorsal da noite”. A Via Láctea nada mais é do que estrutura completa da nossa galáxia observada de perfil. A primeira observação científica foi feita por Galileo Galilei em 1610 com o auxílio de uma luneta desenvolvida por ele próprio. Apontando sua luneta para a faixa brilhante da Via Láctea, se deu conta de que seu brilho leitoso deve-se a uma multidão de estrelas individuais.

Uma das maiores contribuições para o avanço do entendimento da estrutura da Via Láctea veio do astrônomo inglês William Herschel. Utilizando alguns telescópios construídos por ele próprio e com a ajuda de seus irmãos, sendo o maior de 1.30 m de diâmetro e 13 m de comprimento, Herschel desenvolveu um trabalho de contagem de estrelas em várias direções do céu. Como em algumas direções a contagem de estrelas era maior do que em outras, Herschel concluiu que a maior concentração de estrelas em algumas direções era devido à maior extensão da Galáxia nestas mesmas direções. Ele concluiu também que o Sol ficava no centro da Galáxia e que esta tinha um formato lenticular. Posteriormente, em 1922 o astrônomo holandês Jacobus Kapteyn aperfeiçoou o modelo de Herschel obtendo um diâmetro de 18 kpc e uma espessura de 3.5 kpc, mas ainda o Sol permanecia no centro da Galáxia.

O Sol passou a ocupar uma posição mais periférica somente após os estudos iniciados em 1915 por Harlow Shapley do Observatório do Monte Wilson na Califórnia. Observando a distribuição espacial dos aglomerados globulares com o auxílio das distâncias das estrelas RR Lyrae, Shapley constatou que esta distribuição não era homogênea. Concluiu então que o centro da distribuição de aglomerados globulares deveria ser o centro da Galáxia e que este estava a 15 kpc de distância do Sol. O modelo de Shapley somente veio a ser aceito pela comunidade científica da época após a descoberta da poeira interestelar por Robert Trumpler em 1930.

O conceito de populações estelares foi introduzido por Walter Baade em 1944 para classificar as diferentes propriedades dos conjuntos de estrelas observadas na Galáxia. Estudando galáxias vizinhas, em particular M31, Baade percebeu que as estrelas localizadas nos braços espirais são mais azuis que as localizadas nos sistemas esferoidais próximos ao centro das galáxias. Surgiram então os termos população I, para designar as estrelas pertencentes aos discos espirais que são geralmente azuis acompanhadas por gás e poeira, e população II, para designar as estrelas mais velhas e deficientes em metais localizadas nas componentes esferoidais. Este conceito de populações estelares sofreu algumas alterações nas últimas décadas, e outros tipos de populações foram identificados: população do disco extrema, população do disco fino, população do disco espesso, população do halo interno, população do halo externo, e população do bojo.

1.1.2 Como a Via Láctea se formou?

Décadas atrás os cenários de formação da Galáxia eram focados nas populações do disco e halo, pois estas componentes eram as mais bem conhecidas e estudadas. Por exemplo, nos trabalhos clássicos de [Eggen et al. \(1962\)](#) e [Searle e Zinn \(1978\)](#) o bojo não era mencionado.

Atualmente, olhando-se para os mapas no infravermelho próximo feitos pelo satélite COBE¹/DIRBE² ([Weiland et al., 1994](#)) ou o levantamento 2MASS³, é evidente que a Via Láctea é uma galáxia espiral com um bojo achatado em seu centro.

Bojos galácticos são sistemas esferoidais encontrados no centro da maioria das galáxias espirais e, usualmente, possuem metalicidade e propriedades fotométricas e cinemáticas

¹ Cosmic Background Explorer

² Diffuse Infrared Background Experiment

³ Two Micron All Sky Survey

que os separam das componentes do disco. O estudo da evolução do bojo da Galáxia é de interesse geral devido à similaridade de sua luz integrada com as galáxias elípticas e outros bojos de galáxias espirais (Maraston et al., 2003), pois estes estão localizados na mesma região do plano fundamental das galáxias elípticas (Jablonka et al., 1996).

A região central da Via Láctea é chamada bojo. A partir de seu raio e a massa, pode-se concluir que o bojo é a estrutura da Galáxia que contém a maior densidade de matéria bariônica. Os maiores obstáculos para o estudo desta estrutura são: extinção grande e variável, e campo de objetos extremamente populoso. A grande distância que o bojo se encontra, da ordem de 8 kpc (Nishiyama et al., 2006), faz com que a observação dos objetos que compõem esta estrutura seja muito difícil. Em alguns casos, a extinção pode chegar a 30 magnitudes na banda V. Todos estes efeitos mais a superposição de múltiplas estruturas ao longo da linha de visada, fazem os estudos das regiões internas da Galáxia um desafio.

Porém, também existem vantagens em se estudar o bojo galáctico: pode-se resolver as estrelas individualmente, obtendo-se movimentos e posições em 3D e abundâncias químicas detalhadas para estas estrelas, o que não é possível em outras galáxias com exceção das mais próximas no grupo local; pode-se datar e separar as diferentes componentes da Galáxia a partir dos diagramas de cor-magnitude das diferentes populações estelares.

A maior parte da população rica em metais do bojo é velha, com uma idade $T = 10 \pm 2.5$ Gyr (Ortolani et al., 1995; Zoccali et al., 2003). Apesar disto, existem traços de uma população mais jovem como estrelas OH/IR, estrelas AGB brilhantes, entre outras, que aparecem a maior parte confinadas no plano galáctico (van Loon et al., 2003).

Observações das distribuições de metalicidades das estrelas do bojo e da razão entre os elementos químicos permitem vincular a escala de tempo de formação, a taxa de formação estelar (SFR), a função de massa inicial, a queda de material primordial, e a possível ocorrência de acreção de subsistemas menores. A população do bojo está longe de ser considerada uma população estelar simples. Pelo contrário, as estrelas do bojo possuem uma larga distribuição de metalicidades (McWilliam e Rich, 1994; Fulbright et al., 2006; Zoccali et al., 2007). A razão $[\alpha/\text{Fe}]$ é alta para as estrelas do bojo (Zoccali et al., 2006; Lecureur et al., 2007), indicando um enriquecimento químico por estrelas massivas progenitoras das supernovas tipo II (SNe II), com pouca contribuição das supernovas tipo Ia (SNe Ia). Este resultado também indica uma curta escala de tempo de formação do bojo

com relação ao disco fino e espesso.

De fato, como resumido por [Wyse e Gilmore \(1992\)](#), os cenários propostos para a formação do bojo incluem:

- (i) Acresção de outros sistemas estelares que eventualmente se localizavam no centro galáctico;
- (ii) Acumulação de gás no centro da Galáxia e uma evolução subsequente com uma rápida e/ou lenta formação estelar;
- (iii) Acumulação de gás enriquecido no centro da Galáxia vindo do halo, ou disco espesso ou fino.

[Elmegreen et al. \(2008\)](#) propuseram a formação do bojo pela coalescência de grandes aglomerações de gás nas galáxias primordiais. O cenário (i) de acresção de satélites é inconsistente com a distribuição de metalicidades do bojo, como mostrado por [Wyse \(1998\)](#). Além disso, [McWilliam et al. \(2003\)](#) encontraram uma discrepância entre as abundâncias de Mn do bojo e das estrelas da anã esferoidal Sagitário, mostrando que a química deste satélite da Via Láctea é diferente da do bojo.

Nos outros dois cenários, o bojo se formaria rapidamente no princípio da formação da Galáxia. Isto é considerado nos modelos mais recentes que descrevem a formação do bojo ([Ballero et al., 2007](#); [Cescutti e Matteucci, 2011](#); [Tsujimoto e Bekki, 2012](#)). Como a formação estelar é muito intensa neste sistema, a metalicidade do bojo rapidamente alcança um valor solar devido ao colapso nuclear das estrelas massivas que leva as SNe e à produção de ferro. Então, quando as SNe Ia, que produzem a maior parte do ferro, começam a explodir, ocorre uma mudança da inclinação da curva $[\alpha/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ em $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0$ dex.

[Mollá et al. \(2000\)](#) propõem um modelo multifases no contexto do cenário dissipativo de [Eggen et al. \(1962\)](#). Neste modelo, a formação do bojo ocorre com dois principais episódios de *infall*: do halo para o disco com uma escala de tempo de 0.7 Gyr, e o segundo do bojo para a população do núcleo em uma escala de tempo maior que a anterior. As três zonas, halo bojo e núcleo, interagem por meio de ventos de SNe e *infall* de gás. Os autores concluem que não é necessário fusão e/ou acresção de material externo para reproduzir as

principais propriedades do bojo, e que não existe uma analogia do bojo com as galáxias elípticas.

O disco da Via Láctea apresenta algumas características um pouco diferentes das do bojo, como por exemplo um gradiente radial de abundâncias traçado pelos elementos O, Ne, S, Ar, e Fe. Os gradientes dos elementos α são em geral obtidos em nebulosas planetárias, referidas como NPs, (Henry et al., 2004; Perinotto e Morbidelli, 2006; Maciel et al., 2008; Stanghellini e Haywood, 2010; Henry et al., 2010) e regiões HII (Deharveng et al., 2000; Esteban et al., 2005; Rudolph et al., 2006). O gradiente radial de oxigênio e ferro também pode ser medido com estrelas cefeidas (Andrievsky et al., 2004; Luck e Lambert, 2011), enquanto que as estrelas anãs tipo B (Smartt et al., 2001) são úteis para a determinação do gradiente de oxigênio. O gradiente radial de ferro é ainda traçado por aglomerados abertos (Friel et al., 2002; Chen et al., 2003). A maioria dos trabalhos encontram que o gradiente de abundâncias de oxigênio é linear e geralmente está entre -0.01 a -0.07 dex/kpc.

Um bom acordo entre as previsões dos modelos e as propriedades observadas do disco é geralmente obtido por modelos que assumem uma formação do disco através de *infall* de gás (Matteucci e Francois, 1989; Ferrini et al., 1994; Chiappini et al., 1997; François et al., 2004). Os modelos que melhor reproduzem o gradiente de metalicidades do disco fino assumem uma escala de tempo de formação que depende da distância galactocêntrica. Nestes casos, o disco é formado de dentro para fora (formação *inside-out*). O modelo de Colavitti et al. (2009) não considera uma formação *inside-out* mas utiliza uma lei de *infall* cosmológica que prevê uma SFR maior nas regiões mais internas da Galáxia. Este modelo consegue reproduzir os gradientes de metalicidades, mas não reproduz a distribuição radial da densidade de gás.

O modelo de Chiappini et al. (1997) foi o primeiro a sugerir dois episódios de *infall* para a formação do disco. Neste modelo, o primeiro episódio de *infall* é responsável pela formação do halo e do disco espesso por um processo rápido de colapso dissipativo. O segundo episódio de *infall* forma o disco fino em uma escala de tempo maior do que a do disco espesso. Os autores também incluem no modelo um valor mínimo da densidade de gás para que a formação estelar ocorra. Com esta prescrição, é possível reproduzir a maioria das propriedades observadas da Via Láctea.

Portanto, o disco fino da Via Láctea é originado de forma mais lenta do que o bojo, e o

modelo de formação *inside-out* é necessário para explicar a formação de um gradiente de abundâncias químicas no disco.

1.1.3 A Via Láctea como uma espiral barrada

As barras estão presentes em dois terços das galáxias com disco no Universo local, desta forma o fato da Via Láctea ser uma galáxia barrada não é excepcional. Barras também foram observadas em galáxias com altos *redshifts* e a fração de galáxias discoidais contendo uma barra aumenta com o aumento do *redshift* (Sheth et al., 2008). Recentes observações indicam que a Galáxia possui uma barra com ~ 2.5 kpc de raio orientada entre 15-30 graus com respeito a linha de visada na direção do centro galáctico (por exemplo Dwek et al., 1995; Stanek et al., 1997; Bissantz e Gerhard, 2002; Babusiaux e Gilmore, 2005; Cabrera-Lavers et al., 2007; Rattenbury et al., 2007) com o lado mais próximo na direção das longitudes positivas.

A classificação do bojo galáctico como sendo um bojo clássico ou um pseudo-bojo é motivo de grande debate atualmente. Um bojo é uma estrutura que, observada em duas dimensões, apresenta um brilho superficial variando com o raio elevado a um quarto (lei de De Vaucouleurs) e um disco é uma estrutura cujo brilho superficial radial diminui exponencialmente. Galáxias espirais de tipo precoce têm grandes bojos e espirais em geral são caracterizadas por suas razões bojo/disco. Um bojo clássico se forma a partir de uma combinação de colapso dissipativo (Eggen et al., 1962) e fusões (Toomre, 1977) de galáxias. A medida que o Universo se expande e se esfria as fusões tornam-se menos comuns (Toomre, 1977; Conselice et al., 2003). Haverá um momento em que os processos seculares, que são mais lentos do que as fusões, serão dominantes.

No começo dos anos 1980, Kormendy e Illingworth (1982); Kormendy (1982) argumentaram que alguns bojos, ao menos em galáxias espirais de tipo tardio, apresentam características de discos. Eles argumentaram isto com base em inúmeras evidências:

- Perfis de luminosidade exponencial.
- Formatos mais achatados que os bojos clássicos.
- Baixas dispersões de velocidades (σ) com respeito à correlação Faber-Jackson entre σ e a luminosidade do bojo.

- Apresentam espirais, anéis e até mesmo barras, as quais são características dos discos.

Quando possível determinar a geometria fora do plano, estes bojos aparentam ser achatados ao invés de esferoidais. Medidas cinemáticas mostraram que estes bojos são suportados por rotação ao invés de pressão como ocorre em bojos normais. Além disto, estes bojos apresentam rotação cilíndrica.

Estas estruturas, que são parecidas com bojos no sentido de apresentar um aumento da densidade de estrelas na direção do centro da galáxia, foram chamadas de “pseudo-bojos” e suas propriedades foram descritas em [Kormendy e Kennicutt \(2004\)](#). Estas estruturas são originadas lentamente por discos a partir do material destes. Atualmente sabe-se que os bojos achatados não são propriamente bojos, mas sim barras vistas de perfil ([Combes e Sanders, 1981](#); [Athanasoula, 2005](#)).

Figura 1.1: Posição do bojo da Via Láctea no diagrama de [Binney \(1978\)](#). Figura extraída de [Minniti e Zoccali \(2008\)](#).

A cinemática do bojo galáctico é intermediária entre um sistema puramente rotante tal como o disco e um sistema quente não rotante como o halo, que é suportado pela dispersão de velocidades. O diagrama $V_{\max}/\sigma$ sugerido por [Binney \(1978\)](#), onde $V_{\max}$ é a velocidade máxima de rotação e σ é a dispersão de velocidade média, é uma medida de

quão quente cinematicamente é um particular sistema estelar. Este diagrama é mostrado na figura 1.1, onde é destacada a posição do bojo galáctico. O diagrama indica que o bojo galáctico é cinematicamente mais quente que o disco da Via Láctea onde $V_{\text{max}}/\sigma \sim 2.2$ (Minniti e Zoccali, 2008), mas mais frio que o halo. Recentemente, Howard et al. (2009) encontraram que as estrelas do bojo apresentam rotação cilíndrica, como fazem os bojos achatados de outras galáxias.

A importância de se classificar corretamente um bojo como sendo clássico ou pseudo-bojo tem repercussão em nossos conceitos de evolução galáctica. Esta classificação implica em diferentes cenários para a formação de bojos. Os dois métodos padrão para modelar a formação de bojos eram, até recentemente, o modelo clássico de Jarvis e Freeman (1985b) no qual o bojo se forma a partir de um rápido colapso radial no início da vida da galáxia, e o modelo de fusão no qual os bojos de galáxias espirais formam-se essencialmente da mesma maneira que as elípticas se formam por este cenário, ou seja, através da fusão de duas galáxias menores em uma interação que produz um bojo. Este bojo é produzido como resultado do gás arrastado gravitacionalmente para o centro por um curto período de intensa formação estelar (ver por exemplo Jarvis e Freeman, 1985a).

No cenário de evolução secular, uma maneira das galáxias evoluírem seria por meio da formação de barras devido a instabilidades nos discos, como descrevem por exemplo Kormendy e Kennicutt (2004). Este processo é seguido de uma concentração de estrelas na região central da galáxia impelida por instabilidades nas próprias barras. Em uma galáxia sem um bojo ou com um pequeno bojo inicial, um disco interno poderia surgir a partir do resultado deste tipo de processo.

Em resumo, do ponto de vista da cinemática o bojo galáctico se assemelha a um pseudo-bojo (Shen et al., 2010), porém a análise de abundâncias químicas e populações estelares mostram que o bojo galáctico se assemelha a um bojo clássico. A maior parte das estrelas ricas em metais do bojo são velhas, com uma idade de 10 Gyr (Ortolani et al., 1995; Zoccali et al., 2003). Porém, existem traçadores de populações jovens como estrelas OH/IR, estrelas variáveis brilhantes, entre outros (van Loon et al., 2003). Portanto, o processo de formação do bojo galáctico ainda é uma questão em aberto. Neste sentido, são necessários mais dados observacionais para se entender melhor a origem desta estrutura. Sobretudo na região do bojo mais próxima ao plano da Galáxia, que pode fornecer indícios

se o bojo é uma continuação do disco interno ou se realmente é uma outra estrutura que evoluiu independentemente.

Uma concepção atual da estrutura da Via Láctea é mostrada na figura 1.2. Nesta figura, a Galáxia possui dois principais braços espirais (Scutum-Centaurus e Perseus) e dois braços menos densos e menores (Sagittarius e Norma). Os dois braços mais proeminentes começam nas extremidades de uma barra localizada no centro da Via Láctea. Nesta concepção, a barra é composta na verdade por duas estruturas: uma barra mais longa e fina confinada no plano galáctico com $|b| < 2^\circ$ com um ângulo de posição de $43.0 \pm 1.8^\circ$, e um bojo triaxial distinto que se estende pelo menos até $|b| < 7.5^\circ$ com um ângulo de posição de $12.6 \pm 3.2^\circ$ (Cabrera-Lavers et al., 2007).

Aproximadamente 70% das galáxias espirais são barradas, ou ao menos apresentam uma componente não axi-simétrica (Martin, 1998). As barras têm uma importante influência sobre o potencial gravitacional nas galáxias. Como consequência, movimentos não circulares de fluxos de gás podem ser induzidos no disco das galáxias. Estes fluxos podem transportar grandes quantidades de gás através das galáxias em um curto período de tempo (Friedli et al., 1994). As barras também alteram o perfil radial de abundâncias: na região do disco ocorre um achatamento do gradiente (Friedli et al., 1994) e uma quebra do gradiente próximo à corrotação da barra (Martinet e Friedli, 1997). Adicionalmente, Martin e Roy (1994) notaram que a inclinação do gradiente de oxigênio para galáxias barradas diminui com a força da barra. A força da barra é definida como:

$$\epsilon_{bar} = 10(1 - b/a), \quad (1.1)$$

sendo b/a a razão de eixos da barra.

Uma regressão linear da inclinação do gradiente em função da razão de eixos b/a resulta em:

$$d(O/H)/dR \simeq -0.140(b/a) + 0.033. \quad (1.2)$$

Henry et al. (2010) publicaram um estudo detalhado sobre o gradiente radial de oxigênio para a Via Láctea utilizando nebulosas planetárias, e obtiveram:

$$\epsilon(O) = (9.09 \pm 0.05) - (0.058 \pm .006) \times R. \quad (1.3)$$

Utilizando a inclinação do gradiente fornecida pela equação 1.3 e a relação fornecida pela equação 1.2, obtem-se que a razão de eixos da barra para a Via Láctea é $b/a \simeq 0.65$.

Figura 1.2: Representação da concepção atual da estrutura da Via Láctea. A figura representa uma visão superior da Galáxia, mostrando a localização do Sol no disco, os dois braços espirais mais proeminentes (Scutum-Centaurus e Perseus) assim como dois outros braços menos densos (Sagittarius e Norma). Na região central destaca-se o sistema bojo/barra. Créditos: NASA.

Adotando uma inclinação da barra com respeito a linha de visada como sendo $\phi \simeq 25^\circ$, Merrifield (2004) obteve $b/a \simeq 0.6$, valor que concorda com o resultado encontrado a partir da equação 1.2.

Estes resultados claramente indicam que uma mistura do gás em larga escala induzida pelas barras tem forte influência na distribuição de elementos nas galáxias espirais. Isto foi proposto pela primeira vez por Tinsley e Larson (1978) e implementado em um modelo de evolução química por Lacey e Fall (1985). Os autores deste último trabalho argumentam que fluxos radiais de gás podem ser originados por diversos mecanismos, tais como: o

gás que cai no disco tem um momento angular menor que o gás que está circulando e, ao se misturar com este último, *inflows* radiais de gás são induzidos com velocidades de até alguns km s^{-1} ; a viscosidade entre as camadas de gás induz *inflows* radiais nas partes internas do disco e *outflows* nas partes externas, com velocidades de 0.1 km s^{-1} ; interações gravitacionais entre o gás e as densidades de braços espirais produzem choques, dissipação e então *inflows* de gás nas partes internas e *outflows* nas partes externas do disco, com velocidades típicas de 0.3 km s^{-1} .

Mais recentemente, Elmegreen et al. (2009) publicaram um estudo sobre os fluxos de gás na galáxia barrada NGC 1365. Baseados na estrutura dos filamentos de gás e poeira nas imagens no óptico desta galáxia, os autores mostram que os fluxos de gás movem-se na direção central da galáxia dentro da corotação da barra, e na direção oposta fora da corotação da barra. Eles encontram uma velocidade de 80 km s^{-1} para o fluxo na direção central da galáxia. Tal fluxo provoca surtos de formação estelar nas regiões próximas da ressonância interna de Lindblad. As barras exercem fortes torques negativos dentro de seus raios de corotação, que são tipicamente 1.2 a 1.4 raios da barra. Dentro da corotação, o gás se choca com a barra formando filamentos de poeira (Athanasoula, 1992). O choque então diminui o momento angular e a energia orbital do gás, que cai ao longo da barra para as regiões da ressonância interna de Lindblad. Como descrevem Elmegreen (2012), após se acumular suficientemente, o gás se torna instável e formam-se estrelas. Frequentemente isto ocorre em um anel de gás ou em dois apertados braços espirais.

Em resumo, os fluxos radiais de gás podem apresentar um importante papel na evolução químicas das galáxias espirais que precisa ser melhor investigado, sobretudo na região mais interna dos discos, onde se formam as barras.

1.2 Nebulosas planetárias

A primeira nebulosa planetária (NP) foi observada por Charles Messier em 1764 e a ela foi dado o número 27 em seu catálogo de nebulosas. O nome “nebulosa planetária” foi cunhado por William Herschel, devido à aparência desses objetos se assemelhar a um esverdeado disco de um planeta em um pequeno telescópio. Com o aumento da resolução dos telescópios, as nebulosas que são compostas por estrelas, como por exemplo as galáxias, foram separadas das demais nebulosas gasosas. Posteriormente, as NPs foram distinguidas

das demais nebulosas por apresentarem uma estrutura definida e são comumente associadas com uma estrela central. O primeiro espectro de uma NP (NGC 6543) foi obtido por William Huggins em 1864. O espectro de uma NP é dominado por linhas de emissão e não apresenta um contínuo como no caso das estrelas.

Atualmente sabe-se que as NPs são originadas de estrelas de baixa massa e massa intermediária com $\sim 0.8 - 8M_{\odot}$, e que dão origem a $\sim 80\%$ das anãs brancas (Drilling e Schoenberger, 1985). O estudo teórico das NPs começou com Shklovsky (1956), que sugeriu que as NPs são progenitoras das anãs brancas e descendentes das gigantes vermelhas. A visão moderna da origem e evolução desses objetos começa com a perda de massa no ramo assintótico das gigantes (AGB em inglês). Um rápido vento estelar varre por um período de 10^6 anos o envelope circunstelar que é criado pelo processo de perda de massa da estrela progenitora, dando origem a uma estrutura semelhante a um envoltório externo. A interação entre os dois ventos cria uma bolha de alta temperatura que exerce pressão no envoltório e causa sua expansão. O núcleo da estrela AGB, que já perdeu seu envelope, tem sua temperatura aumentada a medida que o fino envelope de H remanescente é queimado por processos nucleares. O aumento do fluxo de fótons UV gradualmente ioniza o envoltório ejetado, que ao mesmo tempo aumenta a sua massa à medida que o material da estrela AGB é varrido pelos ventos. Quando o envelope estelar de H é exaurido, o núcleo sofre um processo de resfriamento e sua luminosidade é diminuída até se tornar uma anã branca. Este cenário de ventos interagentes para a formação de uma NP e foi proposto por Kwok et al. (1978); Kwok (1982) e revisado por Kwok (2000).

1.2.1 População do disco

A população de NPs do disco é frequentemente usada para a determinação do gradiente radial de abundâncias do mesmo (Henry et al., 2004; Maciel et al., 2006; Henry et al., 2010; Stanghellini e Haywood, 2010). As abundâncias químicas dos elementos α destes objetos traçam a composição original da estrela progenitora e, portanto, a evolução química do disco galáctico. Perinotto e Morbidelli (2006) revisam todos os gradientes de metalicidade publicados desde 1970, e encontram um gradiente radial obtido pela população de NPs do disco de -0.016 dex/kpc, que é mais plano do que os gradientes obtidos previamente (Faundez-Abans e Maciel, 1987; Pasquali e Perinotto, 1993). Uma boa contribuição para

a incerteza no gradiente das NPs vem das incertezas nas distâncias destes objetos. As distâncias das NPs são, em sua maioria, estimadas por escalas de distância estatísticas, calibradas com algumas poucas distâncias conhecidas de NPs (Maciel e Pottasch, 1980; Cahn et al., 1992; Zhang, 1995; Stanghellini et al., 2008). Porém, um consenso entre todos os trabalhos sobre o gradiente de abundâncias do disco é a existência de uma gradiente radial de abundâncias negativo (Henry et al., 2010).

Como o produto da evolução de estrelas com um largo intervalo de massas ($\sim 0.8 - 8M_{\odot}$), as NPs são representativas da composição química do meio interestelar em diferentes idades da Galáxia. Um estudo sobre a variação temporal do gradiente de abundâncias de oxigênio foi conduzido por Maciel et al. (2003) utilizando NPs de diferentes grupos de idades. As idades das NPs foram estimadas a partir da relação idade-metalicidade e da correlação entre a idade da estrela e a massa da estrela na sequência principal. Eles encontraram um achatamento do gradiente de -0.11 dex/kpc até -0.06 dex/kpc durante os últimos 9 Gyr, ou de -0.08 dex/kpc até -0.06 dex/kpc durante os últimos 5 Gyr. Posteriormente, outros elementos como enxofre, argônio e neônio foram analisados por Maciel et al. (2005), todos indicando um achatamento do gradiente nos últimos 6 a 8 Gyr. Em um estudo independente, Stanghellini e Haywood (2010) separaram as NPs em diferentes grupos de idade de acordo com os tipos I, II e III segundo a classificação de Peimbert (1978). Em contradição com o estudo de Maciel et al. (2003), os autores encontram um aumento da inclinação do gradiente com o tempo. Isto pode ser devido à incerteza na classificação de idades utilizando os tipos I, II, e III de Peimbert (1978). Contudo, dependendo do modelo de evolução química do disco, os dois cenários são previstos: Hou et al. (2000) prevê um achatamento temporal, enquanto que o modelo de Chiappini et al. (2001) prevê um aumento da inclinação.

1.2.2 População do bojo

As nebulosas planetárias do bojo galáctico são especialmente importantes, pois estes objetos fornecem abundâncias químicas precisas para diversos elementos químicos difíceis de serem estudados em estrelas (ver por exemplo Escudero et al., 2004; Exter et al., 2004; Górný et al., 2004; Gutenkunst et al., 2008). A base de dados de abundâncias químicas de NPs do bojo obtidas pelo grupo do IAG/USP é uma das maiores da literatura, permitindo

uma modelagem precisa da evolução química desta estrutura (Escudero, 2005; Escudero et al., 2004; Costa et al., 2008; Cavichia et al., 2010). Adicionalmente, os dados de NPs do bojo foram usados para estabelecer vínculos observacionais à relação $[O/Fe] \times [Fe/H]$ para o bojo galáctico (Maciel, 1999).

Determinações prévias de abundâncias químicas de NPs do bojo mostraram que, em média, estes objetos apresentam abundâncias similares às NPs do disco (Chiappini et al., 2009; Escudero et al., 2004; Escudero e Costa, 2001; Liu et al., 2001; Cuisinier et al., 2000). Do ponto de vista observacional, deve-se notar que apesar da descoberta de muitos objetos novos na região do bojo, o número total de NPs do bojo com abundâncias precisas ainda é pequeno. Atualmente, estima-se que aproximadamente 200 NPs do bojo têm abundâncias químicas determinadas (Chiappini et al., 2009), de um total de 800 NPs conhecidas nesta região (Acker et al., 2006). Peyaud et al. (2006) estimam a existência de 3500 NPs no bojo galáctico.

Devido à sua natureza, as NPs têm um tempo de vida curto, dissipando-se no meio interestelar em uma escala de tempo de 10000 a 50000 anos. Desta forma, os resultados observacionais atualmente disponíveis são fortemente tendenciosos pois eles são focados em objetos brilhantes e compactos e, portanto, mais jovens. As abundâncias dos elementos hélio e nitrogênio sofrem alterações durante a evolução das estrelas progenitoras, sendo que estes processos dependem da massa da progenitora. van den Hoek e Groenewegen (1997) estimam um aumento de 28% nas abundâncias de nitrogênio para uma estrela de $1M_{\odot}$ e 37% para uma estrela com massa $\geq 3M_{\odot}$. Desta forma, a observação de nebulosas mais evoluídas e de menor brilho superficial é importante para um melhor entendimento desta fase da evolução estelar. Neste sentido, os novos *surveys* utilizando técnicas modernas para a descoberta de novas NPs juntamente com o auxílio de telescópios maiores, contribuíram para o aumento da população conhecida de NPs na Galáxia. Até a uma década atrás conheciam-se aproximadamente 1800 NPs na Galáxia sendo a principal referência o catálogo de Acker et al. (1992). Atualmente os trabalhos de Jacoby e Van de Steene (2004); Boumis et al. (2006); Parker et al. (2006); Miszalski et al. (2008) contribuíram para que o número de NPs conhecidas praticamente dobrasse, totalizando mais de 3000 em toda a Galáxia.

Estes novos catálogos abrem a perspectiva para o estudo de abundâncias químicas

Figura 1.3: Distribuição das NPs do bojo e disco interno em um diagrama de latitude galáctica versus longitude galáctica. Figura extraída de [Chiappini et al. \(2009\)](#).

de NPs de baixo brilho superficial e mais evoluídas com relação aos objetos até agora estudados. Adicionalmente, a região do bojo galáctico com latitude galáctica $|b| < 3^\circ$ ainda possui poucos objetos com abundâncias determinadas. Isto pode ser visto na figura 1.3 extraída de [Chiappini et al. \(2009\)](#). A ausência de NPs com abundâncias químicas determinadas na região do bojo com $|b| < 3^\circ$ se deve ao efeito de seleção introduzido pela extinção interestelar. Estima-se que nesta região a extinção é superior a 10 magnitudes na banda V. Porém a caracterização química desta região é muito importante para o entendimento sobre a formação do bojo.

Adicionalmente, as NPs do bojo têm sido úteis para a determinação de sua estrutura, como pode ser visto em [Cavichia et al. \(2011\)](#), e a da sua dinâmica, como estudado por [Beaulieu et al. \(2000\)](#) e [Peyaud et al. \(2006\)](#). Em particular, as NPs são excelentes traçadores para estudos dinâmicos pois são menos afetadas por uma tendência com a metalicidade que outros objetos. Por exemplo, as estrelas OH/IR, Miras, e gigantes M provavelmente apresentam uma tendência para metalicidades mais altas: a distribuição radial desses objetos decresce mais rapidamente do que a distribuição da luz integrada do bojo, e a cinemática desses objetos reflete a cinemática da componente do bojo mais rica em metais ([Sevenster](#)

et al., 1997). Adicionalmente, as NPs possuem linhas de emissão intensas permitindo a determinação de velocidades com precisão.

As NPs também têm sido utilizadas como vínculos aos modelos de evolução química do bojo, como por exemplo nos modelos de Escudero (2005); Costa et al. (2008), Ballero et al. (2007). Em particular, as distribuições de abundâncias de oxigênio, enxofre, argônio podem vincular a perda de massa por ventos no bojo (Escudero, 2005), e o diagrama $[N/O]$ x $[O/H]$ pode ser útil como vínculo para a correta escolha de sua IMF (Ballero et al., 2007).

1.3 Objetivos desta tese

O principal objetivo deste trabalho é entender melhor a formação e evolução da região central da Via Láctea, compreendidos aí o bojo, a barra, e o disco interno da Galáxia. Em particular, pretende-se investigar a influência da barra da Galáxia nas distribuições de abundâncias químicas, densidade de gás, e taxa de formação estelar na região do bojo e nas áreas adjacentes.

Esta tese possui duas linhas de trabalho: uma teórica e uma observacional. Na parte teórica, pretende-se modelar a influência da barra na evolução química do bojo e do disco interno levando-se em conta fluxos radiais de gás. Pretende-se então investigar a influência da barra comparando-se os resultados obtidos do modelo com as observações de distribuição química, densidade de gás, taxa de formação estelar desta região. Na parte observacional, pretende-se realizar observações de NPs localizadas na direção do centro da Galáxia, numa região onde não existem dados de abundâncias químicas disponíveis na literatura. Pretende-se utilizar estes dados como vínculo aos modelos de formação e evolução do bojo galáctico.

Um aspecto importante do estudo das populações do bojo galáctico diz respeito à localização dos objetos. Estudos de propriedades estatísticas de amostras normalmente usam a posição no céu como critério de seleção para verificar se determinado objeto pertence ou não ao bojo, assumindo que objetos que estejam dentro de 15 ou 20 graus da direção do centro galáctico pertencem ao bojo. É muito importante, porém, verificar se os objetos de uma amostra pertencem fisicamente ao bojo ou se são objetos da região interna do disco. Pretende-se então identificar as NPs do disco interno e do bojo, separando-se os objetos de cada região para um melhor entendimento da formação e evolução destas estruturas.

Mais ainda, a presença de uma barra na região central certamente implica numa perturbação na distribuição de abundâncias e de velocidades que deve ser quantificada. Isto é descrito por [Soto et al. \(2007\)](#) que encontram evidência de uma segregação de abundâncias induzida pela presença de uma barra. [Rattenbury et al. \(2007\)](#), por sua vez, encontram anisotropias nas dispersões de velocidade que são compatíveis com o modelo de uma barra na região central. Vários outros trabalhos têm mostrado que o bojo possui ou já possuiu uma barra. Esta barra acarretaria um inevitável acréscimo de matéria das regiões internas do disco para o bojo. Apesar de existirem vários trabalhos com o enfoque em simulações numéricas que descrevem a interação entre o bojo e o disco, ainda não existe um estudo da distribuição das abundâncias e propriedades cinemáticas de uma amostra abrangente de objetos desta região que procure distinguir as propriedades de distintas subestruturas.

A população de nebulosas planetárias do bojo pode ser usada como vínculo observacional para modelar esta região. [Beaulieu et al. \(2000\)](#) usaram as propriedades cinemáticas de uma amostra de planetárias do bojo (limitada aos objetos descobertos até o final dos anos 90) e compararam-nas com o fluxo do bojo no infravermelho próximo obtido do experimento COBE/DIRBE e com simulações da cinemática do bojo num modelo de N-corpos submetido a um potencial axi-simétrico, como descrito por [Saha \(1998\)](#).

Em particular, determinações de abundâncias químicas de objetos desta região trazem importantes informações a respeito de sua evolução. O estudo de PNs da conexão bojo-disco traz informações importantes a respeito das abundâncias de elementos leves (He, O, N, Ne, Ar, S) e da evolução destas abundâncias, associadas à evolução das estrelas de massa intermediária. Estudos das propriedades estatísticas das PNs do bojo, como os desenvolvidos por [Escudero e Costa \(2001\)](#), [Escudero et al. \(2004\)](#), ou [Exter et al. \(2004\)](#) são representativos deste tipo de informação. Da mesma forma, estudos da distribuição de abundâncias a partir de estrelas gigantes, como os de [Rich e Origlia \(2005\)](#), [Cunha e Smith \(2006\)](#), [Fulbright et al. \(2006, 2007\)](#), [Rich et al. \(2007\)](#), [Zoccali et al. \(2006\)](#), e [Lecureur et al. \(2007\)](#) trazem também uma grande quantidade de informação a respeito das populações presentes no bojo.

No contexto das perspectivas observacionais, a publicação do catálogo Macquaire/AAO/Strasbourg (MASH) de nebulosas planetárias ([Parker et al., 2006](#)) e a recente extensão deste catálogo por [Miszalski et al. \(2008\)](#) abre uma perspectiva nova. Mais de

1200 novos objetos são nele identificados, dos quais cerca de 500 na região do bojo. Tais objetos fornecem uma base de dados muito mais ampla como vínculo observacional das propriedades cinemáticas da região central da Galáxia. [Peyaud et al. \(2006\)](#) descrevem um uso desta base dados na determinação das propriedades cinemáticas do bojo, porém sem abordar o problema de sua interconexão com as outras estruturas presentes na região central da Galáxia. Adicionalmente, esta nova base de dados abre uma perspectiva de ampliação considerável da amostra de abundâncias químicas de nebulosas planetárias nesta região. Deve-se notar que nebulosas planetárias podem também ser usadas para determinar a presença de distintas populações na região do bojo, como fazem por exemplo [Górny et al. \(2004\)](#) que, através análise das abundâncias de uma amostra de 164 nebulosas planetárias da região, distinguem distintas populações, uma pertencente ao bojo e outra ao disco interno

Estes dados, assim como as abundâncias químicas e propriedades cinemáticas das amostras de nebulosas planetárias e estrelas descritas acima, serão, como continuação deste trabalho, aplicados como vínculos observacionais a um modelo de formação e evolução do bojo e da região interna do disco que possibilite estudar a influência da barra nas propriedades químicas da região central da Via Láctea.

O modelo proposto deverá também seguir o esquema básico para descrever a evolução química do bojo, tal como é descrito em detalhe por [Escudero et al. \(2007\)](#) e [Costa e Maciel \(2006\)](#), onde é feita a descrição de um modelo para o bojo, modelo este desenvolvido também por nosso grupo. Tais modelos devem combinar a taxa de formação estelar, a função de massa inicial, os *yields* estelares para distintas massas, a fração de sistemas binários, a taxa de supernovas e efeito dos ventos estelares, reproduzindo assim as propriedades obtidas dos vínculos observacionais.

Pretende-se assim descrever simultaneamente a evolução dinâmica e química da região central da Galáxia, separando as propriedades das distintas estruturas presentes na região central, o que levará a uma melhor compreensão das propriedades estatísticas do conjunto de objetos presentes nesta região, bem como da evolução da Galáxia como um todo.

Em síntese, com este trabalho pretende-se responder distintas questões ainda em aberto sobre a evolução do bojo galáctico, tais como:

- Como os cenários de evolução dinâmica e/ou secular devem ser invocados para ex-

plicar as características detectadas no bojo?

- Quais as origens das distintas populações identificadas no bojo?
- Existem populações associadas à barra, ao bordo interno do disco ou ao centro do halo que podem ser encontradas dentro do bojo? Quais as características de cada uma delas?
- Quais as dimensões do bojo, da barra e da interconexão bojo-disco?

Esta tese está estruturada da seguinte forma: no Capítulo 2 são apresentados os resultados de um método desenvolvido para a determinação da transição entre o bojo e o disco da Galáxia, bem como a determinação da distância que isto ocorre; no Capítulo 3 são apresentados os resultados das observações com o telescópio SOAR de nebulosas planetárias localizadas na direção do centro da Via Láctea; o Capítulo 4 descreve um modelo de evolução química adaptado para a inclusão de fluxos radiais de gás, assim como os resultados obtidos para este modelo; no Capítulo 5 as conclusões e perspectivas deste trabalho são delineadas e no apêndice são listados os artigos publicados e em preparação.

A conexão bojo-disco da Via Láctea

2.1 Introdução

O bojo e o disco da Galáxia apresentam diferentes padrões de abundâncias químicas. No disco, a existência de um gradiente radial de abundâncias é bem estabelecida ([Carigi et al., 2005](#); [Daflon e Cunha, 2004](#); [Andrievsky et al., 2004](#); [Maciel et al., 2005](#); [Henry et al., 2010](#)). No bojo, existe uma grande dispersão de abundâncias ([Rich, 1988](#); [Zoccali et al., 2003, 2006](#)). Mais recentemente, [Bensby et al. \(2011\)](#) analisaram a distribuição de metalicidades para 26 estrelas anãs e subgigantes do bojo por efeito de microlentes gravitacionais. Eles encontraram uma distribuição bimodal para a distribuição de metalicidades do bojo. Por estas evidências entre outras, o bojo e o disco podem ter diferentes histórias de evolução, como descrito por exemplo pelo cenário de *infall* múltiplos ([Mollá et al., 2000](#); [Costa et al., 2005, 2008](#)) ou pelo modelo de formação *inside out* do disco de [Chiappini et al. \(2001\)](#). Como consequência, espera-se que estas diferenças de formação sejam notadas nas propriedades químicas de cada componente.

Do ponto de vista das NPs, os resultados de [Gutenkunst et al. \(2008\)](#) apontam para uma descontinuidade no gradiente de abundâncias na direção do centro galáctico. As abundâncias do bojo não seguem a tendência das abundâncias do disco, como pode ser visto na figura 4 daquele trabalho. [Górny et al. \(2004\)](#) também notaram que o gradiente de oxigênio da população de NPs do disco é mais achatado nas regiões mais internas da Galáxia, e pode até mesmo mudar de sinal. Por outro lado, [Chiappini et al. \(2009\)](#) comparam as abundâncias de NPs localizadas no bojo, disco interno, e Grande Nuvem de Magalhães. Os resultados não mostram nenhuma diferença clara entre os objetos do bojo e disco interno.

Outros estudos prévios do bojo galáctico baseados em abundâncias de NPs como [Ratag et al. \(1992\)](#), [Cuisinier et al. \(2000\)](#), [Escudero e Costa \(2001\)](#), [Escudero et al. \(2004\)](#), [Exter et al. \(2004\)](#), encontram que as NPs do bojo apresentam abundâncias similares às do disco. Estes trabalhos mostram que as abundâncias de He, O, Si, Ar, e Ca são similares às do disco, favorecendo uma evolução galáctica mais lenta do que a indicada por estrelas.

Portanto, a distribuição de abundâncias na região interna da Galáxia ainda é uma questão em aberto, especialmente com relação à conexão bojo-disco. Por outro lado, uma comparação detalhada das populações do disco interno e bojo é importante para a caracterização do bojo galáctico como um “pseudo-bojo”, como sugerido por evidências fotométricas e cinemáticas ([Howard et al., 2009](#); [Shen et al., 2010](#)), em oposição a um bojo clássico como sugerido por [Binney \(2009\)](#).

Considerando estes pontos, a partir dos resultados observacionais e teóricos, espera-se que exista uma distância galactocêntrica que melhor separe as populações do bojo e disco interno. Contudo, esta transição ainda está para ser determinada do ponto de vista das abundâncias químicas. Pretende-se neste capítulo utilizar um método estatístico desenvolvido por O. Cavichia durante seu projeto de mestrado para realizar uma análise das abundâncias químicas na conexão bojo-disco da Galáxia. Durante o mestrado, este método foi aplicado a três escalas de distância estatísticas: [Maciel \(1984\)](#), [Cahn et al. \(1992\)](#), e [Zhang \(1995\)](#). As duas últimas escalas se mostraram mais adequadas para a determinação da distância de transição do disco para o bojo, resultando em uma distância de 2.9 e 1.5 kpc, respectivamente. Independentemente da escala usada, tal separação mostrou que em média as NPs do bojo apresentam menores abundâncias se comparadas as do disco interno. Contudo esta separação não é superior aos erros na obtenção nas abundâncias. Recentemente, [Stanghellini et al. \(2008\)](#) publicaram uma nova escala de distância estatística baseada em uma recalibração da escala de [Cahn et al. \(1992\)](#) utilizando NPs das Nuvens de Magalhães. Os autores argumentam que esta escala é a mais precisa da literatura, com erros individuais nas distâncias de aproximadamente 30%. Portanto, se faz necessária uma reanálise da distribuição de abundâncias químicas na conexão bojo-disco com esta escala. Adicionalmente, os novos dados publicados pelo grupo do IAG/USP ([Cavichia et al., 2010](#), de agora em diante CCM10) abrem a perspectiva para uma análise estatística mais precisa das abundâncias desta região interna da Galáxia. Este artigo pode

ser visto no apêndice desta tese.

2.2 A amostra de nebulosas planetárias e novas distâncias

Um grande número de escalas de distância estatísticas foi proposto na literatura, e duas delas foram adotadas para o estudo da distribuição das abundâncias químicas na região interna da Galáxia. Utiliza-se nesta tese as escalas de [Stanghellini et al. \(2008\)](#), referido como SSV08, e [Zhang \(1995\)](#), referido como Z95. Estas escalas são baseadas no método de Shklovsky mas com a introdução de uma relação entre a massa ionizada e o raio da nebulosa, como proposto por [Maciel e Pottasch \(1980\)](#).

Os critérios de seleção aplicados para buscar os objetos nos dois catálogos (SSV08 e Z95) foram:

- NPs com fluxo em 5 GHz menor que 100 mJy.
- Diâmetro óptico menor que 12".
- Coordenadas galácticas no intervalo $|\ell| \leq 10^\circ$ e $|b| \leq 10^\circ$.

As coordenadas galácticas foram utilizadas para restringir a amostra às NPs localizadas na direção do centro galáctico. A combinação dos outros dois critérios garante a exclusão de 90-95% das NPs que estão na direção do centro galáctico, mas apresentam distâncias galactocêntricas maiores que 4 kpc (ver por exemplo [Stasińska et al., 1998](#)). Estes critérios são usados comumente por outros autores para selecionar objetos do bojo, como por exemplo [Exter et al. \(2004\)](#), [Chiappini et al. \(2009\)](#), portanto a maioria dos objetos selecionados devem estar próximos ou no bojo. Parte das abundâncias químicas foi selecionada dos trabalhos publicados pelo grupo do IAG/USP ([Cavichia et al., 2010](#); [Escudero et al., 2004](#); [Escudero e Costa, 2001](#); [de Freitas Pacheco et al., 1992](#)). Outra parte foi selecionada de outros trabalhos da literatura como [Ratag et al. \(1997\)](#), [Exter et al. \(2004\)](#), [Górny et al. \(2004\)](#), [Perinotto et al. \(2004\)](#), [Köppen et al. \(1991\)](#), [Samland et al. \(1992\)](#), [Cuisinier et al. \(2000\)](#). Todos estes trabalhos estudam a mesma região de interesse deste projeto e, além disso, apresentam amostras significativas e homogêneas. Para mais detalhes sobre estes trabalhos consultar CCM10. Adicionando os dados da literatura aos dados publicados por CCM10, a presente amostra contém 140 objetos, como listados na tabela 2.1. Nesta

tabela, as colunas indicam o número PN G (Acker et al., 1992), o nome da nebulosa, e as distâncias galactocêntricas em kpc para as escalas de SSV08 e Z95.

Tabela 2.1 - Distâncias galactocêntricas das NPs da amostra.

PN G	Nome	R _{SSV08} (kpc)	R _{Z95} (kpc)
000.1-01.1	M3-43	—	1.81
000.2-01.9	M2-19	-0.30	0.63
000.3-04.6	M2-28	—	-0.70
000.4-02.9	M3-19	0.31	-0.73
000.7-02.7	M2-21	-2.20	—
000.7-03.7	M3-22	0.50	-0.63
000.7+03.2	Hen 2-250	—	1.07
000.9-04.8	M3-23	3.78	3.45
001.0+01.9	K1-4	6.06	—
001.2-03.0	H1-47	—	-2.07
001.2+02.1	Hen 2-262	-1.57	1.39
001.4+05.3	H1-15	-1.29	0.73
001.7-04.6	H1-56	—	-3.06
001.7+05.7	H1-14	1.73	2.24
002.0-02.0*	H1-45	-7.12	-0.36
002.0-06.2	M2-33	-1.09	-1.02
002.1-02.2	M3-20	0.44	2.71
002.1-04.2	H1-54	-4.39	-0.57
002.2-02.7	M2-23	3.75	-0.51
002.2-09.4	Cn1-5	2.83	3.70
002.4+05.8	NGC6369	6.92	—
002.6-03.4	M1-37	—	-0.62
002.6+08.1	H1-11	1.19	1.30
002.7-04.8	M1-42	2.53	3.15
002.7+01.6	H2-20	—	0.53
002.8-02.2	Pe2-12	—	-4.12
003.1+02.9	Hb4	2.98	—
003.1+03.4	H2-17	—	-0.98
003.2-06.1	M2-36	2.03	1.29
003.3-04.6	Ap1-12	3.42	—
003.4-04.8	H2-43	—	3.03
003.5-04.6	NGC6565	3.37	3.68
003.6-02.3	M2-26	-0.40	-1.46
003.7-04.6	M2-30	-1.55	-0.68
003.8-04.3	H1-59	-1.53	-3.18
003.8-04.5	H2-41	-0.85	-6.23
003.8+05.3	H2-15	-7.40	-8.96
003.9-02.3	M1-35	1.93	3.38
004.0-03.0	M2-29	-0.75	-2.01
004.0-05.8	Pe1-12	1.66	-2.33
004.1-04.3	H1-60	-2.24	-0.82
004.6+06.0	H1-24	—	0.89
004.8-05.0	M3-26	0.82	-0.82
004.8+02.0	H2-25	-3.45	-4.22
004.9+04.9	M1-25	1.50	3.11
005.0+04.4	H1-27	0.65	-2.94
005.2+05.6	M3-12	—	1.24
005.5-02.5*	M3-24	1.34	—
005.7-05.3	M2-38	1.24	-1.01
005.8-06.1	NGC6620	-1.19	1.61
005.8+05.1	H2-16	2.81	—
006.0-03.6	M2-31	—	3.14
006.1+08.3*	M1-20	-1.12	2.34
006.4-04.6*	Pe2-13	1.92	—
006.4+02.0	M1-31	2.94	4.10
006.8-03.4*	H2-45	1.89	—
006.8+04.1	M3-15	—	3.94
007.0-06.8	VY2-1	0.86	2.57
007.0+06.3*	M1-24	-1.00	—
007.1-06.0	H1-66	—	-1.70
007.2+01.8*	Hb6	3.78	—
007.5+07.4	M1-22	—	-4.02
007.8-04.4	H1-65	—	-2.25
008.0+03.9	NGC6445	6.64	—

Tabela 2.1 - Continuação

PN G	Nome	R _{SSV08} (kpc)	R _{Z95} (kpc)
008.1-04.7	M2-39	-4.02	-2.21
008.2-04.8	M2-42	-1.48	0.66
008.2+06.8*	Hen 2-260	-12.23	-3.62
008.3-07.3*	NGC6644	2.18	4.01
009.0+04.1	Th4-5	—	1.69
009.4-05.0	NGC6629	5.67	—
009.4-09.8	M3-32	1.85	1.57
009.6-10.6	M3-33	-1.45	—
009.8-04.6	H1-67	0.64	0.80
010.4+04.5	M2-17	—	0.85
010.7-06.4	IC4732	1.51	3.22
010.7-06.7	Pe1-13	-1.37	—
010.7+07.4*	Sa2-230	1.41	—
010.8-01.8	NGC6578	4.42	—
011.0+05.8	NGC6439	1.89	—
350.5-05.0*	H1-28	-1.93	—
350.9+04.4	H2-1	2.45	—
351.1+04.8	M1-19	-2.75	0.71
351.2+05.2	M2-5	—	0.80
351.6-06.2*	H1-37	-1.81	—
352.0-04.6	H1-30	—	2.88
352.1+05.1	M2-8	-1.39	1.05
352.6+03.0	H1-8	-0.91	—
353.7+06.3	M2-7	1.19	-1.00
354.2+04.3	M2-10	—	-2.73
355.1-02.9	H1-31	—	-3.78
355.1-06.9	M3-21	—	2.55
355.4-02.4	M3-14	2.33	1.58
355.4-04.0	Hf2-1	1.92	—
355.7-03.0	H1-33	-4.05	-1.23
355.7-03.4*	H1-35	2.15	2.03
355.9-04.2	M1-30	—	2.18
355.9+03.6*	H1-9	2.19	—
356.2-04.4	Cn2-1	-0.56	1.91
356.3-06.2 *	M3-49	-5.33	—
356.5-02.3	M1-27	3.41	4.27
356.5-03.9	H1-39	-7.28	-2.08
356.7-04.8	H1-41	2.37	1.51
356.8-05.4*	H2-35	1.86	—
356.9-05.8	M2-24	-1.52	-3.86
356.9+04.4	M3-38	-6.07	-0.65
356.9+04.5	M2-11	—	1.08
357.1-04.7	H1-43	-5.33	-3.59
357.1+03.6	M3-7	1.73	2.62
357.2-04.5	H1-42	1.94	3.22
357.2+07.4	M4-3	—	-0.37
357.3+03.3	M3-41	—	3.87
357.3+04.0	H2-7	—	-1.32
357.4-03.2	M2-16	1.05	2.18
357.4-03.5	M2-18	-7.74	-1.48
357.4-04.6	M2-22	-0.79	-1.97
357.5+03.2	M3-42	1.17	-1.78
357.6+01.7	H1-23	-1.74	1.89
357.6+02.6	H1-18	—	0.72
357.9-05.1	M1-34	—	2.15
358.2+03.5	H2-10	-5.35	-0.50
358.2+03.6	M3-10	-1.40	1.72
358.2+04.2	M3-8	0.96	0.78
358.3-02.5	M4-7	1.66	2.81
358.3+03.0*	H1-17	0.42	-0.59
358.5-04.2*	H1-46	-0.75	1.04
358.6+01.8	M4-6	—	1.76
358.6+07.8	M3-36	—	-6.05
358.7-05.2*	H1-50	-3.03	0.79
358.8+03.0	Th3-26	0.66	—
358.9+03.2	H1-20	0.64	2.91
358.9+03.3*	H1-19	-2.95	-0.51
359.1-01.7	M1-29	—	4.70
359.1-02.3	M3-16	1.30	1.50
359.3-03.1	M3-17	-3.60	-1.10
359.4-03.4	H2-33	0.54	-1.78

Tabela 2.1 - Continuação

PN G	Nome	R _{SSV08} (kpc)	R _{Z95} (kpc)
359.7-02.6	H1-40	0.84	0.36
359.8+03.7	Th3-25	-6.52	—
359.8+06.9	M3-37	-8.69	-5.50
359.9-04.5	M2-27	-4.45	2.68
359.9+05.1	M3-9	4.70	—

Nem todos os objetos desta amostra apresentavam distâncias calculadas por estas escalas. Desta forma, novas distâncias foram derivadas para estes objetos e os resultados são descritos a seguir. Um asterisco marca estas novas distâncias na tabela 2.1. As distâncias galactocêntricas dos objetos localizados além do centro galáctico são listadas com um sinal negativo. A extinção nesta região é muito alta, e as incertezas nas distâncias são grandes, alcançando 30% em alguns casos. Por exemplo, um objeto com distância heliocêntrica de 8 kpc de acordo com estas escalas pode ter a distância real entre 5.6 e 10.4 kpc. Portanto é improvável que estes objetos com distâncias negativas estejam localizados na realidade a uma distância muito além do bojo. Isto é um artefato produzido pelas incertezas nas distâncias estatísticas.

Distância é um parâmetro chave para o estudo da distribuição das abundâncias químicas na Galáxia. Como dito anteriormente, alguns dos objetos de nossa amostra não apresentam distâncias publicadas por [Stanghellini et al. \(2008\)](#). Sendo assim, com o objetivo de incluí-los em na presente análise sobre a distribuição das abundâncias químicas na conexão bojo-disco, foram calculadas novas distâncias para estes objetos. Nos casos onde o fluxo em 5 GHz não estava disponível, o fluxo equivalente a partir do fluxo $H\beta$ foi calculado usando a equação (6) de [Cahn et al. \(1992\)](#), a qual é mostrada na equação 2.1.

$$\log F(5GHz) = 26 - 16.452 + \log F(H\beta) + c_\alpha, \quad (2.1)$$

onde coeficiente de extinção logarítmico c_α é definido como ([Aller, 1984](#)):

$$\left[\frac{I(H\alpha)}{I_o(H\beta)} \right]_{exp} = \left[\frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} \right]_{obs} \times 10^{c_\alpha f(H\alpha)}. \quad (2.2)$$

A razão de fluxos do lado esquerdo desta equação é a razão dos fluxos corrigidos pela extinção interestelar e a razão do lado direito é a dos fluxos observados.

Utilizando a definição da lei de extinção, pode-se mostrar que:

$$c_\alpha f(H\alpha) = 0.4 E(B - V) \times \frac{A_{H\beta}}{E(B - V)} \times \left[\frac{A_\lambda/E(B - V)}{A_{H\beta}/E(B - V)} - 1 \right], \quad (2.3)$$

com

$$f(H\alpha) = \frac{A_{H\alpha}/E(B-V)}{A_{H\beta}/E(B-V)} - 1 \quad (2.4)$$

e

$$c_\alpha = 0.4E(B-V) \times \frac{A_{H\beta}}{E(B-V)}. \quad (2.5)$$

Considerando a lei de extinção de [Fitzpatrick \(1999\)](#), tem-se que $A_{H\beta}/E(B-V) = 3.615$. Substituindo este valor na equação 2.5, obtém-se:

$$c_\alpha = 1.446 \times E(B-V). \quad (2.6)$$

Substituindo 2.6 em 2.1, obtém-se o fluxo em 5 GHz em função do fluxo H_β :

$$\log F(5\text{GHz}) = 26 - 16.452 + \log F(H\beta) + 1.446 \times E(B-V). \quad (2.7)$$

As distâncias são calculadas a partir das equações de [Stanghellini et al. \(2008\)](#), a saber:

$$\log D_{\text{SSV}} = 3.06 + 0.37 \log \theta - 0.68 \log F(5\text{GHz}), \text{ se } \tau < 2.1 \quad (2.8)$$

$$\log D_{\text{SSV}} = 3.79 - 0.6 \log \theta - 0.2 \log F(5\text{GHz}), \text{ se } \tau > 2.1 \quad (2.9)$$

O parâmetro τ é o parâmetro de profundidade óptica, e foi calculado a partir da equação (2) de [Stanghellini et al. \(2008\)](#), que é mostrada na equação 2.10.

$$\tau = \log \frac{4\theta^2}{F(5\text{GHz})} \quad (2.10)$$

Os raios angulares foram retirados da literatura, a maioria de [Acker et al. \(1992\)](#). Alguns trabalhos mais recentes como [Tylenda et al. \(2003\)](#) e [Ruffle et al. \(2004\)](#) também forneceram raios angulares para o cálculo das distâncias. A coluna 6 da tabela 2.2 mostra as novas distâncias obtidas para estes objetos. Nesta tabela, a coluna 1 indica o número PN G, a coluna 2 o nome, a coluna 3 o diâmetro angular, a coluna 4 o fluxo em 5 GHz, e a coluna 5 o parâmetro de profundidade óptica.

As distâncias heliocêntricas foram convertidas em distâncias galactocêntricas adotando-se a distância solar ao centro da Galáxia como $R_0 = 8$ kpc, como sugerido por trabalhos recentes ([Gillessen et al., 2009](#); [Nishiyama et al., 2006](#); [Malkin, 2012](#)).

A figura 2.1 mostra as distribuições das NPs com respeito à distância galactocêntrica para a escala de distância de SSV08 (histograma da direita) e para a escala de distância de Z95 (histograma da esquerda). A figura também mostra um ajuste gaussiano para

Tabela 2.2 - Novas distâncias.

PN G	Nome	θ (arcsec)	F (mJy)	τ	d (kpc)
002.0-02.0	H1-45	0.8	20	2	15.1
005.5-02.5	M3-24	5.1	4.9	4.3	6.7
006.1+08.3	M1-20	0.8	50	1.7	8.1
006.4-04.6	Pe2-13	6.6	3.4	4.7	6.2
006.8-03.4	H2-45	4.6	9.7	3.9	6.2
007.0+06.3	M1-24	3.2	6.2	3.8	8.5
007.2+01.8	Hb6	2.5	240	2	4.3
008.2+06.8	Hen 2-260	0.5	10	1.9	20.4
008.3-07.3	NGC6644	1.3	100	1.8	6.1
010.7+07.4	Sa2-230	5	4	4.4	7.1
350.5-05.0	H1-28	3.9	1.5	4.6	9.9
351.6-06.2	H1-37	4.3	1.3	4.7	9.7
355.7-03.4	H1-35	1	90	1.7	5.9
355.9+03.6	H1-9	3.5	30	3.2	5.9
356.3-06.2	M3-49	4.9	0.2	5.7	13.2
356.8-05.4	H2-35	5.4	0.9	5.1	9.1
358.3+03.0	H1-17	0.5	40	1.4	7.9
358.5-04.2	H1-46	0.6	40	1.5	8.5
358.7-05.2	H1-50	0.7	30	1.8	10.9
358.9+03.3	H1-19	0.7	30	1.9	10.9

cada histograma, cuja média e o desvio padrão são, respectivamente: (0.6 ± 0.3) kpc e (2.6 ± 0.3) kpc para a escala de SSV08, e (0.6 ± 0.2) kpc e (2.5 ± 0.2) kpc para a escala de Z95. Para ambas as escalas, a média da gaussiana é consistente com as mais recentes determinações de distância do centro galáctico, que estão próximas de 8 kpc (Gillessen et al., 2009; Nishiyama et al., 2006), enquanto que as dispersões são maiores do que a esperada para o bojo (1.2 kpc). Isto é devido ao fato de que a dispersão encontrada é a convolução da real distribuição gaussiana do bojo, com um espalhamento extra introduzido pela relação massa-raio, usada para calcular as distâncias estatísticas.

2.3 Determinação da interface bojo-disco

A partir desta nova escala de distâncias estatísticas para NPs pode-se recalculer os resultados para a distribuição de abundâncias químicas do bojo e do disco interno obtidos por O. Cavichia em sua dissertação de mestrado. O método desenvolvido consiste na adaptação do método de Maciel et al. (2006) para o estudo da variação temporal do gradiente de abundâncias da Via Láctea. Primeiramente uma distância galactocêntrica R_L é escolhida, a qual define um limite para a amostra de NPs da região interna da

Figura 2.1: Distribuição das distâncias galactocêntricas para a escala de Z95 (esquerda) e para a escala de SSV08 (direita). Para cada histograma um ajuste gaussiano é mostrado. Ver o texto para mais detalhes.

Galáxia. Desta forma, a amostra é dividida em dois grupos: o grupo I é composto pelas NPs com distâncias galactocêntricas menores que R_L . O grupo II é composto pelas NPs com distâncias galactocêntricas maiores que R_L . Para cada grupo, a média das abundâncias e o desvio padrão da média são computados para cada elemento disponível: He, O, N, S, Ar, e Ne. Posteriormente a distância R_L é variada, considerando-se distâncias no intervalo de 0.1 a 3.6 kpc, em passos de 0.7 kpc para cada escala de distância estatística.

Os resultados são mostrados nas figuras 2.2 e 2.3 para as escalas de SSV08 e Z95, respectivamente. Em cada figura, o grupo I é representado por círculos preenchidos unidos por linhas contínuas e o grupo II por quadrados unidos por linhas tracejadas. Cada par de círculo/quadrado em cada gráfico representa a abundância média para aquele elemento adotando-se um dado limite para a interface bojo-disco. Portanto, cada par de pontos mostra como as diferenças entre os dois grupos evoluem em função da distância de separação R_L . Considerando os elementos mais pesados que o He, pode ser constatado que, em média, as abundâncias do grupo I são menores que as abundâncias do grupo II para ambas as escalas de distância. Isto é, na maioria dos casos os objetos do grupo I, que estão mais próximos do centro galáctico, tem abundâncias sistematicamente menores comparadas às do grupo II, para todos os valores de R_L . As principais exceções são as abundâncias de hélio para ambas as escalas, e as de argônio para a escala de Z95. Neste caso, estes elementos apresentam distribuições similares para os dois grupos. No caso do hélio, estes resultados não são uma surpresa, pois (a) este elemento é igualmente contaminado pelas estrelas progenitoras das NPs do bojo e do disco, e (b) o hélio não apresenta

nenhum gradiente radial mensurável (Maciel, 2000), em contraste com os demais elementos considerados.

Figura 2.2: Abundâncias médias das NPs pertencentes ao grupo I (círculos ligados por linhas contínuas) e ao grupo II (quadrados ligados por linhas tracejadas) para a escala de SSV08. A abcissa fornece a distância galactocêntrica R_L que divide a amostra, considerada no intervalo 0 – 4 kpc. As barras de erro indicam o erro padrão da média para cada subamostra.

Examinando a figura 2.2, pode-se ver que para os elementos α (O, S, e Ar), as diferenças entre as duas amostras alcançam um mínimo para $1.5 < R_L < 2.5$ kpc, onde ela é da ordem de 0.1 dex ou menor. Na figura 2.3, para os elementos α a diferença mínima ocorre para $1.5 < R_L < 2$ kpc. Para o neônio, a diferença entre as abundâncias dos dois grupos é da ordem de 0.2 dex, enquanto que para os outros elementos esta diferença é da ordem de 0.15 dex. Para o argônio esta diferença não é clara, o que é esperado já que os fatores de correção de ionização (ver seção 3.2 do próximo capítulo) usados para calcular as abundâncias deste

elemento estão sujeitos a grandes incertezas.

Figura 2.3: Igual a figura 2.2 para a escala de Z95.

2.3.1 Teste Kolmogorov-Smirnov

Pretende-se nesta seção encontrar a distância que melhor separa os dois grupos. Neste caso, será possível estabelecer um valor para a distância galactocêntrica da interface bojo-disco da população de massa intermediária representada pela amostra de NPs. Com o objetivo de encontrar esta distância, foi utilizado o teste Kolmogorov-Smirnov para os grupos I e II em cada passo do procedimento descrito anteriormente. O teste retorna a probabilidade das duas populações terem sido originadas da mesma distribuição. Pequenas probabilidades mostram que a distribuição cumulativa do grupo I é significativamente diferente do grupo II. Os resultados são mostrados na figura 2.4. Para cada elemento, as

probabilidades são mostradas em função da distância R_L . Para cada passo de distância, a barra da esquerda representa a probabilidade para a escala de SSV08 e a barra da direita a probabilidade da escala de Z95. As menores probabilidades são alcançadas para a distância de 1.5 kpc para a escala de Z95 para os elementos O, S, Ar, e Ne.

Figura 2.4: Probabilidade Kolmogorov-Smirnov para cada elemento como função da distância limite R_L dos grupos I e II. Para cada distância R_L , as barras da esquerda e direita correspondem as escalas de SSV08 e Z95, respectivamente.

Tabela 2.3 - Probabilidades Kolmogorov-Smirnov.

R_L (kpc)	$P(R_L)$ SSV08						$P(R_L)$ Z95					
	0.1	0.8	1.5	2.2	2.9	3.6	0.1	0.8	1.5	2.2	2.9	3.6
He	0.574	0.865	0.379	0.118	0.080	0.293	0.003	0.0026	0.022	0.763	0.971	0.767
N	0.053	0.075	0.335	0.103	0.099	0.647	0.0819	0.208	0.097	0.390	0.124	0.262
O	0.014	0.001	0.058	0.001	0.001	0.008	0.015	0.012	0.0051	0.560	0.459	0.126
S	0.022	0.074	0.370	0.154	0.077	0.583	0.352	0.047	0.0334	0.917	0.344	0.799
Ar	0.720	0.864	0.989	0.394	0.508	0.845	0.586	0.295	0.0188	0.185	0.285	0.070
Ne	0.014	0.046	0.128	0.001	0.000	0.007	0.009	0.059	0.0056	0.017	0.111	0.092

As probabilidades para cada elemento são listadas na tabela 2.3 e os menores valores são listados em negrito. A partir desta tabela, é evidente que para a escala de Z95 as menores probabilidades acontecem para a distância de 1.5 kpc para todos os elementos

α . Por outro lado, a escala de SSV08 não mostra apenas um único valor para as menores probabilidades. De fato, considerando apenas os elementos α , nenhuma distância é igual. Por outro lado, examinando a figura 2.2 em detalhe, percebe-se que existe um degrau nas distribuições radiais de abundâncias para os elementos α em 2.2 kpc. A partir deste resultado e da tabela 2.3, a conclusão mais segura que se pode ter é que $R_L < 2.9$ kpc baseado na escala de SSV08.

2.3.2 Distribuição de abundâncias

As figuras 2.5 e 2.6 mostram as distribuições de abundâncias para as escalas de Z95 e SSV08 adotando-se as distâncias da interface bojo-disco R_L como 1.5 e 2.2 kpc, respectivamente. Os histogramas não preenchidos representam as distribuições de abundâncias do grupo I e os histogramas preenchidos representam as dos objetos do grupo II. O número de objetos em cada grupo é mostrado em cada gráfico. Na figura 2.5 pode-se notar que a distribuição de oxigênio para o grupo I é mais larga que para o grupo II, enquanto que a maioria dos objetos do grupo II apresentam abundâncias centradas em 8.5 dex. Os outros elementos α também apresentam este comportamento onde o grupo I está deslocado para abundâncias menores comparadas às abundâncias do grupo II. Contudo estas diferenças não são superiores aos erros individuais nas abundâncias.

Entre os elementos α , o neônio mostra a maior diferença entre as duas distribuições. No entanto, é preciso cautela com este resultado. Em um estudo recente, [Milingo et al. \(2010\)](#) encontraram algumas evidências que as abundâncias de neônio apresentam alteração durante a evolução da estrela progenitora. Esta alteração poderia ser explicada considerando-se a reação de troca de carga: $O^{++} + H^0 \rightarrow O^+ + H^+$ (ver [Peimbert et al., 1995](#), e referências aí contidas). Como o ICF do neônio depende inversamente da abundância do íon O^{++} , a reação de troca de carga poderia aumentar a abundância elemental do neônio. Se esta alteração for real, a abundância do neônio não representa a abundância do meio interestelar na época da formação da estrela progenitora. Portanto, a distribuição de neônio deve ser interpretada com cautela.

Na figura 2.6 são mostradas as distribuições de abundâncias para a escala de SSV08. A distribuição de oxigênio é mais larga para os objetos do grupo I e os valores estão entre 8.0 e 9.3 dex. O mesmo comportamento é visto que para o caso da escala de Z95: comparadas

Figura 2.5: Distribuição de abundâncias para os grupos I e II utilizando a escala de Z95. O grupo I é representado pelos histogramas não preenchidos. Os histogramas preenchidos representam o grupo II. O número de objetos em cada grupo é mostrado no topo.

com os objetos do grupo I, as distribuições dos elementos α do grupo II mostram uma tendência para abundâncias maiores.

Tabela 2.4 - Abundâncias médias dos grupos I e II para cada escala de distância.

Elemento	SSV08		Z95	
	Grupo I	Grupo II	Grupo I	Grupo II
He/H	0.110 ± 0.004	0.099 ± 0.009	0.111 ± 0.004	0.117 ± 0.004
$\epsilon(N)$	8.02 ± 0.06	8.22 ± 0.10	8.07 ± 0.06	8.25 ± 0.08
$\epsilon(O)$	8.49 ± 0.04	8.69 ± 0.06	8.50 ± 0.04	8.64 ± 0.07
$\epsilon(S)$	6.62 ± 0.05	6.74 ± 0.14	6.68 ± 0.06	6.84 ± 0.07
$\epsilon(Ar)$	6.37 ± 0.05	6.56 ± 0.07	6.38 ± 0.05	6.48 ± 0.08
$\epsilon(Ne)$	7.74 ± 0.05	8.00 ± 0.12	7.64 ± 0.07	7.95 ± 0.07

A tabela 2.4 mostra as abundâncias médias e o erro padrão da média para os grupos I e II, adotando-se as distâncias de separação R_L de 1.5 e 2.2 kpc para as escalas de Z95 e SSV08, respectivamente. Apesar destas abundâncias serem similares, refletindo a grande dispersão de abundâncias nesta região, algumas importantes diferenças aparecem. Em

Figura 2.6: O mesmo que a figura 2.5 para a escala de SSV08.

particular, as abundâncias de N, O, S, Ar, e Ne são *menores* para o grupo I comparadas às do grupo II para as duas escalas de distância. Considerando a escala de SSV08, para os elementos N e O, a diferença entre os dois grupos é 0.20 dex. Para S, Ar, e Ne ela é 0.12, 0.19, e 0.26 dex, respectivamente. Apesar do fato dessas diferenças não serem maiores que os erros individuais das abundâncias, pode-se obter importantes conclusões a respeito desses resultados. O erro padrão da média é pequeno uma vez que ambos os grupos apresentam um número elevado de objetos e, portanto, a diferença entre os dois grupos é estatisticamente significativa. Isto pode ser visto considerando-se os limites de confiança de 90% e 68% para cada grupo. Apesar de existirem algumas sobreposições entres as distribuições, para os elementos N, O, Ar, e Ne, as diferenças são estatisticamente significativas considerando-se o limite de confiança de 68% para cada grupo utilizando-se a escala de SSV08. Somente a distribuição de enxofre não é estatisticamente diferente considerando-se este método. Para a escala de distância de Z95, as distribuições de N, O, e S para cada grupo são significantemente diferentes considerando-se os mesmos limites

de confiança. As distribuições de neônio são estatisticamente diferentes considerando-se o limite de confiança de 90% para esta escala. Estes resultados são uma indicação importante que as NPs do bojo (grupo I) não seguem as tendências daquelas pertencentes ao disco interno (grupo II), como será discutido mais adiante.

Relaxar a hipótese adotada que os objetos com distâncias negativas pertencem ao bojo, não mudaria as principais conclusões obtidas. Foram realizados alguns testes excluindo-se estes objetos da amostra, sendo as principais conclusões mantidas: os objetos do bojo apresentam menores abundâncias de elementos α comparados aos objetos do disco interno. Adotar distâncias positivas para estes objetos faz a separação entre os grupos ser menos clara, pois a mistura entre as duas populações é aumentada. Mas, mesmo neste caso, os objetos do bojo apresentam menores abundâncias comparados aos objetos do disco interno.

As distâncias galactocêntricas de 1.5 e 2.2 kpc para as escalas de Z95 e SSV08 marcam o limite entre os grupos I e II de tal forma que estes grupos apresentam a separação mais provável do ponto de vista das abundâncias químicas, como mostrado através do teste Kolmogorov-Smirnov. A distância de 2.2 kpc para a escala de SSV08 foi encontrada através de uma inspeção visual na distribuição radial de abundâncias. Em ambos os casos, os objetos do grupo I apresentam menores abundâncias que os objetos do grupo II, cujas distâncias galactocêntricas são maiores que a distância limite R_L .

Dado que o bojo e o disco apresentam características químicas distintas, como por exemplo o gradiente radial de abundâncias encontrado no disco, ou o grande espalhamento de abundâncias do bojo, espera-se a existência de uma distância galactocêntrica R_L que melhor separe estas duas populações. A análise realizada neste projeto aponta para $R_L = 1.5$ kpc para a escala de Z95 e $R_L < 2.9$ kpc para a escala de SSV08. Portanto, através desta análise, pode-se assinalar que os objetos pertencentes ao grupo I fazem parte do bojo da Galáxia, enquanto que os objetos pertencentes ao grupo II são parte do disco interno. Discussões sobre as implicações deste resultado no entendimento da estrutura da Galáxia serão feitas nas considerações finais deste trabalho.

Os resultados deste capítulo estão publicados ([Cavichia et al., 2011](#)) e o artigo decorrente dos resultados aqui discutidos pode ser visto no apêndice desta tese.

Nebulosas planetárias na direção central da Via Láctea

Neste capítulo, são apresentados os resultados das observações de uma amostra de nebulosas planetárias localizadas na direção central da Via Láctea. Devido ao fato das nebulosas planetárias fornecerem abundâncias com boa precisão de vários elementos que são difíceis de ser estudados em estrelas, estes resultados proverão uma visão muito mais precisa da distribuição de abundâncias do bojo da Galáxia, melhorando consideravelmente os vínculos observacionais para os modelos de evolução de estrelas de massa intermediária, bem como para os modelos de evolução química da Galáxia. Devido à sua natureza, as nebulosas planetárias têm um tempo de vida curto e, portanto, as abundâncias já derivadas apresentam um favorecimento para objetos mais brilhantes e jovens. Estes novos dados obtidos com o telescópio SOAR nos permitirão uma extensão considerável de nossa base de dados, incluindo objetos antigos do bojo e de baixo brilho superficial, que se encontram no limite inferior da função de luminosidade das nebulosas planetárias desta estrutura esferoidal.

3.1 Observações

3.1.1 Configuração instrumental

Durante este projeto, ao longo de 3 anos foram feitas observações de nebulosas planetárias localizadas na direção do centro galáctico. As observações foram realizadas nos anos de 2009, 2010, e 2011 no telescópio SOAR de 4.1 m de diâmetro, localizado em Cerro Pachón no Chile a uma altitude de 2.701 m. Em 2009 foram concedidas 13h de observação no modo fila, enquanto que as demais foram realizadas por observação remota utilizando-se a sala de observação remota do IAG/USP durante duas noites para cada ano. Em 2009

esta sala ainda estava em fase de testes, por isto o modo fila foi utilizado. Porém este modo de observação não se mostrou adequado para os objetos deste projeto. Isto se deve ao fato de não existirem observações fotométricas ou espectrofotométricas destes objetos na literatura. Desta forma não foi possível estimar os tempos de integração para estas NPs previamente às observações. Como nesta região de observação existe uma extinção interestelar muito alta, os tempos de integração deveriam ser ajustados para que a parte azul do espectro tivesse uma razão sinal-ruído (S/N) adequada para os cálculos das abundâncias químicas. Com o modo fila isto não foi possível, e a maioria dos tempos de exposição foram subestimados. Portanto, para a execução deste projeto os tempos de integração deveriam ser estimados no momento da observação, calculando-se a razão sinal ruído (S/N) das linhas mais fracas, sobretudo a linha $[\text{NII}]\lambda 5755 \text{ \AA}$, que é muito importante para a determinação da temperatura eletrônica do $[\text{NII}]$. Isto pôde ser feito com as observações remotas em 2010 e 2011, onde os tempos de integração foram estimados para que estas linhas mais fracas atingissem $S/N \sim 5$.

Nestas observações, utilizou-se o espectrógrafo Goodman com redes VPH de 300 l/mm e 600 l/mm e fendas de $1.35''$ e $1.68''$. Este espectrógrafo conta com um CCD Fairchild 4k x 4k, o qual foi utilizado com duas configurações de binagem: 2×2 e 1×2 , com uma frequência de leitura em 100 KHz. Nesta configuração, a escala do plano focal é de $0.30''/\text{pix}$ e a dispersão média é $2.63 \text{ \AA}/\text{pix}$ para a rede de 300 l/mm e $1.3 \text{ \AA}/\text{pix}$ para a rede de 600 l/mm. Com a rede de 300 l/mm, o elemento de resolução para a fenda de $1.35''$ é 4.5 pixels ou $11.84 \text{ \AA}$, e o comprimento de onda central é $6235 \text{ \AA}$. Desta forma, a resolução média da observação é de $R = 527$. Com a rede de 600 l/mm e a mesma fenda, obtém-se uma resolução média de $R = 1030$. A princípio, por ter uma cobertura espectral grande (da ordem de $5370 \text{ \AA}$), a rede de 300 l/mm seria mais adequada para a observação dos objetos deste projeto. No entanto, a eficiência desta rede é da ordem de 30% menor do que para a rede de 600 l/mm. Além disto, a rede de 300 l/mm apresenta muitas franjas de interferência na parte vermelha do espectro e um grande espalhamento de luz na região azul do espectro, como é mostrado na figura 3.1.

Combinando-se estes efeitos com a ineficiência da rede de 300 l/mm, optou-se em utilizar nas observações de 2011 a rede de 600 l/mm. Os ângulos originais desta rede e da câmera tiveram que ser alterados para os valores 10.414° e 21.438° , respectivamente. Estes

Figura 3.1: Exemplos de imagens flat-field com a rede de 300 l/mm (imagem superior) e com a rede de 600 l/mm (imagem inferior).

novos ângulos permitiram uma cobertura espectral adequada que garantiu a observação das linhas $H\beta\lambda 4861 \text{ \AA}$ e o par $[OII]\lambda 7320 + 30 \text{ \AA}$. A primeira é muito importante para a determinação extinção interestelar e para o cálculo das abundâncias relativas ao hidrogênio. Já o par do $[OII]$ é importante para a determinação da abundância iônica do oxigênio O^+ .

Figura 3.2: Esquema do espectrógrafo Goodman.

Um esquema do espectrógrafo Goodman é mostrado na figura 3.2. A luz entra no espectrógrafo pela parte superior esquerda e passa pelos seguintes componentes até chegar à câmera localizada na parte inferior direita:

1. Montagem onde as fendas são trocadas (azul claro)
2. Tubo colimador (grande tubo cinza)
3. Roda de filtros (roda azul escura)
4. Rede de difração (entre a roda de filtros e o obturador, em vermelho)
5. Obturador (caixa cinza na frente da câmera óptica)
6. Câmera óptica (tubo cinza no lado direito)

A montagem amarela é um componente que gira a câmera em até 90 graus, e os compensadores de flexão são os componentes cinzas localizados perto das extremidades da câmera óptica.

3.1.2 A amostra de nebulosas planetárias

Os objetos foram selecionados em sua maior parte do trabalho de [Jacoby e Van de Steene \(2004\)](#) e alguns do catálogo MASH ([Parker et al., 2006](#)). A maioria dos objetos está na direção do centro da Galáxia com $\ell \sim 0$ e $|b| < 3^\circ$. Como mencionado anteriormente, esta região ainda é pobre em objetos com abundâncias químicas calculadas. Um dos fatores é a alta extinção interestelar nesta região. A luz precisa atravessar todo o plano do disco para que se possa observar estas NPs, desta forma há uma grande perda da luz original emitida. Além disto, as densidades de objetos, gás e poeira aumentam consideravelmente na direção do centro da Galáxia, colaborando para a extinção interestelar.

O registro das observações pode ser visto na tabela 3.1, onde a coluna 1 lista o PN G, a coluna 2 o nome de cada NP, as colunas 3 e 4 a ascensão reta e declinação, as colunas 5 e 6 as coordenadas galácticas longitude e latitude, a coluna 7 o tempo de exposição, e a coluna 8 a data de observação. Em cada noite foram observadas duas estrelas padrão espectrofométricas para a calibração em fluxo. Também foram feitas 40 imagens *bias* e 10 imagens *flat-field* com a fenda de 1.35" para as observações de 2010 e com a fenda de 1.68"

para as observações de 2011. Foram feitas também 10 imagens *flat-field* com a fenda de 10'' para as estrelas padrão.

Tabela 3.1 - Log das observações realizadas com o SOAR.

PN G	Nome	RA (J200)	DEC (J200)	ℓ (graus)	b (graus)	T _{exp} (s)	Data
000.1-01.2	JaSt 75	17 50 48.01	-29 24 43.80	000.1762	-01.2141	2400	Jun 27, 11
000.2+01.7	JaSt 19	17 39 39.38	-27 47 22.58	000.28	+01.72	2400	Jun 08 , 10
000.2-01.4	JaSt 79	17 51 53.63	-29 30 53.41	000.21	-01.47	2400	Jun 08 , 10
000.3+04.2	RPZM 21	17 30 12.3	-26 21 01	000.36	+04.27	2400	Jun 07, 10
– ¹	JaSt 23	17 40 23.32	-27 49 11.7	000.3448	+01.5656	2400	Jun 28, 11
000.4+01.1	JaSt 36	17 42 25.20	-27 55 36.36	000.49	+01.13	1800	Jun 07 , 10
000.5+01.9	JaSt 17	17 39 31.22	-27 27 46.77	000.5453	+01.9181	2400	Jun 28, 11
000.6-01.0	JaSt 77	17 51 11.65	-28 56 27.20	000.63	-01.05	1200	Jun 07 , 10
001.0+01.3	JaSt 41	17 42 49.96	-27 21 19.68	001.03	+01.35	2400	Jun 08 , 10
001.5+01.5	JaSt 46	17 43 30.43	-26 47 32.3	001.5836	+01.5188	2400	Jun 28, 11
001.6+01.5	JaSt 42	17 43 17.06	-26 44 17.67	001.60	+01.59	2400	Jun 08 , 10
001.7+01.3	JaSt 52	17 44 37.30	-26 47 25.23	001.72	+01.31	1x300 1x2400	Jun 08 , 10
004.3-01.4	–	18 01 18.9	- 25 53 21	004.39	-01.45	1800	Jun 07, 10
008.8+03.8	PTB 13	17 51 08.7	-19 25 47	008.8031	+03.8176	2400	Jun 28, 11
351.5-03.4	–	17 38 11.0	-37 53 41	351.5653	-03.4046	300	Jun 27, 11
358.4+01.7	JaSt 2	17 35 00.96	-29 22 15.7	358.4026	+01.7314	2400	Jun 27, 11
358.5-01.7	JaSt 64	17 48 56.04	-31 06 41.95	358.51	-01.74	2x900	Jun 07 , 10
358.9-01.5	JaSt 65	17 49 20.02	-30 36 05.57	358.99	-01.55	1800	Jun 07, 10
359.5-01.2	JaSt 66	17 49 22.10	-29 59 27.00	359.52	-01.24	2400	Jun 08 , 10
359.5-01.2	JaSt 66	17 49 22.10	-29 59 27.00	359.52	-01.24	2400	Jun 27 , 11
359.5-01.3	JaSt 68	17 49 49.1	-30 03 03.00	359.5184	-01.3584	2400	Jun 28, 11

¹ SSTGLMC 000.3447+01.5656

3.2 Redução dos dados e cálculo das abundâncias (PNePack)

Durante este projeto foi desenvolvido em colaboração com Daniel Moser (IAG/USP) um script utilizando as linguagens IRAF e Python, para a redução de dados espectrofotométricos dos telescópios LNA e SOAR. O pacote do IRAF desenvolvido recebeu o nome de PNePack e realiza a redução dos dados e calibração em comprimento de onda e fluxo (PNeReduc), extração automática ou manual dos fluxos das linhas (PNeFlux), cálculos da extinção interestelar (PNeDeredden), cálculos de parâmetros físicos e abundâncias (PNeCalc). A seguir são descritos os processos realizados por cada *task* do programa.

3.2.1 Redução dos dados: PNeReduc

O primeiro passo na redução dos dados com o PNeReduc é criar as listas de objetos, estrelas padrão, imagens *flat* para os objetos, imagens *flat* para as estrelas padrão, imagens *bias*, e lâmpadas de calibração.

O PNeReduc irá corrigir os dados adquiridos pelo CCD de erros aditivos (*bias*) e multiplicativos (*flat*). Para corrigir os erros aditivos, que na verdade são originados de ruídos de leitura do CCD, tipicamente são feitas 30 exposições de tempo nulo com o obturador fechado no começo e no final da missão. Os CCDs usados são resfriados a temperaturas criogênicas (77 K) e, portanto, os dados não necessitam de correção de *dark* (corrente de escuro). Posteriormente as imagens *bias* são combinadas pela mediana e esta imagem combinada é então subtraída das imagens científicas.

Os erros multiplicativos podem surgir de várias fontes: diferenças de eficiência quântica pixel a pixel, diferenças de iluminação (*vignetting*), e imagens dos grãos de poeira que estão no espelho do telescópio. As imagens *flat* são obtidas com o obturador aberto e a luz captada pelo telescópio provém da luz de uma lâmpada incandescente no caso do LNA e de uma lâmpada de quartzo no caso do SOAR. Se comparadas com o fundo do céu escuro, estas lâmpadas são usualmente mais vermelhas e possuem uma componente infravermelha significativa. Isto introduz altas contagens na região vermelha do CCD se comparado à região azul. Como as imagens científicas são divididas por estas imagens normalizadas de *flat*, isto aumentará as contagens do lado azul do espectro e diminuirá as contagens do lado vermelho. Este efeito é corrigido com uma *task* do IRAF chamada *boxcar*, que tem como propósito suavizar os efeitos de iluminação nas imagens *flat*, removendo o padrão de iluminação em grande escala, porém conservando os efeitos de resposta em pequenas escalas, isto é, pixel a pixel. As imagens *flat* são combinadas, e o resultado é dividido por esta imagem suavizada, criando-se então uma imagem *flat* normalizada. Por último as imagens científicas foram divididas pela imagem *flat* normalizada.

Posteriormente é necessário obter o perfil espectral (imagens com uma dimensão espacial). Primeiramente é preciso encontrar o espectro na imagem. Isto é feito manualmente, examinando um corte ao longo do eixo espacial e indicando o pico apropriado com o cursor, pois, no caso das NPs estudadas neste projeto, nem sempre o espectro do objeto de interesse é o mais intenso na imagem. Em seguida define-se a janela de extração e o céu.

Contudo, para NPs na direção do bojo, onde o campo é muito rico em objetos, a região do céu deve ser definida em pequenas faixas entre os objetos.

Pode-se assumir que o eixo espacial é exatamente ao longo das colunas, porém o espectro não será exatamente perpendicular ao eixo espacial (isto é, o espectro não é exatamente paralelo ao eixo de dispersão teórico definido), pois na maioria das vezes o acoplamento do CCD com o espectrógrafo não está alinhado para tal configuração. Além disso, o centro exato do perfil espacial mudará um pouco ao longo do eixo de dispersão conforme a posição do telescópio, devido aos desvios na estrutura óptica do telescópio, do espectrógrafo e da câmara CCD. Portanto é preciso traçar o centro do perfil espacial como função do eixo de dispersão.

Em cada ponto ao longo do eixo de dispersão, as colunas dentro da janela de extração são somadas e o céu é subtraído. Esta soma é feita utilizando-se como peso estatístico a variância, que privilegia os valores com alta razão sinal-ruído. A etapa de subtração do céu não é feita nas lâmpadas de calibração, que são lâmpadas de He-Ar para o LNA e de HgAr ou CuAr para o SOAR, utilizadas na calibração em comprimento de onda.

Cada objeto teve um espectro de lâmpada de calibração medido. Estas lâmpadas possuem o comprimento de onda das linhas de emissão tabelados, o que permite fazer uma correlação entre o comprimento de onda e o pixel correspondente. Tal correlação foi feita utilizando uma função Chebyshev de ordem entre 4 e 5. O PNeReduc utiliza a calibração anterior como referência para a próxima imagem, simplificando a etapa de identificação de linhas.

A calibração em fluxo, última etapa do PNeReduc é realizada encontrando-se a função sensibilidade do sistema como uma função do comprimento de onda, ou seja, uma correlação entre as contagens e o fluxo para cada comprimento de onda. Esta função é determinada a partir de uma média entre as funções obtidas para cada estrela-padrão. Na medição de cada objeto utiliza-se sua massa de ar para a correção da extinção atmosférica, e a função sensibilidade para a calibração final do fluxo.

3.2.2 Extração dos fluxos: PNeFlux

O usuário do programa tem duas opções para extrair os fluxos: manualmente ou automaticamente. Caso o espectro seja de baixo sinal-ruído, é recomendável a extração manual

dos fluxos. Neste caso, os fluxos salvos no arquivo `splot.log` serão automaticamente lidos pelo programa. Se o usuário optar pela extração automática, existe na base de dados do programa uma lista de linhas emissão que será usada para a extração dos fluxos. Nesta etapa, o programa calculará a diferença de comprimento de onda do espectro observado e do espectro em repouso e se a diferença da linha encontrada pela linha de laboratório não for superior a 4 Å, o programa extrairá a linha identificada. São feitas 5 tentativas para o ajuste gaussiano da linha, cada vez em um nível diferente de contínuo. Em todos os casos, a linha somente será aceita se o fluxo não for nulo, e o valor da largura à meia altura (FWHM) < 25 Å. Se todos os fluxos forem válidos, o fluxo final será a mediana dos 5 fluxos. Caso contrário, o fluxo computado é a média dos ajustes. Se em um determinado ajuste a linha apresentar um fluxo maior ou menor que a média dos ajustes anteriores por um fator dois ou mais, este fluxo é considerado ruído e não será computado.

3.2.3 Correção da extinção interestelar: *PNeDeredden*

Os fluxos obtidos necessitam de mais uma correção: a extinção interestelar. Em uma nebulosa planetária, as densidades e temperaturas eletrônicas típicas são da ordem de 5000 partículas/cm³ e 10000 K, respectivamente. Para estes valores a razão $H\alpha/H\beta$ não varia significativamente com relação às flutuações de densidade e temperatura da região (Osterbrock, 1989), podendo-se adotar 2.85 como um valor típico, de acordo com a teoria de recombinação. A correção da extinção interestelar é feita aplicando-se a relação

$$\log \left[\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} \right]_{\text{teórico}} = \log \left[\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} \right]_{\text{observado}} + 0.4E(B-V) \left[\frac{A_\lambda - A_{H\beta}}{E(B-V)} \right]. \quad (3.1)$$

Com esta expressão o valor do excesso de cor $E(B-V)$ é determinado a partir das razões $H\alpha/H\beta$ teórica e observada, aplicando-se a curva de extinção $(A_\lambda - A_{H\beta})/E(B-V)$ dada por Fitzpatrick (1999). Esta curva de extinção é um polinômio de grau 7 da seguinte forma

$$\left[\frac{A_\lambda}{E(B-V)} \right] = 0.00001 + 0.22707x + 1.95243x^2 - 2.67596x^3 + 2.6507x^4 - 1.26812x^5 + 0.27549x^6 - 0.02212x^7 \quad (3.2)$$

sendo $x = 1/\lambda$ [μm^{-1}].

Portanto, substituindo a curva de extinção para cada comprimento de onda dada pela equação 3.2 na equação 3.1, pode-se corrigir os fluxos observados pela extinção interestelar.

O programa PNeDeredden também utiliza a lei de [Cardelli et al. \(1989\)](#) para a correção da extinção interestelar caso o usuário deseje.

3.2.4 Diagnóstico de plasma e cálculo das abundâncias: PNeCalc

A densidade eletrônica pode ser determinada considerando-se dois níveis de energia k e j , com $E_k > E_j$. O coeficiente de emissão de Einstein A_{jk} exprime a probabilidade por unidade de tempo de que um átomo no estado de excitação k sofra espontaneamente uma transição para o estado j , de menor energia, com emissão de um fóton. Portanto, o produto $n_k A_{jk}$ denota o número de transições espontâneas do nível k para o nível j , por unidade de volume, por unidade de tempo. Sendo assim, para um íon com três níveis de energia 1, 2 e 3, como é o caso do S^+ ($^4S_{3/2}$, $^2D_{3/2}$ e $^2D_{5/2}$, respectivamente), tendo em conta apenas colisões com elétrons, pode-se expressar a razão das intensidades emitidas nas transições $3 \rightarrow 1$ e $2 \rightarrow 1$ como

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31} E_{31}}{n_2 A_{21} E_{21}} = \frac{g_3 A_{31} \nu_{31}}{g_2 A_{21} \nu_{21}} \left[\frac{1 + (A_{21}/n_e \gamma_{21})}{1 + (A_{31}/n_e \gamma_{31})} \right] e^{-E_{32}/kT_e}, \quad (3.3)$$

onde $E_{kj} = h\nu_{kj}$ é a energia do fóton liberado na transição.

A diferença de energia entre os níveis $^2D_{5/2}$ e $^2D_{3/2}$ é de aproximadamente 0.004 eV, e, para uma temperatura típica de uma nebulosa planetária da ordem de 10^4 K, o produto kT_e é da ordem de 0.86 eV. Portanto, o termo exponencial da equação 3.3 é aproximadamente 1. Desta forma, esta equação depende essencialmente da densidade eletrônica e de parâmetros atômicos. Logo, conhecendo-se a razão das intensidades das linhas 6716 Å e 6730 Å, é possível estimar a densidade eletrônica da NP.

A temperatura eletrônica é encontrada de maneira similar à densidade eletrônica, a partir das razões de linhas do [OIII] $\lambda 4959, 5007/4363$ Å ou das razões de linhas do [NII] $\lambda 6548, 6584/5754$ Å. No caso deste projeto, as NPs estão sujeitas a uma grande extinção interestelar, e as linhas de emissão localizadas na região azul do espectro são de difícil observação. Logo, a linha do [OIII] 4363 Å, necessária para o cálculo da temperatura eletrônica do [OIII], não pôde ser observada em nenhum dos espectros coletados. Desta forma, a determinação da temperatura eletrônica foi feita apenas pelas linhas do [NII], localizadas mais para o vermelho no espectro.

No limite de baixas densidades, toda excitação colisional resultará na emissão de um fóton, e os estados superiores somente podem ser povoados por excitação colisional a partir

do estado fundamental. Neste caso a probabilidade de transição entre os níveis $3 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 1$ através de excitação colisional é essencialmente zero.

A razão entre as intensidades das linhas 6548+6584 Å e 5755 Å é dada por:

$$\frac{I_{6548} + I_{6584}}{I_{5755}} = \frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{n_2 \nu_{21} A_{21}}{n_3 \nu_{32} A_{32}}. \quad (3.4)$$

Pode-se mostrar que existe uma relação entre o coeficiente de desexcitação colisional γ_{kj} e a força de colisão Ω_{jk} (Maciel, 2002, p. 128) dada por:

$$\gamma_{kj} = \frac{h^2 \Omega_{jk}}{g_k (2\pi m_e)^{3/2} (kT_e)^{1/2}}, \quad (3.5)$$

onde g_k é o peso estatístico, m_e a massa do elétron, e h a constante de Planck.

Logo, a equação 3.4 pode ser reescrita em termos desses parâmetros:

$$\frac{I_{6548} + I_{6584}}{I_{5755}} = \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{13}} \left(\frac{\nu_{21}}{\nu_{32}} \right) \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{32}} e^{E_{32}/kT_e}. \quad (3.6)$$

Esta equação é válida somente para baixas densidades. No caso mais geral, para densidades mais altas, introduz-se um fator de correção para desexcitação colisional. Tal fator de correção é expressado por $\frac{A_{21}}{\gamma_{21} + A_{21}}$.

Incluindo este fator de correção na equação 3.6, encontra-se:

$$\frac{I_{6548} + I_{6584}}{I_{5755}} = \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{13}} \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{32}} \frac{\nu_{21}}{\nu_{32}} \left\{ \frac{A_{21}}{h^2 \Omega_{12} / [g_2 (2\pi m_e)^{3/2} (kT_e)^{1/2}] + A_{21}} \right\} e^{E_{32}/kT_e}. \quad (3.7)$$

Esta equação depende essencialmente de parâmetros atômicos e da temperatura e, portanto, pode ser utilizada para obter a temperatura eletrônica através da razão das intensidades das linhas do [NII]. Substituindo os valores dos parâmetros atômicos e constantes físicas, a equação 3.7 resulta em:

$$\frac{I_{654.8} + I_{658.3}}{I_{575.5}} = \frac{6.91 \times e^{2.50 \times 10^4 / T_e}}{1 + 2.5 \times 10^{-3} n_e / T_e^{1/2}}. \quad (3.8)$$

O cálculo dos parâmetros físicos é realizado através da sub-rotina *temden*, provida pelo pacote externo STSDAS do IRAF. Esta sub-rotina deriva a temperatura eletrônica T_e dada uma densidade eletrônica n_e , ou n_e dado T_e , de um gás nebular ionizado através da aproximação de N-níveis. O método utilizado pelo PNeCalc é iterativo: primeiramente é assumido $T_e = 10000$ K. Então a densidade eletrônica do [SII] é calculada para esta temperatura. Em seguida, calcula-se T_e para a densidade encontrada, ou assume-se

$n_e = 5000 \text{ cm}^{-3}$. O método é repetido até que a razão entre a temperatura atual e a anterior (T_1/T_2) seja: $T_1/T_2 < 0.9999$ ou $T_1/T_2 > 1.0001$. Os limites de temperatura para o programa são: $6000 < T_e < 20000$.

O PNeCalc utiliza o método empírico para o cálculo das abundâncias, onde se calculam as abundâncias iônicas das espécies presentes no espectro através de um modelo atômico simples e a seguir estimam-se as abundâncias elementais correspondentes com a aplicação de Fatores de Correção de Ionização (ICFs) para levar-se em conta os íons não observados. Com este método obtém-se um tratamento homogêneo de conjuntos grandes de objetos com resultados satisfatórios, como pode ser visto, por exemplo, em [Costa et al. \(2004\)](#), [Escudero et al. \(2004\)](#), e [Cavichia et al. \(2010\)](#).

As abundâncias iônicas relativas ao H^+ podem ser calculadas a partir da razão da intensidade das linhas proibidas observadas relativas à emissividade $H\beta$. O programa PNeCalc utiliza a sub-rotina do IRAF *ionic* para o cálculo das abundâncias iônicas dos elementos oxigênio, nitrogênio, enxofre, argônio, e neônio. A utilização desta sub-rotina está vinculada ao pacote *nebular* do STSDAS. Por este motivo, é necessário que este pacote esteja atualizado com os parâmetros atômicos mais recentes. A última versão deste pacote até o momento da redação desta tese é a 3.14 (Agosto de 2011).

Para o cálculo das abundâncias iônicas do hélio a sub-rotina PNeCalc utiliza as mais recentes emissividades do HeI de [Porter et al. \(2005\)](#). A abundância iônica X_i de um íon i está relacionada com a intensidade de sua linha por:

$$\frac{n(X_i)}{n(H^+)} = \frac{I_\lambda}{I_{\lambda 4861}} \times \frac{j_{\lambda 4861}^*}{j_\lambda^*}, \quad (3.9)$$

sendo que j^* é a emissividade por unidade de densidade do íon e por unidade de densidade do elétron. Esta emissividade está relacionada com a verdadeira emissividade volumétrica por:

$$j_\lambda^* = \frac{4\pi j_\lambda}{n_e n_{ion}}. \quad (3.10)$$

[Porter e Ferland \(2007\)](#) fornecem parametrizações convenientes para as emissividades do HeI. Estas emissividades são funções da temperatura dadas por:

$$\frac{4\pi j_\lambda}{n_e n_{He^+}} = [a + b(\ln T_e)^2 + c \ln T_e + \frac{d}{\ln T_e}] T_e^{-1} \times 10^{-25} \text{ ergs cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.11)$$

A tabela 3.2 mostra os parâmetros a , b , c , e d para cada linha do HeI considerada.

Tabela 3.2 - Coeficientes para a parametrização das emissividades do HeI.

λ (Å)	$a \times 10^5$	$b \times 10^2$	$c \times 10^3$	$d \times 10^5$
4471	-0.35209	-4.5168	8.536	0.091635
5876	2.062	1.7479	-13.548	-7.3492
6678	0.67315	0.75157	-4.7101	-2.3610

Os parâmetros da tabela 3.2 introduzem novos erros que são desprezíveis, e reproduzem as predições do código de fotoionização CLOUDY (Ferland et al., 1998) com desvios da ordem de 0.03% para $5000 < T_e(\text{K}) < 25000$. Contudo, o cálculo das abundâncias do HeI requer a emissividade da linha H β . Aver et al. (2010) publicam a emissividade H β em termos de uma parametrização cedida por Porter e Ferland (2007) através de comunicações privadas. A parametrização é dada por:

$$\frac{4\pi j_{\lambda 4861}}{n_e n_{\text{H}^+}} = [-2.6584 \times 10^5 - 1420.9 (\ln T_e)^2 + 35546 \ln T_e + \frac{6.5669 \times 10^5}{\ln T_e}] T_e^{-1}. \quad (3.12)$$

As abundâncias iônicas do HeI foram corrigidas por efeitos colisionais a partir dos termos de correção de Porter e Ferland (2007), os quais são calculados de maneira similar a Kingdon e Ferland (1995). Esta correção colisional é calculada como:

$$\frac{C}{R} = \left(1 + \frac{3552t_4^{-0.55}}{n_e}\right)^{-1} \sum_i a_i t_4^{b_i} \exp\left(\frac{c_i}{t_4}\right), \quad (3.13)$$

onde $t_4 = T_e/10000$, e os coeficientes a_i , b_i , e c_i são mostrados na tabela 3.3.

Deste modo, a abundância iônica final do hélio é calculada da seguinte forma:

$$\frac{n(X_i)}{n(\text{H}^+)} = \frac{I_\lambda}{I_{\lambda 4861}} \times \frac{j_{\lambda 4861}^*}{j_\lambda^*} \times \left(1 + \frac{C}{R}\right)^{-1}. \quad (3.14)$$

A emissividade do HeII $\lambda 4686$ foi retirada de Osterbrock e Ferland (2006). Os autores não fornecem uma parametrização para a emissividade, mas apenas valores tabelados. A figura 3.3 mostra a razão entre as emissividades H β e HeII em função da temperatura para três valores de densidades. Pode-se notar que para o intervalo de densidade entre 10^3 e 10^4 esperado para NPs, a razão entre as emissividades não depende fortemente da densidade.

Portanto, como uma primeira aproximação, adotou-se os valores para a emissividade do HeII de Osterbrock e Ferland (2006) com uma densidade constante de 10^4 . Para estes

Tabela 3.3 - Coeficientes para a correção colisional do HeI.

λ (Å)	i	a_i	b_i	c_i
4471	1	4.4397	-0.2954	-4.5449
	2	0.1341	-0.7331	-4.8839
	3	0.7546	-0.5041	-4.9012
5876	1	6.7937	-0.1116	-3.7761
	2	0.1808	-0.8306	-4.5122
	3	1.3478	-0.4017	-4.5459
	4	0.4792	-0.4062	-4.9012
6678	1	0.4340	-0.7808	-3.7766
	2	0.1942	-0.7687	-4.5459
	3	0.1263	-1.1108	-4.9012
	4	0.0549	1.8948	-4.9013
	5	0.0785	2.0453	-5.0942
	6	0.0935	2.0461	-5.0942

Figura 3.3: Razão entre as emissividades $H\beta$ e $HeII\lambda 4686$ Å em função da temperatura para três densidades diferentes.

valores de emissividade ajustou-se um polinômio de grau 2 como é mostrado na figura 3.4.

Os resultados do ajuste polinomial são mostrados na equação 3.15.

$$\frac{j(H\beta)}{j(HeII)} = 5.1340 - 5.062 \times 10^{-4} T_e + 1.4280 \times 10^{-8} T_e^2 \quad (3.15)$$

Figura 3.4: Razão entre as emissividades $H\beta$ e $HeII\lambda 4686 \text{ \AA}$ em função da temperatura para uma densidade constante $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. A linha tracejada é um ajuste polinomial de grau 2.

As abundâncias elementais foram calculadas a partir dos ICFs obtidos por [Kingsburgh e Barlow \(1994\)](#). Os ICFs para estas abundâncias dependem da abundância do hélio. Como nos cálculos das abundâncias de HeI e HeII são usadas as mais recentes e precisas emissividades para estes íons, estamos também aumentando a precisão das abundâncias elementais de N, O, Ar, S, e Ne. Os ICFs obtidos por [Kingsburgh e Barlow \(1994\)](#) são usados para encontrar as abundâncias elementais a partir das abundâncias iônicas previamente determinadas.

Para o caso do hélio em particular, tem-se a determinação do He^+ e He^{++} . De acordo com os critérios definidos por [Torres-Peimbert e Peimbert \(1977\)](#), não há contribuição substancial do hélio neutro na abundância total do hélio quando $\log(O^+/O) < -0.4$. Neste caso, a abundância total do hélio pode ser escrita como:

$$\frac{He}{H} = \frac{He^+}{H^+} + \frac{He^{++}}{H^+}. \quad (3.16)$$

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

$$\frac{O}{H} = \left(\frac{O^{++}}{H^+} + \frac{O^+}{H^+} \right) \frac{He}{He^+}. \quad (3.17)$$

O cálculo da abundância química total do nitrogênio é feito a partir das similaridades

entre os potenciais de ionização do nitrogênio e o oxigênio:

$$\frac{N}{H} = \frac{N^+}{H^+} \frac{O}{O^+}. \quad (3.18)$$

A abundância química do enxofre depende das abundâncias iônica e elemental do oxigênio é obtida de:

$$\frac{S}{H} = \left(\frac{S^{++}}{H^+} + \frac{S^+}{H^+} \right) \left(1 - \left(1 - \frac{O^+}{O} \right)^3 \right)^{-1/3}. \quad (3.19)$$

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 (Ar^{++}):

$$\frac{Ar}{H} = 1.34 \times \frac{Ar^{++}}{H^+} \frac{O}{O^{++}}. \quad (3.20)$$

O fator de correção para o neônio é baseado na semelhança entre o potencial de ionização do oxigênio, e é um dos menos estudados e determinados na literatura. Sua expressão é:

$$\frac{Ne}{H} = \frac{Ne^{++}}{H^+} \frac{O}{O^{++}}. \quad (3.21)$$

Recentemente, [Henry et al. \(2012\)](#) discutiram o problema da “anomalia do enxofre”. Esta anomalia foi identificada pela primeira vez por [Henry et al. \(2004\)](#), e consiste no fato das abundâncias de enxofre observadas em NPs galácticas serem sistematicamente menores que as observadas em regiões HII de metalicidades equivalentes, onde as metalicidades são calibradas pelas abundâncias de oxigênio. [Pottasch e Bernard-Salas \(2006\)](#), [Bernard-Salas \(2006\)](#) e [Shaw et al. \(2010\)](#) mostraram que a observação direta da linha do íon S^{+3} localizada no infravermelho próximo ameniza, porém não resolve este problema. Como argumentam [Henry et al. \(2012\)](#), isto sugere que os estágios de maior ionização que S^{+3} , não levados em conta no ICF do enxofre, têm um importante papel na determinação de sua abundância elemental. Portanto, as abundâncias de enxofre devem ser analisadas cautelosamente, sobretudo em análises onde os valores absolutos são importantes.

3.3 Resultados

As NPs observadas apresentam uma alta extinção interestelar como se pode ver através do excesso de cor ($E(B-V)$) na tabela 3.4. Em sua maioria, elas apresentam uma extinção

de 7 magnitudes, mas em alguns casos a extinção no visível pode chegar a 10 magnitudes. Esta alta extinção é refletida nos espectros observados. Nenhum objeto apresenta linhas de emissão para comprimentos de onda menores que $H\beta$ ($\lambda 4861$). Isto pode ser visto na figura 3.5, onde é mostrado um exemplo de um espectro observado com o SOAR. Nesta figura é mostrada o espectro da NP JaSt 42, uma NP localizada na direção do centro da Galáxia com uma extinção de 7 magnitudes no visível.

Figura 3.5: Espectro da Nebulosa Planetária JaSt 42 observada com o SOAR. A linha $H\alpha$ ($\lambda 6563\text{\AA}$) não é mostrada na escala do gráfico para uma melhor visualização do espectro. O tempo de integração é de 2400 s.

A extinção interestelar associada ao grande número de objetos na direção do centro da Galáxia fazem da identificação e observação das NPs nesta região um grande desafio. Na figura 3.6 é mostrada uma imagem do campo da NP JaSt 42 onde é destaca a posição da NP com uma seta.

A extinção interestelar foi calculada utilizando-se a curva de extinção de [Fitzpatrick \(1999\)](#), assumindo o caso B da teoria de recombinação ([Osterbrock, 1989](#)). Neste caso, a razão $H\alpha/H\beta$ não varia muito para as temperaturas e densidades típicas encontradas em NPs, e pode ser adotada como sendo 2.85. A correção da extinção foi realizada com o

Figura 3.6: Campo da Nebulosa Planetária JaSt 42 observada com o SOAR. A posição da NP é identificada pela seta verde. O tempo de integração é de 10 s.

programa PNePack, com a sub-rotina PNeDeredden, como descrito anteriormente.

O cálculo dos parâmetros físicos densidade e temperatura eletrônicas foi realizado com o pacote PNePack descrito anteriormente. Esta sub-rotina deriva a temperatura eletrônica T_e dada uma densidade eletrônica n_e , ou n_e dado T_e , de um gás nebuloso ionizado através da aproximação de N-níveis. Para isto, o programa necessita da razão das linhas de diagnóstico. A densidade eletrônica pode ser calculada a partir da razão de linhas do [ArIV] $I(\lambda 4711)/I(\lambda 4740)$, ou do [SII] $I(\lambda 6716)/I(\lambda 6731)$.

Já a temperatura eletrônica pode ser calculada a partir da razão de linhas do [NII] $I(\lambda 6548+6583)/I(\lambda 5755)$, [OIII] $I(\lambda 4959+5007)/I(\lambda 4363)$, ou [OI] $I(\lambda 6300+6363)/I(\lambda 5577)$. Contudo, devido à alta extinção, as linhas do oxigênio 4363 e 5577 Å não são visíveis nos espectros das NPs observadas. Isto inviabiliza a obtenção da temperatura eletrônica a partir das linhas do [OI] e [OIII], restando apenas as linhas do [NII]. Portanto, nos casos que a linha do [NII] $\lambda 5755$ Å é visível, pode-se obter a temperatura eletrônica e calcular as abundâncias a partir da mesma. Porém, em alguns casos esta linha não é observada, pois apresenta baixo sinal-ruído. Nestes casos, são apresentados três métodos distintos para o cálculo das abundâncias:

- 1) utilização de uma temperatura de 10^4 K;

- 2) utilização do limite do S/N dos espectros como estimativa do fluxos da linha [NII] $\lambda 5755\text{\AA}$.
- 3) utilização do método estatístico de obtenção de abundâncias em nebulosas.

A seguir são apresentados detalhadamente cada método utilizado.

Como mencionado anteriormente, o método 1 consiste na utilização de uma temperatura eletrônica de 10^4 K, a qual é um valor típico para NPs (Osterbrock, 1989). O ponto fraco deste método é que a abundância do oxigênio depende fortemente da temperatura. Uma variação na temperatura de 10^3 K provoca uma variação de até 0.2 dex na abundância do oxigênio. As abundâncias de enxofre, argônio, e neônio também são sensíveis à temperatura, pois as abundâncias iônicas destes elementos dependem da temperatura e, além disto, seus ICFs dependem das abundâncias iônicas do oxigênio. Por outro lado, as abundâncias de hélio e nitrogênio são pouco sensíveis à temperatura eletrônica. Os resultados para este método são mostrados na tabela 3.4.

Nesta tabela, a coluna 1 indica o PN G de cada nebulosa planetária, a coluna 2 o nome, a coluna 3 o excesso de cor, as colunas 4 e 5 as densidades eletrônicas calculadas a partir das linhas do [ArIV] e [SII], respectivamente, e as colunas 6 e 7 mostram as temperaturas calculadas a partir das linhas do [NII] e [OIII]. Chama a atenção as altas densidades eletrônicas da ordem de $n_e \approx 19000 \text{ cm}^{-3}$ encontradas para muitos objetos da amostra. Para estes objetos, a razão das linhas [SII] $I(\lambda 6716)/I(\lambda 6731)$ é da ordem de 0.5. Nestes casos, elas entram na região de saturação na curva de determinação da densidade eletrônica, onde uma pequena variação na razão das linhas provoca uma grande variação na densidade eletrônica. Os espectros observados têm uma razão S/N ~ 2 para estas linhas, o que é suficiente para a determinação dos fluxos com um erro relativo de $\sim 15\%$. Desta forma, o erro na razão das linhas é $\sim 6\%$. Tal incerteza pode provocar uma variação na densidade de 50% na região de saturação, onde uma pequena variação na razão de linhas provoca uma grande variação na densidade. Felizmente, as abundâncias químicas dependem fracamente da densidade e, desta forma, esta variação na densidade não influencia na precisão das abundâncias. Alguns dos objetos observados tiveram suas temperaturas eletrônicas calculadas acima de 2×10^4 K. Não são esperadas temperaturas acima deste limite para as NPs. Temperaturas tão altas podem ser causadas por propriedades intrínsecas da nebulosa, como por exemplo grandes variações de densidade ou a

Tabela 3.4 - Excesso de cor e parâmetros físicos para as NPs observadas. As densidades eletrônicas estão em unidades de cm^{-3} e as temperaturas em K. Os parâmetros físicos foram calculados utilizando-se o método 1 para os casos onde não se pode observar a linha $[\text{NII}]\lambda 5755 \text{ \AA}$ (ver texto).

PN G	Nome	E(B-V)	$n_e[\text{ArIV}]$	$n_e[\text{SII}]$	$T_e[\text{NII}]$	$T_e[\text{OIII}]$
000.1-01.2	JaSt 75	3.59	0	1990	11105	11105
000.2+01.7	JaSt 19	2.08	0	5000	10000	10000
000.2-01.4	JaSt 79	2.26	0	19064	20000	20000
000.3+04.2	RPZM 21	1.82	0	5000	10000	10000
–	JaSt 23	2.59	0	16796	20000	20000
000.4+01.1	JaSt 36	2.72	0	19064	10000	10000
000.5+01.9	JaSt 17	1.87	0	5690	12863	12863
000.6-01.0	JaSt 77	3.47	0	19477	14902	14902
001.0+01.3	JaSt 41	2.25	0	3365	10000	10000
001.5+01.5	JaSt 46	2.17	0	7432	10264	10264
001.6+01.5	JaSt 42	2.24	0	3824	10000	10000
001.7+01.3	JaSt 52	2.18	0	4888	16389	16389
004.3-01.4	–	2.69	0	10742	10000	10000
008.8+03.8	PTB 13	1.05	0	18	10000	10000
351.5-03.4	–	1.11	0	344	9219	9219
358.4+01.7	JaSt 2	2.34	0	12223	12691	12691
358.5-01.7	JaSt 64	2.83	17143	19835	17551	19409
358.9-01.5	JaSt 65	2.72	0	5000	20000	20000
359.5-01.2	JaSt 66	3.15	0	3177	10000	10000
359.5-01.2	JaSt 66	3.13	0	12181	10000	10000
359.5-01.3	JaSt 68	3.35	0	19064	20000	20000

presença de material envolvido em choques. Isto poderia causar uma mudança na razão observada dos fluxos das linhas do $[\text{NII}]$, fazendo-as inapropriadas para a obtenção da temperatura. Nestes casos, as temperaturas foram aproximadas pelo limite superior para a obtenção das abundâncias iônicas ($2 \times 10^4 \text{ K}$).

O objeto PTB 13 apresenta uma densidade eletrônica $n_e = 18 \text{ cm}^{-3}$, o que é um valor muito baixo para as NPs. As linhas do $[\text{SII}]$ para este objeto em particular apresentam uma alta razão S/N, como pode ser visto no figura 3.7. Dada a baixa densidade eletrônica deste objeto, é provável que a sua natureza seja uma região HII compacta ao invés de uma nebulosa planetária. É necessária uma investigação adicional para descobrir a verdadeira natureza deste objeto, como por exemplo observações fotométricas no infravermelho. Anderson et al. (2012) mostram que as nebulosas planetárias e as regiões HII apresentam diferentes cores no infravermelho de $8 \mu\text{m}$ a $500 \mu\text{m}$. Como a natureza deste objeto não

Figura 3.7: Espectro da nebulosa planetária PTB 13. A caixa a direita destaca as linhas do [SII] 6716 e 6730 Å (par mais a direita) juntamente com a linha do HeI 6678 Å.

está clara, ele não será utilizado na análise das abundâncias a ser realizada.

As abundâncias químicas calculadas a partir das temperaturas eletrônicas obtidas com o método 1 para os casos onde não pode observar a linha [NII] $\lambda 5755$ Å podem ser vistas na tabela 3.5. Nesta tabela são mostrados o PN G de cada NP, o nome, a abundância do hélio em número, as abundâncias de oxigênio, nitrogênio, enxofre, argônio, e neônio na notação $\epsilon(X) = \log(X/H) + 12$, onde $X = O, N, S, Ar, Ne$. É importante notar que a nebulosa JaSt 23 apresenta uma abundância muito baixa de hélio. O espectro deste objeto pode ser visualizado na figura 3.8, onde é possível notar as intensas linhas de [NII] $\lambda 6548$ e 6584 Å, e a ausência de linhas com potencial de ionização mais elevado, como as linhas do [OIII]. Estas características espectrais são das NPs de baixa excitação. Neste caso, uma grande fração do hélio pode estar neutro e, portanto, a aproximação de da equação 3.16 não é válida para este objeto em particular. Por este motivo, este objeto não será considerado

Tabela 3.5 - Abundâncias químicas das NPs observadas utilizando o método 1 para os casos onde não pode observar a linha $[\text{NII}]\lambda 5755 \text{ \AA}$. As abundâncias estão na notação $\epsilon(X) = \log(X/H) + 12$.

PN G	Nome	He/H	$\epsilon(\text{O})$	$\epsilon(\text{N})$	$\epsilon(\text{S})$	$\epsilon(\text{Ar})$	$\epsilon(\text{Ne})$
000.1-01.2	JaSt 75	0.123	8.52	7.71	6.54	5.76	0.00
000.2+01.7	JaSt 19	0.145	8.64	6.86	0.00	6.34	0.00
000.2-01.4	JaSt 79	0.135	7.79	7.03	6.46	6.05	0.00
000.3+04.2	RPZM 21	0.115	8.11	7.13	6.06	6.32	0.00
–	JaSt 23	0.052	7.08	7.15	6.14	0.00	0.00
000.4+01.1	JaSt 36	0.121	8.65	7.52	6.53	5.97	9.29
000.5+01.9	JaSt 17	0.147	7.95	7.48	5.76	5.98	0.00
000.6-01.0	JaSt 77	0.117	8.22	7.16	6.02	0.00	0.00
001.0+01.3	JaSt 41	0.115	8.67	7.39	6.74	0.00	0.00
001.5+01.5	JaSt 46	0.143	8.28	8.16	6.55	6.44	0.00
001.6+01.5	JaSt 42	0.102	8.47	7.35	5.08	6.19	0.00
001.7+01.3	JaSt 52	0.075	7.84	6.91	5.89	6.35	0.00
004.3-01.4	–	0.088	7.99	7.77	6.52	6.29	0.00
008.8+03.8	PTB 13	0.081	8.55	6.62	6.65	6.34	0.00
351.5-03.4	–	0.132	8.79	8.89	6.63	5.93	0.00
358.4+01.7	JaSt 2	0.161	7.65	7.63	4.99	5.95	0.00
358.5-01.7	JaSt 64	0.095	7.73	7.27	5.95	5.68	0.00
358.9-01.5	JaSt 65	0.094	7.65	6.03	5.93	5.67	0.00
359.5-01.2	JaSt 66	0.139	8.35	6.98	6.34	5.74	0.00
359.5-01.2	JaSt 66	0.118	8.28	7.47	6.41	5.57	0.00
359.5-01.3	JaSt 68	0.087	7.62	6.88	5.95	5.48	0.00

nas análises das abundâncias químicas mais adiante.

O método 2 consiste em utilizar o limite do S/N dos espectros observados para estimar o limite superior para o fluxo da linha do $[\text{NII}]\lambda 5755 \text{ \AA}$. Neste caso, será estimado um limite superior para as temperaturas. Este método não pode ser empregado para a linha do $[\text{OIII}]\lambda 4363 \text{ \AA}$, pois a extinção na região azul do espectro é muito intensa. Desta forma, os erros nas temperaturas eletrônicas seriam muito grandes. A tabela 3.6 mostra os parâmetros físicos obtidos a partir deste método.

É interessante notar que o método 2 não funcionou para os dois primeiros objetos da tabela, ou seja, as NPs JaSt 19 e PN G 000.3+04.2. Isto acontece porque elas apresentam as linhas do $[\text{NII}]$ muito fracas e, portanto, a razão das linhas $[\text{NII}]\text{I}(\lambda 6548+6583)/\text{I}(\lambda 5755)$ é menor que 18.4, o limite inferior para que o método de determinação da temperatura funcione. Nos casos em que a razão destas linhas é menor que este limite, o programa

Figura 3.8: Espectro da nebulosa planetária JaSt 23.

Tabela 3.6 - Excesso de cor e parâmetros físicos para as NPs observadas. Os parâmetros físicos foram calculados utilizando-se o método 2 para os casos onde não pode observar a linha $[\text{NII}]\lambda 5755 \text{ \AA}$ (ver texto).

PN G	Nome	E(B-V)	$n_e[\text{ArIV}]$	$n_e[\text{SII}]$	$T_e[\text{NII}]$	$T_e[\text{OIII}]$
000.2+01.7	JaSt 19	2.05	0	5000	20000	20000
000.3+04.2	RPZM 21	1.82	0	5000	20000	20000
000.4+01.1	JaSt 36	2.72	0	19092	10487	10487
001.0+01.3	JaSt 41	2.25	0	3654	12509	12509
001.6+01.5	JaSt 42	2.24	0	3979	11167	11167
004.3-01.4	—	2.65	0	9872	6863	6863
359.5-01.2	JaSt 66	3.15	0	3153	9798	9798

aproxima a temperatura eletrônica para $2 \times 10^4 \text{ K}$.

Figura 3.9: Comparação entre as temperaturas do [NII] para os método 1 (eixo Y) e 2.

Os demais objetos da tabela 3.6 apresentam temperaturas próximas a 10^4 K. Isto é ilustrado na figura 3.9. Nesta figura, pode-se notar que a aproximação para a temperatura de 10^4 K é razoável. Na tabela 3.7 são mostradas as abundâncias químicas calculadas a partir do método 2.

Tabela 3.7 - Abundâncias químicas das NPs observadas utilizando o método 2.

PN G	Nome	He/H	$\epsilon(\text{O})$	$\epsilon(\text{N})$	$\epsilon(\text{S})$	$\epsilon(\text{Ar})$	$\epsilon(\text{Ne})$
000.2+01.7	JaSt 19	0.124	7.79	6.87	0.00	5.75	0.00
000.3+04.2	RPZM 21	0.095	7.21	6.92	5.08	5.66	0.00
000.4+01.1	JaSt 36	0.118	8.57	7.51	6.45	5.93	9.21
001.0+01.3	JaSt 41	0.109	8.33	0.00	0.00	0.00	0.00
001.6+01.5	JaSt 42	0.101	8.29	7.35	4.98	6.07	0.00
004.3-01.4	—	0.091	8.89	8.01	7.33	7.02	0.00
359.5-01.2	JaSt 66	0.139	8.39	6.99	6.36	5.76	0.00

Note que as duas primeiras NPs da tabela 3.7 apresentam abundâncias dos elementos α mais baixas que os outros objetos. Isto se deve ao fato de as temperaturas eletrônicas para estes objetos terem sido aproximadas para 2×10^4 K.

Pode-se comparar diretamente as abundâncias químicas calculadas para os métodos 1 e 2. Estas comparações são mostradas nas figuras 3.10 a 3.14, para os elementos hélio,

nitrogênio, oxigênio, argônio, e enxofre, respectivamente.

Como mencionado anteriormente, as abundâncias químicas dos elementos hélio e nitrogênio não dependem fortemente da temperatura. Isto é visto na comparação entre os métodos 1 e 2 nas figuras 3.10 e 3.11, que apresentam uma boa correlação entre as abundâncias.

Figura 3.10: Comparação entre as abundâncias de hélio para os métodos 1 e 2.

Na figura 3.12 é mostrada a correlação entre as abundâncias de oxigênio para os dois métodos. Os círculos destacam as NPs que no método 2 tiveram suas temperaturas superiores para o [N II] igual a 2×10^4 K. Nestes dois casos, a diferença entre as abundâncias do oxigênio são maiores, sendo de 0.87 dex e 0.99 dex. Para os outros objetos a diferença é menor, exceto no caso do objeto PN G004.3-01.4, que apresenta uma temperatura eletrônica de 6863 K para o método 2. Em particular, para o caso desta NP, a aproximação de 10^3 K não é boa.

A correlação para o argônio pode ser vista na figura 3.13. Nesta figura, a correlação é boa entre os dois métodos exceto para os casos em que $T_e = 2 \times 10^4$ K e para o caso da nebulosa PN G004.3-01.4 com $T_e = 6863$ K, como já foi discutido anteriormente.

Por último, a figura 3.14 mostra a correlação entre as abundâncias de enxofre considerando os dois métodos. Novamente as NPs que apresentam as abundâncias mais discor-

Figura 3.11: O mesmo que a figura 3.10 para o nitrogênio. Os círculos correspondem às NPs com $T_e = 2 \times 10^4$ K.

Figura 3.12: Análogo à figura 3.11 para o oxigênio.

dantes são as que foi assumido $T_e = 2 \times 10^4$ K e a PN G004.3-01.4, que tem como limite superior $T_e = 6863$ K.

Figura 3.13: Análogo à figura 3.10 para o argônio.

Figura 3.14: Análogo à figura 3.10 para o enxofre.

O terceiro e último método consiste na utilização de um método estatístico para o cálculo das abundâncias de oxigênio. Este método foi sugerido para regiões HII primeira-

mente por [Pagel et al. \(1979\)](#), onde é empregada uma relação entre as linhas mais intensas no espectro e a abundância química da nebulosa. Esta relação é calibrada utilizando-se as abundâncias de regiões HII para as quais pode-se determinar as temperaturas eletrônicas. O método estatístico assume que todas as nebulosas são caracterizadas somente por suas metalicidades e que o parâmetro de ionização está ligado a ela que, ao menos estatisticamente, tem se revelado verdadeiro ([Stasińska, 2006](#)). Para nebulosas planetárias, onde as temperaturas efetivas variam de 2×10^4 K a 2×10^5 K, a aplicação de métodos estatísticos é mais incerta. Porém, como uma primeira aproximação eles podem ser usados para a determinação das abundâncias de oxigênio.

[Alloin et al. \(1979\)](#) propuseram um método estatístico baseado na intensidade das linhas do [OIII] e [NII]. Neste método, a abundância de oxigênio é calculada através da relação:

$$\epsilon(\text{O}) = 8.73 - 0.32 \times O3N2, \quad (3.22)$$

onde:

$$O3N2 = \log \left(\frac{[\text{OIII}]\lambda 5007 / \text{H}\beta}{[\text{NII}]\lambda 6583 / \text{H}\alpha} \right). \quad (3.23)$$

[Pettini e Pagel \(2004\)](#) encontraram que este método apresenta uma forte correlação linear para:

$$-1.0 < O3N2 < 1.9. \quad (3.24)$$

Na tabela [3.8](#) são mostradas as quantidades $O3N2$ e as abundâncias de oxigênio utilizando a equação [3.22](#).

Na figura [3.15](#) é mostrada uma comparação entre as abundâncias químicas do oxigênio para os métodos tradicional (determinação direta da temperatura do [NII]) e estatístico (método 3). Na figura somente são mostradas as abundâncias que satisfazem a equação [3.24](#). Pode-se ver na figura uma baixa correlação entre os métodos tradicional e 3. De fato, como o método 3 não depende da temperatura, a variação de abundâncias de oxigênio é muito menor que no caso do método 2. É importante notar que o método 3 fornece abundâncias mais altas que o método tradicional para a maior parte da amostra. Como na comparação com o método 2 somente três objetos satisfazem a equação [3.24](#), não é possível comparar diretamente os dois métodos.

A partir destas análises pode-se constatar que as NPs apresentam grandes variações de temperaturas eletrônicas e, mais importante, as abundâncias de oxigênio, enxofre, e

Tabela 3.8 - Abundâncias químicas das NPs observadas utilizando o método 3.

PN G	Nome	O3N2	$\epsilon(\text{O})$
000.1-01.2	JaSt 75	1.827	8.185
000.2+01.7	JaSt 19	2.877	7.849
000.2-01.4	JaSt 79	1.715	8.221
000.3+04.2	RPZM 21	1.612	8.255
–	JaSt 23	-0.339	8.881
000.4+01.1	JaSt 36	2.359	8.015
000.5+01.9	JaSt 17	1.707	8.224
000.6-01.0	JaSt 77	2.481	7.976
001.0+01.3	JaSt 41	2.452	7.985
001.5+01.5	JaSt 46	0.999	8.451
001.6+01.5	JaSt 42	2.122	8.092
001.7+01.3	JaSt 52	0.534	8.599
004.3-01.4	–	0.905	8.481
008.8+03.8	PTB 13	2.437	7.991
351.5-03.4	–	0.698	8.546
358.4+01.7	JaSt 2	1.386	8.326
358.5-01.7	JaSt 64	1.772	8.204
358.9-01.5	JaSt 65	2.047	8.115
359.5-01.2	JaSt 66	1.909	8.158
359.5-01.2	JaSt 66	1.862	8.175
359.5-01.3	JaSt 68	2.278	8.041

argônio dependem das temperaturas adotadas. Como consequência, o método 2 onde a temperatura eletrônica é aproximada por um valor superior é o mais adequado entre os três métodos.

Um teste importante para a averiguação da precisão dos dados são as correlações entre as abundâncias químicas. Estas correlações também são importantes para o entendimento da evolução das estrelas progenitoras das NPs. As correlações entre as abundâncias químicas não sintetizados pela estrela progenitora trazem importantes informações a respeito da formação e evolução da Galáxia, como pode ser visto em [Ballero et al. \(2007\)](#).

Os elementos hélio e nitrogênio têm suas abundâncias alteradas durante a evolução da estrela progenitora da NP. Na correlação entre $\log(\text{N}/\text{O})$ e hélio é esperado que a razão N/O deva crescer com o aumento da abundância de hélio, pois as estrelas progenitoras de maior massa apresentam maiores abundâncias de nitrogênio e hélio. O hélio é produzido nas estrelas progenitoras através dos ciclos p-p ou CNO, onde as estrelas convertem hidrogênio

Figura 3.15: Comparação entre as abundâncias de oxigênio para o método estatístico (eixo Y) em função dos métodos tradicional (estrelas) e 2 (círculos).

em hélio durante a fase de sequência principal. Os *yields* de nitrogênio para as estrelas de massa intermediária são maiores quanto mais massiva for a estrela (van den Hoek e Groenewegen, 1997; Marigo, 2001).

A figura 3.16 mostra a correlação entre $\log(N/O)$ e a abundância de hélio para nossa amostra utilizando o método tradicional (estrelas) e o método 2 (triângulos). Na figura também são mostrados os dados de Cavichia et al. (2010), aqui referido como CCM10. Há uma boa concordância entre os dados deste trabalho e os de CCM10. É possível ver que uma fração dos objetos da amostra deste trabalho apresenta $\log(N/O)$ próximos de -1. Isto significa que não houve uma produção significativa de nitrogênio nestas nebulosas. Como o enriquecimento deste elemento está conectado com a massa da estrela progenitora e consequentemente com as idades, este conjunto de nebulosas foi originado de estrelas de menor massa e, portanto, mais velhas. Além disto, Cuisinier et al. (2000) mostraram que a razão N/O é mais baixa para objetos do bojo se comparados com os do disco. É provável que haja contaminação de NPs pertencentes ao disco interno na amostra de CCM10, como dito anteriormente. Por estas evidências, os resultados obtidos parecem indicar que os objetos observados pertencem verdadeiramente ao bojo galáctico.

Figura 3.16: Correlação entre $\log(N/O)$ e hélio para a amostra deste trabalho (estrelas e triângulos), e nosso trabalho anterior (CCM10, círculos). As barras de erro indicam os erros médios para a amostra de CCM10.

A correlação entre os elementos enxofre, argônio e o oxigênio são importantes porque, como mencionado anteriormente, estes elementos não são produzidos na estrela progenitora da NP, mas são gerados em explosões de supernovas tipo II. Portanto, espera-se uma correlação positiva entre os mesmos. As figuras 3.17 e 3.18 mostram as correlações entre estes elementos.

Nestas figuras pode-se ver que as correlações entre os elementos α são praticamente lineares tanto para os nossos dados utilizando os dois métodos, como para os dados de CCM10. No caso do argônio, é de se esperar um maior espalhamento das abundâncias na figura 3.18, pois suas abundâncias estão sujeitas a erros maiores uma vez que seu ICF é mais incerto que os demais.

Utilizando as NPs que tiveram as abundâncias do oxigênio determinadas pelo método tradicional, ou seja, calculando-se as temperaturas eletrônicas, juntamente com as abundâncias que foram determinadas pelo método 2, pode-se calcular mais precisamente a média das abundâncias de oxigênio para a amostra observada com o SOAR. Neste caso, foram excluídas as NPs cujas temperaturas calculadas através do método 2 fossem 2×10^4 K, juntamente com a NP PN G004.3-01.4, que apresenta uma temperatura de 6863 K. A

Figura 3.17: Correlação entre as abundâncias de enxofre e oxigênio para os dados deste trabalho (estrelas e triângulos) e os dados de CCM10 (círculos). As barras de erro simbolizam os erros para os dados de CCM10. A linha tracejada representa uma reta com coeficiente angular igual a 1.

Figura 3.18: O mesmo que a figura 3.17 para o argônio.

abundância de oxigênio média para nossa amostra é 8.2 ± 0.5 dex.

Os resultados são apresentados na figura 3.19, que mostra o gradiente de oxigênio para os dados de [Stanghellini e Haywood \(2010\)](#). A linha tracejada e pontilhada é um ajuste linear aos dados. Os triângulos são as abundâncias químicas para a amostra do presente trabalho calculadas a partir do método 2, como mencionado acima. As estrelas são as abundâncias de oxigênio utilizando o método tradicional de determinação de temperatura. O círculo próximo a 0 kpc representa a abundância média de oxigênio para a amostra do SOAR, sendo as barras de erro verticais o desvio padrão das abundâncias, e as barras de erros horizontais o desvio padrão esperado para os objetos do bojo. A figura mostra que as abundâncias das NPs deste trabalho não podem ser reproduzidas por uma simples extrapolação do gradiente de abundâncias do disco. De fato, a média de abundâncias para os objetos deste trabalho está 0.63 dex abaixo deste limite. Ainda são necessários mais dados para confirmar este resultado, porém os resultados apontam para que o bojo da Galáxia tenha se formado a partir do método clássico de formação de bojos, ou seja, a partir de um rápido colapso radial no início da vida da galáxia. Neste cenário espera-se que a maioria da população do bojo seja velha, com uma idade próxima à idade da Galáxia.

Adicionalmente, estes resultados concordam com resultados prévios obtidos por nosso grupo em [Cavichia et al. \(2011\)](#). Neste trabalho, foi constatado que as abundâncias das NPs do bojo são menores que as do disco interno da Galáxia. Isto foi feito através de uma análise estatística das abundâncias juntamente com a mais precisa escala de distâncias estatísticas disponível atualmente, como descrito no capítulo 2.

A figura 3.20 mostra o histograma das abundâncias de oxigênio deste trabalho (histograma com linhas contínuas) e o histograma dos dados de CCM10 (histograma tracejado). Os histogramas foram normalizados para uma melhor comparação. Nesta figura, é possível notar que o pico dos dois histogramas ocorre na mesma posição, ou seja, para abundâncias de 8.4 dex. Entretanto, o histograma da presente amostra tem mais objetos com menores abundâncias do que o histograma de CCM10. Um teste Kolmogorov-Smirnov entre as duas distribuições, retorna o valor p de 0.14. O limite comumente usado para rejeitar a hipótese nula de que as distribuições foram originadas da mesma distribuição é 0.05. Portanto, com o valor encontrado não se pode rejeitar que as duas amostras foram originadas da mesma distribuição, porém é baixo o suficiente para garantir uma investigação adicional

Figura 3.19: Gradiente radial de oxigênio para a amostra de [Stanghellini e Haywood \(2010\)](#) (círculos) comparado com as abundâncias de nossa amostra calculadas com o método tradicional de temperatura (estrelas) e o método 2 (triângulos). O círculo próximo a 0 kpc representa a média das abundâncias para os dados do SOAR. O valor da inclinação do gradiente é mostrado na figura.

aos objetos localizados na direção do centro galáctico.

Existem algumas explicações para um número de NPs da presente amostra apresentarem menores abundâncias do que encontrado por CCM10.

1. A primeira seria a contaminação por objetos do disco em CCM10. De fato, como são NPs de maior brilho superficial, é provável que haja uma contaminação maior de objetos do disco naquela amostra. [Cavichia et al. \(2011\)](#) mostram que aproximadamente 24% da amostra é contaminada por objetos do disco interno.
2. As abundâncias dos objetos com abundâncias menores na presente amostra estão sujeitas a erros maiores. Na figura 3.19 pode-se constatar que os objetos com menores abundâncias tiveram suas temperaturas calculadas a partir do método tradicional, ou seja, através da determinação direta da temperatura eletrônica do [NII]. Portanto estes objetos são os que apresentam a maior precisão na determinação das abundâncias, com um erro na abundância de oxigênio de 0.14 dex ([Cavichia et al., 2010](#)).

Figura 3.20: Distribuição de oxigênio para os dados de CCM10 (histograma tracejado) e os dados deste trabalho (histograma contínuo).

3. [Bensby et al. \(2011\)](#) argumentam que existem duas populações coexistindo no bojo: uma rica em metais e outra pobre. Desta forma, a presente amostra é representada pela população mais rica em metais, com uma parcela significativa da amostra representada pela população pobre em metais.

É interessante notar que existem evidências observacionais de estrelas indicando que as abundâncias na região central da Galáxia são menores que as do disco interno. [Cunha et al. \(2007\)](#) encontram que as abundâncias de Ca, Fe, e O de estrelas do centro galáctico não seguem o gradiente radial de abundâncias do disco em direção ao centro da Galáxia. Porém, segundo os autores daquele estudo, os resultados não são conclusivos pois não existem abundâncias de estrelas na região $R < 4$ kpc. Os resultados daquele trabalho também apontam para uma razão $[\alpha/\text{Fe}]$ menor para as estrelas do centro galáctico do que para as do disco. De acordo com os autores, uma IMF que privilegia as estrelas mais massivas na região central poderia explicar estes resultados. Um segundo cenário seria a auto poluição por SNe II do meio onde se formaram os aglomerados através da formação estelar. Neste caso, as gerações posteriores de estrelas se formariam a partir de um ambiente previamente enriquecido em elementos α . Uma terceira hipótese é levantada

pelos autores: o gás que gera a formação estelar no centro da Galáxia seria provindo de uma reservatório externo.

A análise das abundâncias químicas na região central da Galáxia mostra que o bojo apresenta uma complexa composição de populações estelares. Por um lado, a presença de nebulosas com baixas abundâncias mostra que o bojo pode ter se formado a partir de um disco galáctico antigo através de uma evolução secular (Genzel et al., 2008). Uma evolução secular precoce poderia alimentar a região central da Galáxia com gás e estrelas e, desta forma, construir um disco exponencial e um bojo massivo, mesmo sem a necessidade de fusões. Neste caso, o bojo se formaria simultaneamente com o disco, mas separadamente. Em um outro cenário, o bojo se formaria a partir do disco espesso, como mostram as simulações de Bournaud et al. (2009). Este cenário explicaria as similaridades entre o bojo e o disco espesso. Por outro lado, é interessante notar que na figura 3.19 existem alguns objetos do bojo para os quais as abundâncias coincidem com o limite do gradiente radial do disco nesta região. Isto poderia ser interpretado como um bojo composto por duas ou mais populações nesta região: uma originada do disco fino, e outra originada do disco espesso. Bensby et al. (2011) também encontram evidências de que o bojo é composto por uma população rica e outra pobre em metais. Como eles argumentam, estas são evidências para um bojo formado a partir de um disco, como indicam os resultados do *survey* BRAVA que apontam para um pseudobojo (Shen et al., 2010).

Adicionalmente, Babusiaux et al. (2010) também encontram duas populações para o bojo: uma rica e outra pobre em metais. Estas populações distintas, argumentam os autores, sugerem dois cenários diferentes para a formação do bojo: um bojo clássico formado com uma curta escala de tempo, onde a maior parte das estrelas são velhas e apresentam uma rotação isotrópica; e um pseudobojo, com rotação característica da população da barra e formado com uma escala de tempo mais longa a partir da evolução secular do disco. Portanto, espera-se que a população da componente esferoidal seja velha enquanto que a população da componente do pseudobojo possa conter estrelas velhas e jovens. As estrelas velhas seriam provindas do disco interno redistribuídas pela barra, e a população jovem seria formada pelos fluxos de gás induzidos pela barra.

A coexistência dos dois cenários para o bojo, um clássico e um pseudobojo é suportada pelas observações em outras galáxias por Prugniel et al. (2001); Peletier et al. (2007); Erwin

(2008). Simulações de N corpos também suportam estas evidências ([Samland e Gerhard, 2003](#); [Athanassoula, 2005](#)). Mais detalhes sobre a coexistência de um bojo clássico e um pseudobojo serão discutidos no capítulo 4.

A evolução química da Via Láctea com fluxos radiais de gás

Neste capítulo são descritos os resultados de um modelo de evolução química desenvolvido para o estudo da influência dos fluxos radiais de gás na evolução da Via Láctea. Em especial, pretende-se estudar como a barra da Via Láctea altera as propriedades químicas, a densidade de gás, e a taxa de formação estelar na região $R < 4$ kpc. Pretende-se também estudar qual a influência da barra na formação e evolução do bojo e região central da Galáxia.

Este modelo foi desenvolvido através de um estágio sanduíche realizado em Madri sob supervisão da Dra. Mercedes Mollá do Instituto CIEMAT da Universidade Complutense de Madri, com apoio da CAPES. O objetivo deste estágio foi o aperfeiçoamento de um modelo de evolução química já existente para a Via Láctea, visando a construção de um modelo que inclui os possíveis efeitos que uma barra localizada no centro da Galáxia. Em particular, uma vez que uma barra acarretaria um inevitável acréscimo de matéria das regiões internas do disco para o bojo, estudou-se os efeitos que a sua existência poderia exercer sobre a distribuição de abundâncias químicas do bojo e do disco interno da Galáxia.

A colaboração entre o grupo do IAG/USP e o grupo de Madri foi muito proveitosa para o entendimento da evolução química da Galáxia, pois são poucos os trabalhos que buscam estudar a região central da Galáxia de forma conjunta. No modelo de [Mollá e Díaz \(2005\)](#), de agora em diante MD05, por exemplo, o disco e o bojo são tratados separadamente. Dependendo do cenário de evolução do bojo, esta diferenciação acarreta vários problemas na descrição da evolução química e dinâmica destas estruturas, que estão certamente interceptadas, e é exatamente a interconexão destas estruturas que merece

especial atenção, já que nestes pontos deve haver o encontro das características individuais de cada uma. Por outro lado, uma das vantagens deste modelo é a inclusão de uma taxa de formação estelar mais realista que os modelos clássicos de evolução química, pois esta formação se dá em dois passos: primeiramente se formam as nuvens moleculares; posteriormente se formam as estrelas. Desta forma, a inclusão de fluxos radiais de gás, que é a contribuição descrita nesta tese, e portanto a interação entre as estruturas da Galáxia, torna o modelo do grupo de Madri ainda mais realista frente a outros modelos de evolução química existentes. Mais ainda, por ser um modelo generalizado, posteriormente os resultados obtidos poderão ser aplicados em outras galáxias espirais, não somente na Via-Láctea.

Nesta colaboração, as abundâncias químicas e propriedades cinemáticas das amostras de nebulosas planetárias obtidas por nosso grupo utilizando o telescópio de 1,60m do LNA e o telescópio SOAR, foram aplicados como vínculos observacionais ao modelo de formação e evolução do bojo e da região interna do disco. Em particular, este modelo foi útil para responder algumas questões sobre a natureza do bojo da Galáxia, como por exemplo como uma barra localizada na região central da Galáxia poderia modificar o gradiente de abundâncias químicas do disco, ou quais as dimensões e idade que esta barra deveria ter para podermos reproduzir o atual gradiente de abundâncias observado no disco. Também foi útil para determinar o limite interno do disco do ponto de vista das abundâncias químicas. A seguir são apresentados o modelo desenvolvido e os resultados obtidos.

4.1 O modelo

O modelo de multifases de MD05 é uma generalização do modelo desenvolvido por [Ferrini et al. \(1992\)](#) para a vizinhança solar, e mais tarde aplicado para toda a Galáxia ([Ferrini et al., 1994](#)), ao bojo galáctico ([Molla e Ferrini, 1995](#)), a outras galáxias espirais ([Mollá et al., 1996](#); [Mollá e Roy, 1999](#)), e a outros bojos ([Mollá et al., 2000](#)). O material enriquecido é originado das estrelas ao final de sua evolução, considerando suas nucleossínteses, função de massa inicial (IMF) e portanto a restituição tardia, e o destino final através de uma evolução silenciosa, ou através de explosões de supernovas tipo I (SNe I) e II (SNe II). O modelo adota uma IMF de [Ferrini et al. \(1990\)](#), mostrada na equação 4.1, muito similar com a de [Scalo e Struck-Marcell \(1986\)](#).

$$\log \Phi(m) = 0.3395 - \frac{(0.73 + \log m \times (1.92 + 2.07 \times \log m))^{0.5}}{m^{1.52}}. \quad (4.1)$$

O modelo original foi modificado por MD05 para usar yields dependentes de metalicidade. Os yields de estrelas massivas são de [Woosley e Weaver \(1995\)](#), enquanto que os de estrelas de baixa massa são o conjunto de [Gavilán et al. \(2005\)](#). Para explosões de supernovas do tipo I é usado o modelo W7 de [Nomoto et al. \(1984\)](#), como revisado por [Iwamoto et al. \(1999\)](#).

No modelo original de [Mollá e Díaz \(2005\)](#), cada galáxia é descrita como um sistema de duas fases com um halo e um disco. No presente modelo, adicionalmente a estas duas fases foi incluído um bojo. É assumido que o halo tem uma massa total que inicialmente está na fase de gás. A massa total, M e a sua distribuição radial $M(R)$, são calculadas das curvas de rotação correspondentes derivadas a partir da curva de rotação universal de [Persic et al. \(1996\)](#). A galáxia é dividida em regiões cilíndricas concêntricas com 2 kpc de largura. A partir da curva de rotação, pode-se calcular a distribuição radial de massa, $M(R)$, com a expressão $M(R) = 2.32 \times 10^5 R V(R)^2$. O gás do halo colapsa para cair no disco equatorial, formando um disco ou um bojo como uma estrutura secundária. O infall de gás do halo é parametrizado por f_{gH} , onde g_H é a massa de gás do halo e f é a taxa de infall. A massa que não cai sobre o disco permanece no halo e resulta em uma razão $M_{\text{halo}}/M_{\text{disco}}$ para a componente bariônica.

4.1.1 Tempo de colapso

A escala de tempo de colapso, que define também a taxa de *infall* de gás, depende da distância galactocêntrica através da expressão:

$$\tau(R) = \tau_0 \times \exp\left(\frac{R - R_c}{\lambda R_d}\right), \quad (4.2)$$

onde é assumido que a densidade superficial de massa total segue o perfil exponencial de brilho superficial do disco. Nesta equação, $\tau_0 = 4$ Gyr, $R_d = 2$ kpc é o fator de escala da distribuição de brilho superficial do disco, e $R_c = R_{\text{opt}}/2 = 6.5$ kpc é o raio característico para o disco. λ é um parâmetro de escala para o tempo de colapso exponencial, e a princípio se esperaria $\lambda = 2R_d$. Porém, como mostrado por [Ferrini et al. \(1994\)](#) e discutido por MD05, tal valor para λ produz uma dependência radial final das abundâncias elementais

em desacordo com as observações. Para mais detalhes sobre a escala de tempo de colapso, ver por exemplo [Mollá e Díaz \(2005\)](#) e [Ferrini et al. \(1994\)](#). O bojo é descrito seguindo o modelo de [Kent \(1992\)](#), no qual ele é descrito como um esferóide oblato achatado no plano galáctico, com semieixos maior e menor $x = 2$ kpc e $z = 1.5$ kpc, respectivamente, e uma massa $M_B = 1.8 \times 10^{10} M_\odot$. Para o bojo, a distribuição de metalicidades das estrelas gigantes é reproduzida com $\tau = 0.7$ Gyr, sendo este tempo de colapso mais curto do que a escala de tempo de colapso do disco para $R = 0$ kpc.

O gás do halo colapsa no disco ou bojo com uma taxa que é inversamente proporcional ao tempo de colapso. O gás é acretaado mais rapidamente nas regiões mais centrais do que nas partes mais externas dos disco, resultando em uma formação do tipo *inside-out*. Um perfil de acreção de gás na Galáxia pode ser obtido de simulações cosmológicas, como mostram [Naab e Ostriker \(2006\)](#) e [Colavitti et al. \(2008\)](#). Porém, no estágio atual estas simulações ainda são incertas e, como mostrado por [Colavitti et al. \(2008\)](#), um perfil exponencial de acreção de gás está em acordo com as simulações cosmológicas.

4.1.2 Eficiências de formação estelar e nuvens

A matéria em um sistema galáctico pode ser agregada em diferentes fases, e na presente versão do modelo de evolução química são considerados três tipos:

1. Uma população estelar, na qual se podem distinguir dois setores: estrelas que podem induzir formação estelar (mais massivas que $4 M_\odot$) e estrelas que não contribuirão para a formação estelar.
2. Remanescentes de estrelas que removerão massa da evolução química.
3. Matéria interestelar (ISM), onde são distinguidas duas componentes na região do disco e bojo: difusa e não difusa. Enquanto que para o halo somente uma fase está presente.

A evolução do sistema, isto é, a dependência temporal da fração de massa total em cada fase e as abundâncias químicas no ISM e nas estrelas, são determinadas pelas interações que ocorrem entre estas várias fases, e a taxa de formação estelar (SFR) é consequência desta mesma evolução. A massa nas diferentes fases de cada região muda pelos seguintes

processos de conversão relacionados com a formação e morte estelar, sendo os índices 1 e 2 correspondentes às estrelas de baixa e alta massa, respectivamente, e os índices D e B correspondentes ao disco e bojo, respectivamente:

- formação estelar pela fragmentação espontânea de gás no halo ($K_{1,2}g_H^n$);
- formação de nuvens de gás no disco ou bojo a partir do gás difuso ($\mu g_{D,B}^n$);
- formação estelar induzida no disco ou bojo via interação entre estrelas massivas e nuvens de gás ($H_{1,2}c_{D,B}^2$);
- restituição de gás difuso a partir destes processos de formação de nuvens e estrelas ($a'c_{D,B}s_{2D,B}$);
- formação do disco ou bojo através da acumulação de gás difuso do halo ($f g_H$).

No halo, a taxa de formação estelar segue uma lei de Schmidt para o gás difuso g_H , com uma potência $n = 1.5$ e um fator de proporcionalidade K . No disco, as estrelas se formam em dois passos: primeiramente, as nuvens moleculares, c_D , se formam do gás difuso, g_D , também por uma lei de Schmidt com $n = 1.5$ e um fator de proporcionalidade chamado μ . Então, a colisão entre nuvens produz estrelas por um processo espontâneo a uma taxa proporcional a um parâmetro H . A taxa de formação estelar, determinada de forma autoconsistente pela evolução das fases, é dada por:

$$\begin{aligned}\psi_H(r) &= (K_1 + K_2)g_H^n \quad , \\ \psi_{D,B}(t) &= (H_1 + H_2)c_{D,B}^2 + (a_1 + a_2)c_{D,B}s_{2D,B} \quad .\end{aligned}\tag{4.3}$$

No presente modelo, estes parâmetros não podem ser considerados livres. O parâmetro de *infall* é definido pela distribuição radial de massa total. Os parâmetros K , μ , H , e a têm as suas dependências radiais estimadas por [Ferrini et al. \(1994\)](#):

$$K = \epsilon_K (G/V_H)^{1/2} \tag{4.4}$$

$$\mu = \epsilon_\mu (G/V_D)^{1/2} \tag{4.5}$$

$$H = \epsilon_H (cte/V_D) \tag{4.6}$$

$$a = \epsilon_a (G\rho_c)^{1/2} / \langle m_{s_2} \rangle \tag{4.7}$$

sendo G a constante gravitacional universal, V_H e V_D são os volumes do halo e do disco para cada região radial, ρ_c é a densidade de nuvens média, e $\langle m_{s_2} \rangle$ é a massa média das estrelas de maior massa. Os fatores de proporcionalidade são eficiências que representam as probabilidades associadas com estes processos. Desta forma, os parâmetros livres K , μ , H , e a , são funções da distância galactocêntrica nas leis de formação estelar e nuvens. Estes parâmetros são computados através das eficiências de formação estelar no halo ϵ_K , formação de nuvens ϵ_μ , colisão entre nuvens ϵ_H , e interação entre estrelas massivas e nuvens ϵ_a . Apenas uma eficiência para cada processo precisa ser selecionada para toda a Galáxia. As eficiências ϵ_H e ϵ_μ variam entre 0 e 1 e, a princípio, deveriam variar independentemente uma da outra, o que aumentaria o número de parâmetros para cada modelo. Contudo, [Mollá e Díaz \(2005\)](#) mostram que existe uma tendência entre os dois parâmetros de aumentarem ou diminuírem conjuntamente. Mais especificamente, estes parâmetros variam entre galáxias de diferentes tipos morfológicos, mas mantendo uma razão $\langle \ln \epsilon_\mu / \ln \epsilon_H \rangle \sim 0.4$.

O modelo usa como parâmetros de entrada a escala de tempo de colapso para formar o disco, a qual depende da massa total da galáxia, e as eficiências para formar as nuvens moleculares e estrelas. A distribuição radial da massa total constitui um parâmetro fundamental de entrada para o modelo de multifases.

4.1.3 As equações do modelo

São definidas as seguintes quantidades:

$$g = \frac{M_{\text{gás}}}{M_{\text{tot}}}, \quad c = \frac{M_{\text{nuv}}}{M_{\text{tot}}}, \quad s = \frac{M_\star}{M_{\text{tot}}}, \quad r = \frac{M_{\text{rem}}}{M_{\text{tot}}},$$

onde M_{tot} é a massa total do sistema, M_{nuv} é a massa de gás na forma de nuvens, M_{rem} é a massa de gás presa nos remanescentes estelares, e $M_\star$ é a massa de estrelas. Na fase de estrelas, são distinguidas duas classes de acordo com a massa:

$$s_1: m_{\min} < m < m_\star, \quad \text{e} \quad s_2: m_\star < m < m_{\max}, \quad (4.8)$$

pois somente as estrelas massivas (s_2) interagem com as nuvens induzindo a formação estelar, sendo a massa $m_\star$ uma variável de integração. Os limites de massa $m_{\min}$ e $m_{\max}$ são definidos para serem 0.1 e 100 $M_\odot$, respectivamente, enquanto que a transição entre s_1 e s_2 ocorre em 4 $M_\odot$.

O sistema de equações diferenciais acopladas não lineares é dado por:

$$\frac{ds_{1H}}{dt} = K_1 g_H^n - D_{1H} \quad (4.9)$$

$$\frac{ds_{2H}}{dt} = K_2 g_H^n - D_{2H} \quad (4.10)$$

$$\frac{dg_H}{dt} = -(K_1 + K_2)g_H^n - f g_H + W_H \quad (4.11)$$

$$\frac{ds_{1D,B}}{dt} = H_1 c_{D,B}^2 + a_1 c_{D,B} s_{2D,B} - D_{1D,B} \quad (4.12)$$

$$\frac{ds_{2D,B}}{dt} = H_2 c_{D,B}^2 + a_2 c_{D,B} s_{2D,B} - D_{2D,B} \quad (4.13)$$

$$\frac{ds_{1D,B}}{dt} = H_1 c_{D,B}^2 + a_1 c_{D,B} s_{2D,B} - D_{1D,B} \quad (4.14)$$

$$\frac{dg_D}{dt} = -\mu g^n + a' c_D s_{2D} + H' c_D^2 + f g_H + W_D \quad (4.15)$$

$$\frac{dc_{D,B}}{dt} = \mu g^n - (a_1 + a_2 + a') c_{D,B} s_{2D,B} - (H_1 + H_2 + H') c_{D,B}^2 \quad (4.16)$$

$$\frac{dr_H}{dt} = D_{1H} + D_{2H} - W_H \quad (4.17)$$

$$\frac{dr_{D,B}}{dt} = D_{1D,B} + D_{2D,B} - W_{D,B} \quad (4.18)$$

$$\frac{dX_{iH}}{dt} = \frac{W_{iH} - X_{iH} W_H}{g_H} \quad (4.19)$$

$$\frac{dX_{iD,B}}{dt} = \frac{W_{iD,B} - X_{iD,B} W_{D,B} + f g_H (X_{iH} - X_{iD,B})}{g_{D,B} + c_{D,B}} \quad (4.20)$$

Os subíndices D, B, e H denotam as quantidades do disco, bojo, e halo, respectivamente. X_i é a abundância por massa de 14 elementos químicos: H, D, ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O ,

^{14}N , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{56}Fe , mais os isótopos ricos em neutrons sintetizados a partir de ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O , e ^{14}N .

A restituição de matéria no meio interestelar é descrita pelos termos dependentes do tempo: $D_{1,2;H,D,B}(t)$, a taxa de morte no tempo t para as estrelas em cada classe e zona, isto é, a fração total de massa que deixa a fase estelar no tempo t , e $W_{i;H,D,B}(t)$, a fração de massa ejetada no gás interestelar como elemento i a partir de estrelas que estão morrendo no tempo t . A fração de todos os elementos é dada por $W_{H,D,B} = \sum_i W_{i;H,D,B}(t)$.

Estes termos são computados a partir das hipóteses feitas para a evolução estelar e nucleossíntese dos elementos. O cenário adotado para a evolução estelar é:

1. *Evolução “silenciosa”* – Estrelas isoladas com massa no intervalo entre $0.1 < M < 8 M_{\odot}$ evoluem através dos processos gravitacionais e nucleares permitidos para cada massa, e terminam suas evoluções como anãs brancas de hélio ou de carbono-oxigênio de massa $M_{\text{WD}} < 1.4 M_{\odot}$.
2. *Supernovas tipo II* – Estrelas isoladas com massa $M \geq 8 M_{\odot}$ evoluem rapidamente com um tempo de vida médio $\tau_m \leq 10^7$ yr e terminam como supernovas tipo II, com diferentes características dependendo da massa da progenitora, deixando como remanescentes objetos compactos altamente degenerados (estrela de nêutrons ou um buraco negro).
3. *Supernovas tipo I* – Supernovas do tipo Ia (SNe Ia) são originadas de um sistema binário com massa total no intervalo $3 \leq M_B \leq 16 M_{\odot}$ onde a estrela primária (de maior massa) evolui de maneira usual até que se torne uma anã branca de C-O. Quando a estrela secundária evolui até o ramo assintótico das gigantes (RGB), ela transfere uma fração de sua massa para a companheira anã branca através do lóbulo de Roche, causando a deflagração de C na anã branca, quando esta atinge a massa de Chandrasekhar (Whelan e Iben, 1973). A deflagração envolve somente a massa da estrela primária, não deixa um remanescente e transforma todo o material em elementos pesados, principalmente ferro. Desta forma, o tempo para ocorrer a deflagração é controlado pelo tempo de vida da estrela secundária. Para as supernovas tipo Ib, é assumido que também são originadas de anãs brancas de C-O, mas a deflagração é acionada pela detonação do hélio após uma fusão com uma estrela

secundária não degenerada de hélio (Iben et al., 1987; Matteucci e Tornambe, 1987). A massa total deste sistema é similar à massa das SNe Ia, e as SNe Ib produzem metade do ferro que as SNe Ia produzem e nenhum elemento de massa intermediária. As SNe Ib representam metade do número total de supernovas (van den Bergh et al., 1987).

Para as estrelas isoladas, é assumido que sua morte e a consequente perda de massa ocorre imediatamente após a mesma completar a evolução de sua sequência principal, que é de fato a fase mais longa da evolução estelar. É assumido no modelo que os sistemas binários capazes de produzir SNe I são representados pela distribuição de massa $\phi_B(m)$ definida como (Matteucci e Greggio, 1986):

$$\phi_B(m)dm = \alpha(m)\phi(m)dm, \quad (4.21)$$

sendo que

$$\phi(m) = \begin{cases} \alpha_0 = 0.1, & \text{se } 3 \leq m \leq 16 \text{ M}_\odot \\ 0, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (4.22)$$

O valor de α_0 é escolhido para que a taxa atual de SNe I observada seja reproduzida.

As taxas de morte de estrelas são dadas por:

$$D_{1;H,D,B}(t) = \int_{m_{min}}^{m_*} \Psi_{H,D,B}(t - \tau_m) \phi'(m) dm, \quad (4.23)$$

$$D_{2;H,D,B}(t) = \int_{m_*}^{m_{max}} \Psi_{H,D,B}(t - \tau_m) \phi'(m) dm, \quad (4.24)$$

sendo τ_m o tempo de vida na sequência principal de uma estrela de massa m , para o qual é assumido (Burkert e Hensler, 1987):

$$\tau_m = \begin{cases} 8.0m^{-2.8} \text{ Gyr}, & \text{se } m \leq 10 \text{ M}_\odot \\ 0.05m^{-0.6} \text{ Gyr}, & \text{se } m > 10 \text{ M}_\odot. \end{cases} \quad (4.25)$$

As taxas de restituição $W_{i;H,D,B}$ da matéria processada e não processada pelas estrelas, são calculadas através das matrizes de restituição $Q_{ij}(m)$ definidas como a fração de massa de um elemento j inicialmente presente em uma estrela de massa m que é transformada no elemento i e ejetada (Talbot e Arnett, 1973). A quantidade $\tilde{Q}_{ij}(m)$ define o peso da contribuição das estrelas que evoluem normalmente (incluindo as estrelas que explodem

como SNe II) e das estrelas binárias que terminam como SNe I. Desta forma, para as taxas de restituição, tem-se:

$$W_{i;H,D,B}(t) = \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} \left[\sum_j \tilde{Q}_{ij}(m) X_j(t - \tau_m) \right] \Psi_{H,D,B}(t - \tau_m) dm. \quad (4.26)$$

As taxas de ocorrência de SNe I e SNe II são computadas através de:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{SNeII}}{dt} &= \int_{8M_{\odot}}^{m_{\max}} \frac{\phi'(m)}{m} \Psi_{H,D,B}(t - \tau_m) dm, \\ \frac{dN_{SNeI}}{dt} &= \int_{m_{\min}}^{8M_{\odot}} \frac{\phi'_s(m)}{m} \Psi_{H,D,B}(t - \tau_m) dm, \end{aligned} \quad (4.27)$$

onde $\phi'_s(m)$ é a fração de massa nas secundárias quando a primária tem massa menor ou igual a $8 M_{\odot}$.

A evolução temporal das abundâncias químicas é dada de acordo com a prescrição de [Tinsley \(1980\)](#):

$$\begin{aligned} \frac{d(X_{iH}g_H)}{dt} &= -\Psi_H X_{iH} - f g_H X_{iH} + W_{iH}, \\ \frac{d[X_{iD,B}(g_{D,B} + c_{D,B})]}{dt} &= -\Psi_H X_{iD,B} - f g_{D,B} X_{iD,B} + W_{iD,B}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

4.1.4 Fluxos radiais de gás

A inclusão de fluxos radiais de gás segue o modelo de [Portinari e Chiosi \(2000\)](#) e se dá através da transferência de massa de gás entre as diferentes regiões cilíndricas concêntricas que formam a Galáxia. Cada região pode ganhar ou perder gás, dependendo do padrão de velocidades adotado para o mesmo. Os fluxos radiais de gás são inseridos no modelo incluindo-se uma componente de fluxos radiais na equação 4.15:

$$\frac{dg}{dt} = -\mu g^n + a' c s_2 + H' c^2 + f g_H + W + f g_{rf}, \quad (4.29)$$

sendo que o termo responsável pelos fluxos radiais é dado por:

$$f g_{rf}(k) = F_2(k) - F_1(k). \quad (4.30)$$

É adotada uma velocidade positiva para o gás que se desloca em direção ao interior da Galáxia (*inflow*) e negativa para o gás que se desloca na direção externa da Galáxia (*outflow*). Na equação 4.30, $F_1(k)$ e $F_2(k)$ são os fluxos de gás que entram/saem da camada r_k nas posições $r_{k+1/2}$ e $r_{k-1/2}$, respectivamente, como pode ser visto na figura 4.1.

Figura 4.1: Esquema para os fluxos de gás na camada k .

Os fluxos F_1 e F_2 que entram e saem da camada k podem ser divididos em duas componentes:

$$F_2(k) = F_{21}(k) + F_{22}(k) \quad F_1(k) = F_{11}(k) + F_{12}(k). \quad (4.31)$$

Nesta equação, o primeiro índice na função corresponde aos fluxos que entram ou saem da camada k , sendo que 1 refere-se aos fluxos saindo e 2 aos fluxos entrando na camada. O segundo índice corresponde à posição que isto ocorre: 1 para a posição $r_{k+1/2}$ e 2 para $r_{k-1/2}$. Ou seja:

- Na direção da camada r_k a partir das camadas r_{k+1} (F_{21}) e r_{k-1} (F_{22}).
- Saindo da camada r_k para as camadas r_{k+1} (F_{11}) e r_{k-1} (F_{12}).

As funções F_{ij} dependem da velocidade do gás $v(k)$, da densidade do gás $dg(k)$, e de uma função $\chi(x)$ da seguinte maneira:

$$F_{21}(k) = \frac{2\pi}{\delta r} v_{k+1/2}(k) [\chi(v_{k+1/2}(k)) \times g(k+1)], \quad (4.32)$$

$$F_{22}(k) = -\frac{2\pi}{\delta r} v_{k-1/2}(k) [\chi(-v_{k-1/2}(k)) \times g(k-1)], \quad (4.33)$$

$$F_{11}(k) = -\frac{2\pi}{\delta r} v_{k+1/2}(k) [\chi(-v_{k+1/2}(k)) \times g(k)], \quad (4.34)$$

$$F_{12}(k) = \frac{2\pi}{\delta r} v_{k-1/2}(k) [\chi(v_{k-1/2}(k)) \times g(k)]. \quad (4.35)$$

Nestas equações, $v_{k-1/2}(k)$ e $v_{k+1/2}(k)$ são as velocidades do gás nas posições $r_{k-1/2}$ e $r_{k+1/2}$, respectivamente, e δr é o espaçamento entre as camadas. A função $\chi(x)$ tem os valores:

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, & \text{se } x > 0 \\ 0, & \text{se } x < 0. \end{cases} \quad (4.36)$$

Adicionalmente, os fluxos radiais de gás devem ser incluídos nas derivadas parciais da variação de metalicidades em cada camada. Para uma metalicidade inicial Z_0 e uma variação de metalicidade $\Delta Z(k)$, a metalicidade final Z é dada por:

$$Z = Z_0 + \Delta Z(k) = \frac{Z(k+1) - Z(k)}{dg(k)} \times F_{21}(k) + \frac{Z(k-1) - Z(k)}{dg(k)} \times F_{22}(k). \quad (4.37)$$

Substituindo as funções de fluxos radiais 4.32 e 4.33 na equação acima, tem-se que as derivadas parciais da metalicidade com relação ao gás e a variação de metalicidade:

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial g(k+1)} = \frac{2\pi}{\delta r} \frac{Z(k+1) - Z(k)}{dg_c} \times v_{k+1/2}(k) [\chi(v_{k+1/2}(k))] \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial g(k-1)} = -\frac{2\pi}{\delta r} \frac{Z(k-1) - Z(k)}{dg_c} \times v_{k-1/2}(k) [\chi(-v_{k-1/2}(k))] \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial g(k)} = -\left[\frac{Z(k+1) - Z(k)}{dg_c} \right] F_{21} + \left[\frac{Z(k-1) - Z(k)}{dg_c^2} \right] F_{22} \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial Z(k+1)} = \frac{F_{21}}{dg_c} \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial Z(k-1)} = \frac{F_{22}}{dg_c} \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial Z(k)}{\partial Z(k)} = -\frac{(F_{21} + F_{22})}{dg_c}, \quad (4.43)$$

sendo dg_c a densidade de gás total do disco.

4.2 Resultados

4.2.1 Modelo sem fluxos de gás

Primeiramente são apresentados os resultados do modelo de evolução química sem fluxos de gás. Isto é feito para um melhor entendimento das limitações de um modelo que não considera fluxos de gás para reproduzir os vínculos observacionais da Via Láctea. O modelo considerado nesta seção é o de [Mollá e Díaz \(2005\)](#) com a inclusão de um bojo central, como já descrito anteriormente.

Na figura 4.2 são mostrados os resultados para o perfil radial da densidade superficial de gás. A figura inferior refere-se ao perfil de densidade do gás difuso, enquanto a figura superior ao perfil de densidade do gás molecular para os dados de [Williams e McKee \(1997\)](#) (círculos) e [Olling e Merrifield \(2001\)](#) (quadrados). Na figura 4.2 inferior os dados de HI são de [Nakanishi e Sofue \(2003\)](#). Como se pode ver na figura, o modelo padrão subestima a densidade de HI para $R \lesssim 8$ kpc e $R \gtrsim 17$ kpc. Por outro lado, a densidade de HI é bem reproduzida na vizinhança solar. Para o caso da densidade de H_2 , mostrada no painel superior da mesma figura, o modelo reproduz bem o perfil de densidade para o disco externo, mas falha em reproduzir o perfil para $R \lesssim 8$ kpc, subestimando as observações nesta região.

A figura 4.3 mostra o perfil radial da taxa de formação estelar (SFR) atual. O modelo padrão de MD05 é comparado com os dados observacionais de formação estelar retirados de [Stahler e Palla \(2005\)](#). Os dados mostram que existe um máximo de formação estelar no disco em $R \sim 5$ kpc, enquanto que o modelo de MD05 prevê um máximo na SFR em $R \sim 7$ kpc. O modelo não consegue reproduzir a SFR atual na região interna da Galáxia, porém para $R > 7$ kpc as observações são bem reproduzidas. Este é um ponto fraco dos modelos estáticos (sem fluxos radiais de gás) de evolução química, onde não conseguem reproduzir a SFR no disco interno da Galáxia ([Chiappini et al., 2001](#); [Portinari e Chiosi, 1999, 2000](#); [Fu et al., 2009](#); [Marcon-Uchida et al., 2010](#)).

As figuras 4.4 e 4.5 mostram as previsões do modelo de MD05 para os gradientes radiais de ferro e oxigênio. Os dados para as abundâncias de ferro são de estrelas cefeidas e foram retirados de [Andrievsky et al. \(2002, a\)](#), [Andrievsky et al. \(2002, b\)](#) e [Luck e Lambert \(2011\)](#).

Figura 4.2: Superior: Perfil radial da densidade superficial de gás H_2 para o modelo padrão de MD05 sem fluxos radiais de gás. Os dados observacionais para comparação são de Williams e McKee (1997) (círculos) e Olling e Merrifield (2001) (quadrados). Inferior: Perfil radial da densidade superficial de gás HI. Os círculos são dados observacionais de Nakanishi e Sofue (2003). A linha contínua é o modelo padrão de Mollá e Díaz (2005). O quadrado próximo de 0 kpc representa a abundância média das NPs do bojo de CCM10.

O gradiente de ferro é bem ajustado pelo modelo, porém o modelo prevê um gradiente de oxigênio mais inclinado do que as observações nas regiões mais externas do disco. Como as distâncias estatísticas das NPs apresentam uma grande incerteza, é interessante comparar o gradiente de oxigênio do modelo com outras escalas de distância.

Na figura 4.6 é mostrado o gradiente de oxigênio utilizando-se os dados de Henry et al. (2010) de NPs e a escala de distância de Cahn et al. (1992). Neste caso, o gradiente aparenta ser mais inclinado que no caso anterior. De fato, Stanghellini e Haywood (2010) encontram uma inclinação do gradiente de -0.042 ± 0.004 dex/kpc, enquanto que os dados de Henry et al. (2010) apontam para uma inclinação de -0.058 ± 0.006 dex/kpc. Porém, estes mostram que o verdadeiro gradiente tem inclinação entre -0.04 e -0.06 dex/kpc, mas que não é possível atualmente obter o valor do gradiente com maior precisão, dado os erros na determinação das abundâncias e distâncias das NPs.

Figura 4.3: Taxa de formação estelar como função da distância galactocêntrica. Os dados observacionais (círculos, quadrados, e triângulos) são de [Stahler e Palla \(2005\)](#). A linha contínua representa o modelo padrão de MD05.

Figura 4.4: Gradiente radial de ferro para estrelas cefeidas de [Andrievsky et al. \(2002, a\)](#), [Andrievsky et al. \(2002, b\)](#) (círculos) e [Luck e Lambert \(2011\)](#) (quadrados) comparados com o modelo de MD05 (linha contínua).

O gradiente encontrado por [Henry et al. \(2010\)](#) está mais em acordo com as observações de regiões HII, que prevêem um gradiente de -0.078 ± 0.007 dex/kpc ([Afflerbach et al., 1997](#); [Vilchez e Esteban, 1996](#); [Deharveng et al., 2000](#)). Devido a este fato, neste trabalho serão utilizados os dados deste grupo para a comparação com os resultados obtidos do modelo para o gradiente radial de abundâncias de oxigênio do disco.

Na figura 4.7 é mostrada a evolução temporal do gradiente de oxigênio prevista para o

Figura 4.5: Perfil radial da abundância de oxigênio do modelo padrão de MD05 comparado com os resultados observacionais de NPs de [Stanghellini e Haywood \(2010\)](#) (círculos). A abundância média de NPs do bojo para os dados de [Cavichia et al. \(2010\)](#) é representada pelo quadrado próximo a 0 kpc. As barras de erro verticais são o desvio padrão para esta última amostra, enquanto que as horizontais representam o desvio padrão esperado para a distribuição de distâncias do bojo.

Figura 4.6: Gradiente radial de oxigênio do modelo padrão comparado com os resultados observacionais de NPs de [Henry et al. \(2010\)](#).

modelo de MD05. É possível notar que o modelo prevê um achatamento do gradiente ao longo do tempo. Este resultado é consistente com os resultados de NPs obtidos por [Maciel et al. \(2003, 2006\)](#).

O modelo de MD05 na presente versão inclui um bojo galáctico, o que permite a comparação com dados observacionais desta região. Um importante vínculo aos modelos de

Figura 4.7: Evolução temporal do gradiente radial de oxigênio para o modelo de MD05. No lado superior direito de cada figura é indicada a idade da Galáxia, sendo que 13.2 Gyr é a idade atual.

evolução química que descrevem a formação e evolução do bojo galáctico é a distribuição de metalicidades (MD, em inglês). A MD do bojo é muito sensível à IMF adotada, como mostram [Cescutti e Matteucci \(2011\)](#). Estes autores argumentam que a MD do bojo não pode ser reproduzida por uma IMF de Scalo, esta sendo útil somente para prever a distribuição de abundâncias na vizinhança solar. A questão de uma IMF variável ainda permanece em aberto. Do ponto de vista observacional, as evidências apontam para uma IMF universal, que independe da metalicidade em uma vasta gama de ambientes galácticos ([Myers et al., 2011](#)). Portanto, a adoção de uma IMF variável de acordo com o ambiente precisa ser melhor explicada teórica e observacionalmente. Dada esta incerteza na variação da IMF, neste trabalho optou-se por uma IMF constante para o bojo e o disco. Como dito anteriormente, neste trabalho é utilizada a IMF de [Ferrini et al. \(1990\)](#), onde não é assumido um equilíbrio linear e tampouco dinâmico para descrever a fragmentação de nuvens moleculares. Neste sistema, a formação estelar ocorre caso seja satisfeito um critério de instabilidade. Levando em conta diferentes critérios de instabilidade quando a massa crítica para a fragmentação é definida, os autores mostraram que, para explicar a IMF na vizinhança solar, é necessário assumir que a massa crítica para a fragmentação é determinada pelo efeito mútuo das forças gravitacional, magnética, e de turbulência.

A distribuição de ferro do bojo obtida a partir do modelo padrão de MD05 é mostrada na figura 4.8, onde os resultados do modelo são comparados com os dados de estrelas RGB do bojo de Zoccali et al. (2008). O valor original de MD05 para a fração de ferro produzida em SNe Ia prevê uma distribuição de ferro deslocada para menores metalicidades se comparado com os resultados observacionais. Uma fração de 0.049, como mostrado na figura, prevê uma distribuição mais em acordo com as observações. É importante notar que a MD do bojo é razoavelmente bem reproduzida sem a necessidade de se adotar uma IMF para o bojo diferente da IMF do disco, como fazem outros autores (Cescutti e Matteucci, 2011; Ballero et al., 2007, e referências aí contidas).

Figura 4.8: Distribuição de ferro (histograma) para 204 estrelas RGB do bojo de Zoccali et al. (2008) comparada com o modelo padrão de MD05 com diferentes frações de ferro provindo de SNe Ia.

Um teste importante para os modelos de evolução química que descrevem a evolução do bojo é a razão $[\alpha/\text{Fe}]$. Este tipo de diagrama é usualmente interpretado com base na diferença de escala de tempo entre o enriquecimento químico das SNe II e Ia (Cescutti e Matteucci, 2011; Ballero et al., 2007; Mollá et al., 2000). Em particular, o longo platô que se estende até a metalicidade solar e os valores supra-solares observados na razão $[\alpha/\text{Fe}]$ nas estrelas do bojo são reproduzidos através de uma formação do bojo muito rápida, como pode ser visto na figura 4.9.

Figura 4.9: Comparação entre as previsões do modelo de MD05 para a razão $[\alpha/\text{Fe}]$ utilizando-se diferentes valores para a fração de SNe Ia que contribuem para a abundância de ferro. Os dados observacionais para o bojo são de Alves-Brito et al. (2010) (círculos) e Bensby et al. (2010) (quadrados). A legenda para as diferentes linhas do modelo é similar à figura 4.8.

Aumentando-se a fração de ferro que é produzida nas SNe Ia, diminui-se o valor da razão $[\alpha/\text{Fe}]$ na região do platô, como é mostrado na figura 4.9. Porém, ao contrário da MD do bojo, os erros envolvidos na determinação das abundâncias não permitem apontar qual razão é a mais adequada para descrever a evolução do bojo. É importante notar que o modelo de MD05 não é capaz de reproduzir a razão observada de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$. Como discutem Mollá et al. (2000), esta subestimativa do modelo é provavelmente relacionada com o modelo de nucleossíntese nas SNe II adotado. Thomas et al. (1998) comparam os modelos de nucleossíntese nas SNe II de Woosley e Weaver (1995) com os modelos de Thielemann et al. (1996) e encontram que estes sobrestimam a razão $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ de Woosley e Weaver (1995) em 20%. Como notam Mollá et al. (2000), para reproduzir a abundância de Mg, é necessária uma nucleossíntese de SNe II duas vezes maior que a prevista pelo

modelo de [Woosley e Weaver \(1995\)](#).

Pode-se concluir nesta seção que os modelos estáticos de evolução química são adequados para reproduzir o comportamento do gradiente radial de abundâncias na vizinhança solar e nas regiões mais externas do disco. Porém, falham em reproduzir o gás, a taxa de formação estelar e as abundâncias nas regiões mais internas da Galáxia.

Como notado por [Portinari e Chiosi \(1999\)](#), parece impossível os modelos estáticos reproduzirem simultaneamente a densidade de gás, a taxa de formação estelar e o gradiente de metalicidades nesta região interna da Galáxia. Para produzir uma metalicidade mais alta nas regiões mais internas, a formação estelar deve ser mais efetiva nesta região e, consequentemente, os processos que envolvem o consumo do gás disponível devem ser mais eficientes. Porém, como se pode ver nas figuras 4.2, 4.3, e 4.5, maior metalicidade não implica em maiores quantidades de gás ou taxa de formação estelar. [Portinari e Chiosi \(1999\)](#) propõem que uma solução para este problema seria uma IMF voltada para maiores massas nas regiões internas da Galáxia. Contudo, como argumentam os autores e como discutido anteriormente, uma variação sistemática da IMF é controversa do ponto de vista teórico e observacional ([Scalo, 1998](#)). Uma outra solução proposta pelos autores é que a formação do anel molecular de gás na região interna da Galáxia envolve processos cinemáticos e dinâmicos não levados em conta por simples modelos químicos estáticos. Como discutido no capítulo introdutório, a formação de anéis em galáxias espirais barradas pode estar ligada aos processos dinâmicos induzidos pela barra dessas galáxias nestas regiões.

Existem alguns modelos de evolução química que levam em conta os fluxos radiais de gás para descrever a evolução química da Via Láctea. O gás que cai no disco possui um momento angular menor do que o gás que está em um movimento circular no disco, e a mistura de ambos os gases induz um *inflow* de gás no disco. [Lacey e Fall \(1985\)](#) estimam que a velocidade desse fluxo de gás é da ordem de até alguns km s^{-1} . [Goetz e Koeppen \(1992\)](#) propõem modelos numéricos e analíticos que incluem fluxos radiais de gás. Eles concluem que os fluxos radiais por si só não são suficientes para explicar os gradientes de abundâncias no disco, mas são uma maneira eficiente de amplificar os gradientes já existentes. [Koeppen \(1994\)](#) mostra que os gradientes podem ser gerados por *inflow* radial de gás quando a velocidade deste aumenta com a distância galactocêntrica.

Ou, ao contrário, também podem ser gerados por *outflows* quando a velocidade diminui com o raio. [Portinari e Chiosi \(2000\)](#) incluem fluxos radiais de gás no modelo publicado pelo mesmo grupo em 1999. Eles mostram que os gradientes são explicados por meio dos fluxos radiais, o que seria uma alternativa aos modelos de formação *inside-out*. O modelo de [Portinari e Chiosi \(2000\)](#) reproduz com sucesso o perfil radial de gás na região interna da Galáxia e ao mesmo tempo o gradiente de metalicidades nesta região. Os autores ainda discutem os possíveis efeitos dinâmicos da barra, e mostram que é possível reproduzir o pico da distribuição de gás ao redor de 4 kpc, porém não estudam a distribuição radial da SFR nesta região. [Schönrich e Binney \(2009\)](#) consideram fluxos de gás e estrelas em um modelo de evolução química sem formação *inside-out*. Eles são capazes de reproduzir o gradiente de metalicidades do disco, porém não estudam com detalhes as distribuições de gás e SFR no disco. Mais recentemente, [Spitoni e Matteucci \(2011\)](#) estudam os efeitos dos fluxos radiais de gás no gradiente de metalicidades do disco. Os autores conseguem reproduzir o gradiente através de fluxos radiais com velocidades variáveis e concluem que os fluxos radiais de gás podem, em princípio, reproduzir os gradientes ao longo do disco, mas argumentam que um modelo com formação *inside-out* junto com uma eficiência de formação estelar variável também é capaz de reproduzir os gradientes. Porém, com este modelo não é possível reproduzir o perfil de gás nas regiões internas da Galáxia. Como os autores discutem, isto é devido à não inclusão dos efeitos da barra nesta região mais interna.

4.2.2 Modelos com fluxos radiais de gás

Neste trabalho pretende-se utilizar o conhecimento atual sobre fluxos radiais de gás para estudar detalhadamente os efeitos desses fluxos nas distribuições de abundâncias, SFR, e gás nas regiões internas da Via Láctea. Mais especificamente, pela primeira vez é utilizado um modelo de evolução química que inclui fluxos radiais de gás e a evolução química conjunta do disco e bojo da Galáxia. Portanto, é interessante comparar os resultados obtidos com tal modelo com observações de estrelas e nebulosas planetárias do disco e bojo da Galáxia de uma maneira unificada. A seguir são apresentados os resultados dos modelos desenvolvidos. São considerados três casos neste trabalho:

A. *Inflow* radial de gás;

B. *Outflow* radial de gás;

C. *Inflow* radial de gás no disco e a presença de uma barra na região interna da Galáxia.

No disco, um possível mecanismo de indução de fluxos radiais de gás é a viscosidade das camadas de gás. [Lacey e Fall \(1985\)](#) apontam que uma viscosidade efetiva ν pode induzir uma velocidade radial dada por:

$$|v_r| \sim \frac{\nu}{r}. \quad (4.44)$$

Para um fluido de partículas com caminho livre médio ℓ , dispersão de velocidade total σ , e frequência epicíclica κ , a viscosidade cinemática é dada por ([Goldreich e Tremaine, 1978](#); [Fukunaga, 1983](#)):

$$\nu \approx \frac{\sigma^3 \ell}{3[(\kappa \ell)^2 + \sigma^2]}. \quad (4.45)$$

Esta expressão é válida sejam as partículas gás atômico ou nuvens de gás, mas a viscosidade devida às colisões atômicas é desprezível com relação à viscosidade das colisões entre nuvens. Para as nuvens HI, $\ell \sim 300$ pc e $\sigma \approx 14$ km s⁻¹, desta forma $\nu \approx 1$ km s⁻¹ kpc. Para as nuvens gigantes moleculares, $\sigma \approx 6$ km s⁻¹, sendo assim $\nu \approx 0.1$ km s⁻¹ kpc. A viscosidade final é uma combinação das outras duas ponderadas pela densidade superficial correspondente:

$$\nu = \frac{\nu_{HI} \times G_{HI} + \nu_{GMC} \times G_{GMC}}{G_{HI} + G_{GMC}}. \quad (4.46)$$

Portanto tem-se que:

$$|v_r| \approx \frac{1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}}{r(\text{ kpc})}. \quad (4.47)$$

Os resultados obtidos com o modelo utilizando fluxos radiais de gás são apresentados agora. Os três casos de fluxos radiais de gás estudados neste trabalho são mostrados na tabela [4.1](#). Nesta tabela, a coluna 1 indica o nome do modelo, as colunas 2 e 3 o padrão de velocidades adotado e as velocidades, e a coluna 4 o fator de escala do tempo de colapso, conforme a equação [4.2](#). Em todos os casos, os modelos com fluxos radiais são comparados com o modelo padrão de [Mollá e Díaz \(2005\)](#) para uma melhor visualização dos efeitos dos fluxos radiais de gás nos resultados obtidos. Nos modelos, são variados o padrão de velocidade dos fluxos e o fator de escala do tempo de colapso. O modelo A representa um *inflow* radial de gás no disco constante no tempo. O modelo B representa um *outflow*

Tabela 4.1 - Parâmetros utilizados nos modelos.

Modelo	padrão de vel.	$v(\text{km s}^{-1})$	λ
MD05	estático	0.0	0.5
A	<i>inflow</i>	+1.0	0.5
B	<i>outflow</i>	-1.0	0.5
C	variável	fig. 4.10	0.8

radial de gás. Em ambos os casos, a velocidade diminui radialmente de acordo com a equação 4.47.

O modelo C inclui os efeitos da barra além de um *inflow* de gás no disco e é baseado no caso B de Portinari e Chiosi (2000). Neste modelo, a corrotação (CR) da barra está localizada em 2.5 kpc, próxima da extremidade desta, e a ressonância externa de Lindblad da barra (OLR) está localizada em 4.5 kpc. O gás então escoar da CR para a OLR, onde é acumulado, enquanto que o gás das regiões externas escoar em direção ao centro da Galáxia, acumulando-se na ressonância em 4.5 kpc. Este padrão de fluxos deve começar no momento em que a barra é originada. Desta forma, os fluxos de gás que simulam o efeito da barra começam em 8 Gyr após o início da formação da Galáxia, pois não se espera que a barra tenha mais que 5 Gyr de idade (Cole e Weinberg, 2002). O padrão de velocidade para o modelo que inclui a barra é mostrado na figura 4.10. A Galáxia evolui até uma idade de 8 Gyr com uma velocidade de *inflow* dada pela curva tracejada na figura. A partir de 8 Gyr, a barra começa a atuar modificando os fluxos de gás na região interna da Galáxia. O padrão de velocidade para este caso é representado pela linha pontilhada na figura.

O valor da velocidade máxima para todas as simulações é de 1 km s^{-1} pois não se esperam velocidades muito elevadas para os fluxos de gás no disco galáctico (Lacey e Fall, 1985; Portinari e Chiosi, 2000).

A figura 4.11 mostra os resultados obtidos para o perfil de densidade de gás a partir do modelo de evolução química modificado para a inclusão de fluxos radiais de gás. O modelo padrão de MD05 é mostrado na figura para uma melhor comparação com os outros modelos. Na figura, é possível ver que o modelo A com *inflow* de gás reproduz bem o perfil de densidade de gás nas regiões externas do disco, mas falha em reproduzir o perfil na região interna do disco, para $R < R_{\odot}$. O modelo B com *outflow* de gás também não consegue

Figura 4.10: Padrão de velocidades adotado para o modelo C. A linha tracejada corresponde ao perfil de velocidade do gás para o modelo com $T < 8$ Gyr. A idade da barra é de 5 Gyr neste modelo e a partir de $T = 8$ Gyr a barra começa a alterar o perfil de velocidade do gás, que corresponde à linha pontilhada.

reproduzir o perfil de densidade para esta região e, além disso, o perfil é sobrestimado na região mais externa do disco. É importante notar que um *inflow* de gás traz gás da região externa do disco para a interna e, portanto, a densidade de gás é maior na região de 4-5 kpc do disco do que os modelos A e MD05. Porém, apenas um *inflow* de gás constante não é suficiente para reproduzir o anel de gás nesta região. O modelo C que inclui os efeitos da barra é o melhor modelo para explicar a formação do anel de gás na região interna do disco. Apesar deste modelo não conseguir reproduzir com perfeição o anel de gás, os resultados indicam que um padrão de velocidades com o gás saindo da corotação da barra em direção à ressonância OLR produz importantes alterações no perfil de densidade de gás nesta região. Entretanto, o perfil de densidade de gás na região mais externa do disco também é sobrestimado por este modelo.

Contudo, o resultado mais convincente para justificar a inclusão dos efeitos da barra na evolução do disco interno da Galáxia é fornecido pela figura 4.12. Esta figura mostra o perfil radial da taxa de formação estelar (SFR) atual, normalizada para a taxa de formação na vizinhança solar. Os dados observacionais são de [Stahler e Palla \(2005\)](#) e incluem observações de remanescentes de supernova, pulsares, e regiões HII. É interessante notar a existência de um pico na formação estelar ao redor de 5 kpc. Os modelos A, B e MD05 não conseguem reproduzir este pico, mesmo após a inclusão dos fluxos radiais de gás.

Figura 4.11: Superior: Perfil radial da densidade superficial de gás H_2 para o modelo padrão de MD05 (linha contínua) sem fluxos radiais de gás. O modelo A é representado pela linha tracejada, o modelo B pela linha tracejada e pontilhada, e o modelo C pela linha pontilhada. Os dados observacionais para comparação são de Williams e McKee (1997) (círculos) e Olling e Merrifield (2001) (quadrados). Inferior: Perfil radial da densidade superficial de gás HI. Os círculos são dados observacionais de Nakanishi e Sofue (2003). As linhas representam os modelos como no caso do painel superior.

Apenas o modelo C com a barra é capaz de descrever a formação do pico da SFR. Este é um resultado importante, pois pela primeira vez um modelo de evolução química prevê a formação de um anel de gás no disco interno da Galáxia e, ao mesmo tempo, a formação de um pico na taxa de formação estelar nesta mesma região.

Um teste importante para a comparação entre os modelos é o gradiente radial de ferro das estrelas cefeidas. Dada a precisão na determinação das abundâncias destas estrelas, da ordem de 0.1 dex, e das distâncias, da ordem de 13% (Luck e Lambert, 2011), estes objetos são um importante vínculo aos modelos de evolução química que descrevem a formação do disco. Uma comparação entre os resultados do modelo e o gradiente de ferro das estrelas cefeidas é mostrada na figura 4.13. Os dados observacionais são de Andrievsky et al. (2002, a), Andrievsky et al. (2002, b) e Luck e Lambert (2011). O modelo padrão é capaz de

Figura 4.12: Taxa de formação estelar como função da distância galactocêntrica. Os dados observacionais (círculos, quadrados, e triângulos) são de [Stahler e Palla \(2005\)](#). As linhas representam os modelos MD05 (linha contínua), A (linha tracejada), B (linha tracejada e pontilhada), e C (linha pontilhada).

reproduzir com sucesso o gradiente de ferro com os dados de [Andrievsky et al. \(2002\)](#). Porém, os novos dados publicados por [Luck e Lambert \(2011\)](#), apontam para abundâncias de ferro subsolares na vizinhança solar. Mesmo com as cefeidas, ainda é difícil prever o comportamento do gradiente na região externa do disco. O conjunto de objetos mais externos no disco, mesmo que sendo poucos, apontam para um achatamento do gradiente nesta região comparado com a região mais interna. Ainda são necessários mais dados nesta região externa para se obter o comportamento do gradiente nesta parte do disco. Os modelos B e C são os que mais sobrestimam o gradiente para $R > 10$ kpc, como pode ser visto na figura. É interessante notar que os modelos B e C prevêm um decréscimo da abundância de ferro próximo ao centro galáctico, em acordo com os resultados obtidos por [Cunha et al. \(2007\)](#).

A distribuição radial das abundâncias de oxigênio em nebulosas planetárias também é um importante vínculo para os modelos de evolução química. Apesar das distâncias destes objetos não serem tão precisas quanto as das cefeidas, as NPs tem se mostrado uma ferramenta importante para o estudo do gradiente em galáxias ([Maciel e Costa, 2010](#); [Henry et al., 2010](#); [Stanghellini e Haywood, 2010](#); [Gutenkunst et al., 2008](#); [Magrini et al., 2004](#)). Em um recente artigo publicado por [Stanghellini e Haywood \(2010\)](#), os autores

Figura 4.13: Gradiente radial de ferro para estrelas cefeidas de Andrievsky et al. (2002, a), Andrievsky et al. (2002, b) (círculos) e Luck e Lambert (2011) (quadrados). Os símbolos e cores das linhas dos modelos são análogos à figura 4.12.

usam a nova escala de distância publicada por Stanghellini et al. (2008) para estudar o gradiente de metalicidade do disco. Os resultados são apresentados na figura 4.14, onde é mostrado o gradiente obtido por Stanghellini e Haywood (2010) juntamente com os modelos desenvolvidos neste trabalho. Os modelos concordam razoavelmente bem com os dados na região interna da Galáxia, contudo as observações mostram que o gradiente é mais plano na região externa do disco. É importante notar que existem dados de apenas dois objetos para $R > 17$ kpc e é necessário interpretar com cautela o gradiente nesta região. Os dados de Stanghellini e Haywood (2010) apontam para um gradiente mais plano do que o obtido por outros grupos. De fato, Henry et al. (2010), utilizando também NPs e a escala de distância de Cahn et al. (1992), mostram que o gradiente do disco é mais inclinado do que o trabalho de Stanghellini e Haywood (2010).

O gradiente de abundâncias de oxigênio obtido por Henry et al. (2010) é mostrado na figura 4.15. Como discutido anteriormente, este gradiente é mais inclinado que o anterior, mostrando que as diferentes escalas de distância influenciam no valor do gradiente. Mas de uma maneira geral, o comportamento dos dois gradientes é similar: os objetos localizados na região mais interna do disco apresentam abundâncias maiores do que os localizados nas regiões mais externas, e indicam a existência de dois platôs de abundâncias. O primeiro platô está localizado na região interna do raio solar, enquanto que o segundo está localizado na região externa do mesmo raio. Lépine et al. (2011) atribuem este fato ao efeito da

Figura 4.14: Perfil radial da abundância de oxigênio dos diferentes modelos considerados neste trabalho em $T = 8$ Gyr, comparado com os resultados observacionais de NPs de [Stanghellini e Haywood \(2010\)](#). Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.12. A abundância média de NPs do bojo para os dados de CCM10 é representada pelo quadrado próximo a 0 kpc. As barras de erros verticais são o desvio padrão para esta última amostra, enquanto que as horizontais representam o desvio padrão esperado para a distribuição de distâncias do bojo.

corrotação do disco próximo à vizinhança solar. É interessante notar que o modelo B que prevê um *outflow* de gás apresenta um gradiente mais em acordo com as observações. Como a população de NPs do disco é composta em sua maioria por objetos oriundos de estrelas com idade de 5 Gyr ou mais ([Maciel et al., 2003](#)), ela não representa o gradiente atual, mas sim o gradiente de 5 Gyr atrás. Deste modo, os efeitos da barra no gradiente destes objetos não pode ser notado.

Para uma melhor comparação entre os diferentes tipos de modelos, são necessários mais dados na região externa do disco galáctico, assim como uma melhor precisão nas distâncias e abundâncias químicas. Com relação às distâncias, a missão Gaia trará grandes progressos neste campo. Como informado no website da ESA (Agência Espacial Européia), o principal objetivo da missão Gaia é realizar o maior e mais preciso mapa tridimensional da Via Láctea, observando-se da ordem de 1% de sua população de 100 bilhões de estrelas. O lançamento previsto para esta missão será em 2013, sendo que a duração prevista é de 5 anos.

A evolução temporal do gradiente também é de grande interesse para a evolução galáctica, como pode ser visto em [Maciel et al. \(2006\)](#) e referências aí contidas. A fi-

Figura 4.15: Gradiente radial de oxigênio dos modelos deste trabalho em $T = 8$ Gyr, comparado com os resultados observacionais de NPs de [Henry et al. \(2010\)](#). Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.14.

gura 4.16 mostra a abundância do oxigênio em função da distância galactocêntrica R para diferentes instantes de tempo. No canto direito superior de cada painel está indicada a idade da Galáxia no momento de cada simulação, sendo que 13.2 Gyr é a idade atual da Galáxia. Em todos os modelos, a Galáxia se forma de dentro para fora (*inside-out*) e, à medida que o tempo evolui, o gradiente vai se tornando mais plano. Para os modelos B e C o achatamento do gradiente ocorre mais rápido se comparado aos demais modelos. No caso do modelo B isto é de se esperar, pois um fluxo maior de gás para as regiões externas transporta os elementos produzidos nas regiões mais internas para as mais externas da Galáxia. Porém para o modelo C que inclui uma barra este fato é surpreendente. Após o início da atuação da barra em 8 Gyr, a diferença para os modelos MD05 e C é aumentada na região externa do disco. Este fato está em acordo com observações feitas por [Martin e Roy \(1994, 1995\)](#), que encontraram uma correlação entre o gradiente de abundâncias e a força da barra em galáxias espirais barradas. Esta correlação mostra que as galáxias espirais com barras mais fortes apresentam um gradiente de metalicidade mais plano.

Pretende-se agora entender a influência dos fluxos de gás na evolução do bojo galáctico. Existem modelos na literatura que consideram o caso dos fluxos radiais no disco, como por exemplo os trabalhos de [Goetz e Koeppen \(1992\)](#), [Koeppen \(1994\)](#), [Portinari e Chiosi \(2000\)](#), [Schönrich e Binney \(2009\)](#), [Spitoni e Matteucci \(2011\)](#), porém nenhum destes mo-

Figura 4.16: Evolução temporal do gradiente radial de oxigênio para os modelos estudados neste trabalho. No lado superior direito de cada figura é indicada a idade da Galáxia, sendo que 13.2 Gyr é a idade atual. Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.12.

delos inclui um bojo central. São poucos os trabalhos que buscam estudar a região central da Galáxia de forma conjunta. A grande maioria deles trata as subestruturas da Galáxia de forma independente. Dependendo do cenário de evolução do bojo, esta diferenciação acarreta vários problemas na descrição da evolução química e dinâmica destas estruturas, que estão certamente interceptadas, e é exatamente a interconexão destas estruturas que merece especial atenção, já que nestes pontos deve haver o encontro das características individuais de cada uma. Portanto, faz-se necessário o estudo dos efeitos dos fluxos radiais de gás no estudo da evolução do bojo galáctico.

Primeiramente, são apresentados os resultados para a distribuição de metalicidades do bojo, como pode ser visto na figura 4.17. Existem algumas alterações na distribuição de metalicidades quando são considerados os fluxos radiais de gás no modelo. Em particular, o modelo B com *outflow* de gás prevê uma distribuição mais estreita do que os dados mostram. Os modelos A e C apresentam poucas alterações na distribuição de metalicidade se comparados ao modelo de MD05. As distribuições destes modelos são levemente diferentes, sendo que o modelo C apresenta uma distribuição voltada para metalicidades mais altas do que o modelo A. Isto é, o modelo com barra tem uma formação estelar mais alta do que

os demais modelos com fluxos. Este fato pode ser visualizado na figura 4.18, que mostra a evolução temporal da SFR do bojo.

Figura 4.17: Distribuição de ferro (histograma) para 204 estrelas RGB do bojo de Zoccali et al. (2008) comparada com os modelos com fluxos de gás. Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.12.

Em geral, os modelos com fluxos de gás apresentam uma SFR mais alta do que o modelo de MD05 sem fluxos. De fato, como a figura mostra, a taxa de formação estelar no bojo é mais intensa por mais tempo para os modelos A, B e C do que o modelo MD05. Este resultado concorda com os resultados obtidos por Ellison et al. (2011) que utilizam uma amostra de galáxias barradas e não barradas para estudar a SFR na região central destas galáxias. Os autores mostram que a SFR central de galáxias classificadas visualmente como barradas com $M > 10^{10} M_{\odot}$ são maiores que a das galáxias não barradas de mesma massa por $\sim 60\%$. Estes resultados indicam que a barra e os fluxos de gás exercem um importante papel na formação de estrelas no centro das galáxias espirais barradas.

Uma outra comparação que pode ser feita entre os modelos é a razão $[\alpha/\text{Fe}]$. A figura 4.19 mostra as previsões dos modelos para a razão entre os elementos α e a abundância de ferro. Como se pode ver na figura, não existe diferença apreciável entre os diferentes modelos considerados. Portanto, pode-se concluir que os fluxos radiais de gás não alteram a razão entre as abundâncias dos elementos α e a abundância de ferro. De fato, esta razão

Figura 4.18: Comparação entre as previsões dos modelos deste trabalho para a dependência temporal da taxa de formação estelar no bojo galáctico. Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.12.

depende da fração de estrelas binárias que dão origem às SNe Ia e também da fração da contribuição das SNe II para a abundância de ferro. Como a inclusão dos fluxos de gás não muda nenhum destes parâmetros, a razão $[\alpha/\text{Fe}]$ permanece essencialmente sem nenhuma alteração apreciável.

Recentemente, [Bensby et al. \(2011\)](#) encontraram uma distribuição bimodal para a MD do bojo. Eles se baseiam em observações espectroscópicas de alta resolução e sinal-ruído de estrelas anãs e subgigantes amplificadas por um efeito de microlentes gravitacionais. Os resultados apontam para duas populações coexistindo no bojo: uma rica em metais e outra pobre. A população pobre em metais poderia ser originada nos primórdios do bojo, onde se espera que a maior parte das estrelas sejam velhas e pobres em metais. Já a população rica em metais poderia ser originada por um *inflow* de gás posterior. Para investigar esta hipótese, foi desenvolvido um modelo para o bojo com um *inflow* radial de gás provindo do disco galáctico durante toda a evolução deste. Os resultados são mostrados na figura 4.20. Com um fluxo constante com velocidade de 5 km s^{-1} é possível reproduzir a bimodalidade da distribuição de ferro do bojo encontrada por [Bensby et al. \(2011\)](#). Estes resultados mostram que uma interação entre o bojo e o disco da Galáxia via fluxos radiais de gás é importante para se reproduzir algumas propriedades destas regiões. A MD dupla do bojo é explicada por um recente modelo de [Tsujimoto e Bekki \(2012\)](#), onde a

Figura 4.19: Comparação entre as previsões dos models para a razão $[\alpha/\text{Fe}]$, onde α significa O, Mg, Si. Os dados observacionais para o bojo são de [Alves-Brito et al. \(2010\)](#) (círculos) e [Bensby et al. \(2010\)](#) (quadrados). Os símbolos e cores das linhas são análogos à figura 4.12.

formação do bojo é descrita pela formação de uma população pobre em metais com uma escala de tempo curta, e a partir do gás remanescente do bojo mais um *inflow* de gás do disco interno, uma população rica em metais é formada com uma escala de tempo mais longa. Contudo, os autores argumentam que é necessária uma IMF voltada para maiores massas para reproduzir a distribuição da população mais rica em metais. No caso deste trabalho não é necessária nenhuma modificação na IMF para o modelo conseguir ajustar as distribuições observadas.

A razão para diferentes tipos de estrelas do bojo apresentarem diferentes distribuições de metalicidades permanece não explicada. [Bensby et al. \(2011\)](#) não excluem uma contaminação de estrelas do disco interno em sua amostra, o que poderia explicar a fração de estrelas pobres em metais encontradas. Contudo, dado o pequeno número de estrelas anãs observadas, ainda são necessários mais dados para uma conclusão mais definitiva sobre a

formação do bojo.

Figura 4.20: Distribuição de ferro (histograma) para as estrelas anãs e subgigantes do bojo de Bensby et al. (2011) comparada com o modelo com fluxos radiais de gás considerando uma velocidade de 5 km s^{-1} .

Em resumo, os fluxos radiais de gás podem apresentar importantes alterações nos gradientes de abundâncias químicas da Galáxia. Dentre os modelos utilizados neste trabalho, destaca-se o modelo C, onde foram introduzidos fluxos radiais de gás para simular os efeitos de uma barra na região interna da Galáxia. As simulações mostram que o gradiente de abundâncias do disco é mais plano para o caso da inclusão da barra. Este resultado concorda com os resultados observacionais obtidos por Maciel et al. (2003, 2006), onde o gradiente de oxigênio apresenta um achatamento nos últimos 6 a 8 Gyr. Os resultados deste modelo também concordam com observações de NPs do bojo galáctico obtidas por Cavichia et al. (2010, 2011). Nestes trabalhos, observa-se um decréscimo das abundâncias químicas das NPs do bojo se comparadas com as do disco interno da Galáxia. Os resultados mostram também que as abundâncias químicas das NPs do bojo não seguem o gradiente de abundâncias do disco se projetado na direção do centro galáctico. Por fim, o modelo com fluxos radiais de gás está de acordo com observações de outras galáxias espirais barradas feitas por Martin e Roy (1995), onde se observa que as galáxias com barras mais fortes apresentam os menores gradientes de metalicidades.

A partir dos resultados deste capítulo está sendo redigido um artigo ([Cavichia et al., 2012](#)), cuja versão preliminar pode ser vista no apêndice desta tese.

Conclusões e perspectivas

5.1 *Abundâncias na conexão bojo-disco*

Esta parte do trabalho descreve um importante resultado relacionando NPs com a evolução química da Galáxia. O mesmo utiliza os dados de [Cavichia et al. \(2010\)](#) que apresenta a derivação e análise das abundâncias químicas para uma amostra de 56 NPs na direção do bojo galáctico, das quais 35 apresentam as abundâncias determinadas pela primeira vez. Esta amostra foi acrescida de outros dados da literatura, resultando em uma amostra final contendo 140 objetos com distâncias e abundâncias determinadas. A amostra foi utilizada para estudar a distribuição de abundâncias no disco interno e no bojo da Via Láctea.

Uma análise estatística foi realizada com o objetivo de encontrar a distância galactocêntrica onde as características do bojo e do disco se interceptam. Duas escalas de distância distintas foram utilizadas: [Zhang \(1995\)](#) (Z95) e [Stanghellini et al. \(2008\)](#) (SSV08). Aplicando-se o teste de Kolmogorov-Smirnov, a primeira resultou em uma distância de 1.5 kpc, enquanto que para a segunda o teste não foi conclusivo. Contudo, as distribuições de abundâncias dos elementos α para as duas escalas mostram que os objetos do bojo não seguem a tendência das abundâncias do disco. Em média, as abundâncias dos objetos do bojo são menores que as dos objetos pertencentes ao disco interno, apesar dessa diferença não ser superior aos erros individuais das abundâncias. Considerando a escala de distância de SSV08, a diferença de abundâncias entre os dois grupos é baseada em 68, 62, 53, e 56 NPs para o grupo I (bojo) para os elementos O, S, Ar, e Ne, respectivamente. Para o grupo II (disco interno), estes números são 16, 15, 14, 12, para os mesmos elementos. Esta diferença para a escala de Z95 é baseada em 72, 66, 50, e 43 NPs do grupo I e 41, 39, 28, 29

NPs do grupo II para os mesmos elementos. Ademais, os erros combinados para os quatro elementos α (O, S, Ar, Ne) de cada grupo é consideravelmente menor que a diferença de abundâncias médias entre os dois grupos.

Existem outras evidências que apontam para uma transição do disco interno para o bojo com uma distância galactocêntrica similar à encontrada neste trabalho. De fato, observações do bojo no infravermelho, como as realizadas pelo satélite COBE/DIRBE (Weiland et al., 1994), suportam este resultado. A partir da figura 1 daquele trabalho, está claro que o raio nuclear do bojo se localiza entre 10° e 15° . Para a distância canônica do Sol ao centro da Galáxia de 8 kpc, isto corresponde a uma raio nuclear do bojo entre 1.4 e 2.1 kpc.

Do ponto de vista das estrelas, Tiede e Terndrup (1999) realizaram observações fotométricas e espectroscópicas de 503 estrelas em quatro direções do bojo, com coordenadas (ℓ, b) : $(-28.8^\circ, -6.0^\circ)$, $(-8.7^\circ, 6.0^\circ)$, $(8.4^\circ, -6.0^\circ)$, e $(24.4^\circ, 6.1^\circ)$. De acordo com os resultados, a distribuição de abundâncias na região interna da Galáxia apresenta uma descontinuidade. Esta diferença é maior que qualquer tendência na seleção da amostra ou erros nas abundâncias. Como sugere-se nesta tese, os autores associam esta diferença às diferentes populações na linha de visada.

Smartt et al. (2001) também encontram um decréscimo de abundâncias na região interna da Galáxia. Isto foi obtido observando-se estrelas tipo B localizadas entre 2.5 e 5 kpc do centro galáctico. Devido à natureza jovem destes objetos, as abundâncias fotosféricas refletem as abundâncias atuais do meio interestelar. Contudo, as barras de erro são grandes e somente é possível afirmar que as abundâncias de oxigênio dos objetos mais próximos do centro da Galáxia não seguem o gradiente de abundâncias do disco. Estes objetos apresentam abundâncias entre 0.3 e 0.4 dex abaixo do gradiente de metalicidades de Rolleston et al. (2000) esperado nesta região.

Em estudos mais recentes, Gutenkunst et al. (2008) apontam para uma descontinuidade do gradiente de abundâncias das NPs na direção central da Galáxia. O mesmo comportamento pode ser visto no trabalho de Stanghellini e Haywood (2010). Considerando as NPs do tipo III como definido por Peimbert (1978), as quais representam a população velha do bojo, é possível notar que as abundâncias de oxigênio são menores para distâncias galactocêntricas menores que 4 kpc.

[Mishurov et al. \(2002\)](#) propuseram um modelo de formação da Galáxia onde os braços espirais são indutores de formação estelar e podem existir somente entre as ressonâncias interna e externa de Lindblad. Como consequência, a SFR diminui acentuadamente fora destes limites, e as abundâncias químicas são reduzidas nestas regiões.

Combinando estas evidências com os resultados encontrados neste trabalho, propõe-se uma distância galactocêntrica $R_L = 1.5$ kpc, a qual define a interface bojo-disco baseada na análise de abundâncias químicas da população de massa intermediária do disco interno da Galáxia e do bojo.

5.2 Abundâncias químicas de NPs na direção central da Via Láctea

Nesta parte do trabalho, foram observadas com o telescópio SOAR 21 NPs localizadas na direção do centro da Galáxia. O interesse em se observar estes objetos está em suas localizações: bem próximas ao plano galáctico na direção central da Via Láctea. Esta região possui uma alta extinção interestelar pois a luz emitida por estes objetos precisa atravessar todo o disco para ser observada.

Durante este projeto foi desenvolvido um programa utilizando as linguagens IRAF e Python, para a redução de dados espectrofotométricos dos telescópios LNA e SOAR. O pacote do IRAF desenvolvido recebeu o nome de PNePack e realiza a redução dos dados e calibração em comprimento de onda e fluxo (PNeReduc), extração automática ou manual dos fluxos das linhas (PNeFlux), cálculos da extinção interestelar (PNeDeredden), cálculos de parâmetros físicos e abundâncias (PNeCalc). Em particular, o programa PNeCalc inclui as mais recentes emissividades do HeI publicadas por [Porter e Ferland \(2007\)](#), o que garante o cálculo das abundâncias com maior precisão.

As NPs observadas apresentam uma alta extinção interestelar, apresentando uma extinção de 7 magnitudes, mas em alguns casos a extinção no visível pode chegar a 10 magnitudes. Tal extinção inviabilizou a obtenção da temperatura eletrônica a partir das linhas do [OI] e [OIII], restando apenas as linhas do [NII]. Porém, em alguns casos a linha do [NII] $\lambda 5755 \text{ \AA}$, que é essencial para a obtenção da temperatura, não foi observada por possuir um baixo sinal-ruído (S/N). Nestes casos, são apresentados três métodos distintos para o cálculo das abundâncias: utilização de uma temperatura de 10^4 K ; utilização do limite do S/N dos espectros como estimativa do fluxos da linha [NII] $\lambda 5755 \text{ \AA}$; e utilização

do método estatístico de obtenção de abundâncias em nebulosas. A partir das análises realizadas, pôde-se constatar que as NPs apresentam grandes variações de temperaturas eletrônicas e, mais importante, as abundâncias de oxigênio, enxofre, e argônio dependem das temperaturas adotadas. Como consequência, o segundo método onde a temperatura eletrônica é aproximada por um valor superior é o mais adequado entre os três métodos estudados.

As análises das abundâncias químicas mostraram que as NPs localizadas na direção central da Galáxia apresentam baixas abundâncias de oxigênio comparadas com as NPs do disco interno. Com relação as NPs do bojo de outras regiões, as diferenças não são muito pronunciáveis, porém os resultados indicam que a presente amostra apresenta uma tendência para baixas metalicidades. Uma comparação da amostra observada com uma amostra de NPs do disco mostrou que as abundâncias das NPs deste trabalho não podem ser reproduzidas por uma simples extrapolação do gradiente de abundâncias do disco. De fato, a média de abundâncias para os objetos deste trabalho está 0.63 dex abaixo deste limite. Ainda são necessários mais dados para confirmar este resultado, porém os resultados apontam para que a maior parte da população do bojo foi originada no início de sua formação. Neste cenário espera-se que a maioria da população do bojo seja velha, com uma idade próxima à idade da Galáxia.

A caracterização química da região estudada é importante para a classificação do bojo como sendo clássico ou pseudo-bojo. As evidências observacionais encontradas por este trabalho indicam que o bojo apresenta uma complexa composição de populações estelares. Por um lado, a presença de nebulosas com baixas abundâncias mostra que o bojo pode ter se formado a partir de um disco galáctico antigo através de uma evolução secular ([Genzel et al., 2008](#)). Uma evolução secular precoce poderia alimentar a região central da Galáxia com gás e estrelas e, desta forma, construir um disco exponencial e um bojo massivo, mesmo sem a necessidade de fusões. Neste caso, o bojo se formaria simultaneamente com o disco, mas separadamente. Em um outro cenário, o bojo se formaria a partir do disco espesso, como mostram as simulações de [Bournaud et al. \(2009\)](#). Este cenário explicaria as similaridades entre o bojo e o disco espesso. Por outro lado, é interessante notar que existem alguns objetos do bojo para os quais as abundâncias coincidem com o limite do gradiente radial do disco nesta região. Isto poderia ser interpretado como um bojo

composto por duas ou mais populações: uma originada do disco fino, e outra originada do disco espesso. [Bensby et al. \(2011\)](#) também encontram evidências de que o bojo é composto por uma população rica e outra pobre em metais. Como eles argumentam, estas são evidências para um bojo formado a partir de um disco, como indicam os resultados do *survey* BRAVA que apontam para um pseudo-bojo ([Shen et al., 2010](#)).

5.3 A evolução química da Via Láctea com fluxos radiais de gás

Os modelos de evolução química que não consideram troca de gás entre os anéis concêntricos nos quais divide-se o disco galáctico para fins de modelagem não conseguem reproduzir todas as propriedades observadas da Galáxia. A evolução química da região interna da Via Láctea é difícil de ser explicada sem a inclusão de fluxos radiais de gás, como pode ser visto em [Portinari e Chiosi \(1999, 2000\)](#). Sendo assim, nesta parte do trabalho foram incluídos fluxos radiais de gás no modelo de evolução química de [Mollá e Díaz \(2005\)](#), permitindo a troca de gás entre os anéis cilíndricos do disco.

As simulações com fluxos radiais de gás mostram que:

- Em geral, os modelos com fluxos de gás apresentam uma SFR mais alta no bojo do que o modelo de MD05 sem fluxos. Este resultado concorda com os resultados obtidos por [Ellison et al. \(2011\)](#) que utilizam uma amostra de galáxias barradas e não barradas para estudar a SFR na região central destas galáxias. Os autores mostram que a SFR central de galáxias classificadas visualmente como barradas com $M > 10^{10} M_{\odot}$ são maiores que a das galáxias não barradas de mesma massa por $\sim 60\%$. Estes resultados indicam que a barra e os fluxos de gás exercem um importante papel na formação de estrelas no centro das galáxias espirais barradas.
- No modelo com barra, a corotação (CR) da barra está localizada em 2.5 kpc, próxima da extremidade desta, e a ressonância externa de Lindblad da barra (OLR) está localizada em 4.5 kpc. O gás então escoar da CR para a OLR, onde é acumulado, enquanto que o gás das regiões externas escoar em direção ao centro da Galáxia, acumulando-se na ressonância em 4.5 kpc. Este padrão de fluxos deve começar no momento em que a barra é originada. A Galáxia evolui até uma idade de 8 Gyr com

uma velocidade de *inflow* constante no tempo. A partir de 8 Gyr, a barra começa a atuar modificando os fluxos de gás na região interna da Galáxia.

- Os fluxos radiais de gás podem induzir importantes alterações nos gradientes de abundâncias químicas da Galáxia. Dentre os modelos utilizados neste trabalho, destaca-se o modelo C, onde foram introduzidos fluxos radiais de gás para simular os efeitos de uma barra na região interna da Galáxia. As simulações mostram que o gradiente de abundâncias do disco é mais plano para o caso da inclusão da barra. Este resultado concorda com os resultados observacionais obtidos por [Maciel et al. \(2003, 2006\)](#), onde o gradiente de oxigênio apresenta um achatamento nos últimos 6 a 8 Gyr. Os resultados deste modelo também concordam com observações de NPs do bojo galáctico obtidas por [Cavichia et al. \(2010, 2011\)](#). Nestes trabalhos observa-se um decréscimo das abundâncias químicas das NPs do bojo se comparadas com as do disco interno da Galáxia. Os resultados apontam também que as abundâncias químicas das NPs do bojo não seguem o gradiente de abundâncias do disco se projetado na direção do centro galáctico. Por fim, o modelo com fluxos radiais de gás está de acordo com observações de outras galáxias espirais barradas feitas por [Martin e Roy \(1995\)](#), onde se observa que as galáxias com barras mais fortes apresentam os menores gradientes de metalicidades.
- Utilizando um modelo com um fluxo constante com velocidade de 5 km s^{-1} é possível reproduzir a bimodalidade da distribuição de ferro do bojo encontrada por [Bensby et al. \(2011\)](#). Estes resultados mostram que a inclusão nos modelos de uma interação entre o bojo e o disco da Galáxia via fluxos radiais de gás é importante para se reproduzir algumas propriedades destas regiões.

5.4 Considerações finais

Os resultados deste trabalho mostram que a visão de um bojo se formando a partir de um cenário monolítico onde a queda de gás acontece em períodos definidos já não explica algumas características observadas como por exemplo a distribuição de metalicidades dupla. Um cenário onde a troca de gás entre o bojo e o disco interno é mais plausível, explicando melhor os recentes dados observacionais.

Mostrou-se nesta tese que a barra da Via Láctea exerce importantes efeitos nas regiões interna do disco e central da Galáxia. Os modelos cujo objetivo é explicar as observações nestas regiões precisam incluir fluxos de gás induzidos pela barra, caso contrário, ter-se-á apenas uma visão parcial da formação e evolução da Via Láctea nesta região.

Sem dúvida a região central da Via Láctea é uma região muito complexa, com interação entre as diferentes estruturas que a compõem, e diferentes populações estelares co-habitando as mesmas regiões. Com o advento de observações com maior resolução e maior qualidade dos dados, os modelos mais simples de evolução química já estão apresentando dificuldades para explicar algumas características observadas. E isto deve continuar nos próximos anos. A era dos telescópios gigantes está se aproximando e, consequentemente, dados em muito maior quantidade, com maior resolução e qualidade, deverão revelar mais detalhes sobre a estrutura e formação desta região da Galáxia. A missão Gaia também trará grandes benefícios para esta área, pois com seus resultados o problema das distâncias dos objetos desta região será resolvido e, pela primeira vez, será possível obter um mapa tridimensional da Via Láctea. Os novos levantamentos nesta região também estão revelando e ainda revelarão muitos detalhes estruturais, cinemáticos e químicos da mesma. Por exemplo, recentemente [Gonzalez et al. \(2011\)](#), utilizando os dados do levantamento VVV¹, encontraram uma segunda estrutura próxima a barra, que é interpretada como uma segunda barra com semi-eixo de ~ 500 pc.

Os novos modelos de evolução química da região interna da Galáxia deverão se adaptar para reproduzir as mais recentes observações da estrutura, cinemática, e abundâncias químicas da Via Láctea. Hoje conhecemos detalhes sobre a formação e evolução da Via Láctea jamais imaginados duas décadas atrás e, num futuro próximo, as novas observações prometem revelar outros detalhes ainda não conhecidos atualmente. Estamos caminhando para um visão mais completa da formação da nossa própria galáxia.

5.5 Perspectivas

Esta tese abre algumas perspectivas que poderão ser consideradas mais adiante. A seguir são listadas algumas possibilidades para a continuação do trabalho.

¹ ESO Vista Variables in the Via Lactea

- **Observação de NPs na direção central da Galáxia:** a amostra observada de NPs localizada na direção central da Via Láctea ainda é pequena. Os resultados encontrados neste trabalho mostram que é interessante a observação de mais NPs nesta região da Galáxia com o objetivo de se confirmar se esta população difere do restante do bojo em termos das abundâncias químicas. Com a entrada do Brasil para o ESO, as possibilidades de telescópios para a observação destes objetos aumentam muito.
- **Novas emissividades para o hélio:** com a atualização do código de cálculo de abundâncias com as mais recentes emissividades do hélio, faz-se necessário recalcular as abundâncias químicas do restante da amostra do grupo do IAG/USP. Desta forma, a base de abundâncias químicas deste grupo permanecerá mais precisa e homogênea frente aos outros grupos.
- **Observar NPs em outras galáxias barradas:** é importante uma comparação dos resultados alcançados neste trabalho com outras galáxias espirais barradas. Como em outras galáxias o problema da alta extinção interestelar é muito menor, a obtenção de abundâncias químicas de NPs próximas ao centro dessas galáxias é, a princípio, mais direta. Estas observações podem ajudar na própria interpretação da formação da Via Láctea.
- **Aplicar o modelo a outras galáxias espirais barradas:** novamente, a comparação dos resultados obtidos para a Via Láctea com outras galáxias espirais barradas pode auxiliar no estudo da nossa própria galáxia. Além disso, em geral os modelos de evolução química com fluxos radiais de gás ignoram as outras galáxias espirais barradas. Portanto, é interessante utilizar este modelo no estudo da evolução química de outras galáxias.
- **Yields estelares mais recentes:** utilizando os *yields* estelares de [Woosley e Weaver \(1995\)](#), o modelo não conseguem reproduzir o correto comportamento de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ x Fe para o bojo. Faz-se necessária a inclusão de modelos mais atualizados para os *yields* estelares, como por exemplo os de [François et al. \(2004\)](#) para os *yields* de O e Fe.

- **Novos fluxos de gás:** pode-se utilizar outros padrões de velocidades para os fluxos de gás, como por exemplo o caso A de [Portinari e Chiosi \(2000\)](#). Neste caso, a corotação da barra está localizada em 3.5 kpc, portanto a diminuição de gás entre 1.5 e 3.5 kpc é interpretado como um rápido deslocamento de gás da corotação para a ressonância interna de Lindblad e o anel nuclear.

Referências Bibliográficas

- Acker A., Marcout J., Ochsenbein F., Stenholm B., Tylanda R., *Strasbourg - ESO catalogue of galactic planetary nebulae. Part 1; Part 2*. Garching: European Southern Observatory, 1992
- Acker A., Peyaud A. E. J., Parker Q., *400 new Planetary Nebulae in the Galactic Bulge*. In *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, vol. 234 of IAU Symposium, 2006, p. 355
- Afflerbach A., Churchwell E., Werner M. W., *Galactic Abundance Gradients from Infrared Fine-Structure Lines in Compact H II Regions*, ApJ, 1997, vol. 478, p. 190
- Aller L. H., *Physics of Thermal Gaseous Nebulae*. Astrophysics and Space Science Library v. 112, Dordrecht, Holanda, 1984
- Alloin D., Collin-Souffrin S., Joly M., Vigroux L., *Nitrogen and oxygen abundances in galaxies*, A&A, 1979, vol. 78, p. 200
- Alves-Brito A., Meléndez J., Asplund M., Ramírez I., Yong D., *Chemical similarities between Galactic bulge and local thick disk red giants: O, Na, Mg, Al, Si, Ca, and Ti*, A&A, 2010, vol. 513, p. A35
- Anderson L. D., Zavagno A., Barlow M. J., García-Lario P., Noriega-Crespo A., *Distinguishing between HII regions and planetary nebulae with Hi-GAL, WISE, MIPS GAL, and GLIMPSE*, A&A, 2012, vol. 537, p. A1

- Andrievsky S. M., Bersier D., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Maciel W. J., Lépine J. R. D., Beletsky Y. V., *Using Cepheids to determine the galactic abundance gradient. II. Towards the galactic center*, A&A, 2002, vol. 384, p. 140
- Andrievsky S. M., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Lépine J. R. D., Bersier D., Maciel W. J., Barbuy B., Klochkova V. G., Panchuk V. E., Karpischek R. U., *Using Cepheids to determine the galactic abundance gradient. I. The solar neighbourhood*, A&A, 2002, vol. 381, p. 32
- Andrievsky S. M., Luck R. E., Martin P., Lépine J. R. D., *The Galactic abundance gradient from Cepheids. V. Transition zone between 10 and 11 kpc*, A&A, 2004, vol. 413, p. 159
- Athanassoula E., *The existence and shapes of dust lanes in galactic bars*, MNRAS, 1992, vol. 259, p. 345
- Athanassoula E., *On the nature of bulges in general and of box/peanut bulges in particular: input from N-body simulations*, MNRAS, 2005, vol. 358, p. 1477
- Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., *A new approach to systematic uncertainties and self-consistency in helium abundance determinations*, J. Cosmology Astropart. Phys., 2010, vol. 5, p. 3
- Babusiaux C., Gilmore G., *The structure of the Galactic bar*, MNRAS, 2005, vol. 358, p. 1309
- Babusiaux C., Gómez A., Hill, V. et al. *Insights on the Milky Way bulge formation from the correlations between kinematics and metallicity*, A&A, 2010, vol. 519, p. A77+
- Ballero S. K., Matteucci F., Origlia L., Rich R. M., *Formation and evolution of the Galactic bulge: constraints from stellar abundances*, A&A, 2007, vol. 467, p. 123
- Beaulieu S. F., Freeman K. C., Kalnajs A. J., Saha P., Zhao H., *Dynamics of the Galactic Bulge Using Planetary Nebulae*, AJ, 2000, vol. 120, p. 855
- Bensby T., Adén D., Meléndez J., et al. *Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and subgiant stars. IV. Two bulge populations*, A&A, 2011, vol. 533, p. A134

- Bensby T., Feltzing S., Johnson J. A., Gould A., Adén D., Asplund M., Meléndez J., Gal-Yam A., Lucatello S., Sana H., Sumi T., Miyake N., Suzuki D., Han C., Bond I., Udalski A., *Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and subgiant stars. II. Ages, metallicities, detailed elemental abundances, and connections to the Galactic thick disc*, A&A, 2010, vol. 512, p. A41
- Bernard-Salas J., *Infrared spectroscopy of planetary nebulae, including Spitzer*. In Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond , vol. 234 of IAU Symposium, 2006, p. 181
- Binney J., *On the rotation of elliptical galaxies*, MNRAS, 1978, vol. 183, p. 501
- Binney J., *The Bulge-disc connection in the Milky Way*. In The Galaxy Disk in Cosmological Context , vol. 254 of IAU Symposium, 2009, p. 145
- Bissantz N., Gerhard O., *Spiral arms, bar shape and bulge microlensing in the Milky Way*, MNRAS, 2002, vol. 330, p. 591
- Boumis P., Akras S., Xilouris E. M., Mavromatakis F., Kapakos E., Papamastorakis J., Goudis C. D., *New planetary nebulae in the Galactic bulge region with $l > 0$ deg- II*, MNRAS, 2006, vol. 367, p. 1551
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Martig M., *The Thick Disks of Spiral Galaxies as Relics from Gas-rich, Turbulent, Clumpy Disks at High Redshift*, ApJ, 2009, vol. 707, p. L1
- Burkert A., Hensler G., *Chemodynamical models of galactic evolution*. In Nuclear Astrophysics , vol. 287 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 1987, p. 159
- Cabrera-Lavers A., Hammersley P. L., González-Fernández C., López-Corredoira M., Garzón F., Mahoney T. J., *Tracing the long bar with red-clump giants*, A&A, 2007, vol. 465, p. 825
- Cahn J. H., Kaler J. B., Stanghellini L., *A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae*, A&AS, 1992, vol. 94, p. 399
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ, 1989, vol. 345, p. 245

- Carigi L., Peimbert M., Esteban C., García-Rojas J., *Carbon, Nitrogen, and Oxygen Galactic Gradients: A Solution to the Carbon Enrichment Problem*, ApJ, 2005, vol. 623, p. 213
- Cavichia O., Costa R. D. D., Maciel W. J., *Planetary nebulae in the inner Milky Way: new abundances*, RMxAA, 2010, vol. 46, p. 159
- Cavichia O., Costa R. D. D., Maciel W. J., *Planetary nebulae in the inner Milky Way II: the bulge-disk transition*, RMxAA, 2011, vol. 47, p. 49
- Cavichia O., Mollá M., Costa R. D. D., Maciel W. J., *The chemical evolution of the Milky Way galaxy with radial gas flows*, MNRAS, 2012
- Cescutti G., Matteucci F., *Galactic astroarchaeology: reconstructing the bulge history by means of the newest data*, A&A, 2011, vol. 525, p. A126
- Chen L., Hou J. L., Wang J. J., *On the Galactic Disk Metallicity Distribution from Open Clusters. I. New Catalogs and Abundance Gradient*, AJ, 2003, vol. 125, p. 1397
- Chiappini C., Górny S. K., Stasińska G., Barbuy B., *Abundances in the Galactic bulge: results from planetary nebulae and giant stars*, A&A, 2009, vol. 494, p. 591
- Chiappini C., Matteucci F., Gratton R., *The Chemical Evolution of the Galaxy: The Two-Infall Model*, ApJ, 1997, vol. 477, p. 765
- Chiappini C., Matteucci F., Romano D., *Abundance Gradients and the Formation of the Milky Way*, ApJ, 2001, vol. 554, p. 1044
- Colavitti E., Cescutti G., Matteucci F., Murante G., *The origin of abundance gradients in the Milky Way: the predictions of different models*, A&A, 2009, vol. 496, p. 429
- Colavitti E., Matteucci F., Murante G., *The chemical evolution of a Milky Way-like galaxy: the importance of a cosmologically motivated infall law*, A&A, 2008, vol. 483, p. 401
- Cole A. A., Weinberg M. D., *An Upper Limit to the Age of the Galactic Bar*, ApJ, 2002, vol. 574, p. L43

- Combes F., Sanders R. H., *Formation and properties of persisting stellar bars*, A&A, 1981, vol. 96, p. 164
- Conselice C. J., Bershady M. A., Dickinson M., Papovich C., *A Direct Measurement of Major Galaxy Mergers at z lower than 3*, AJ, 2003, vol. 126, p. 1183
- Costa R. D. D., Escudero A. V., Maciel W. J., *Planetary Nebulae and the Chemical Evolution of the Galactic Bulge*. In *Planetary Nebulae as Astronomical Tools*, vol. 804 of American Institute of Physics Conference Series, 2005, p. 252
- Costa R. D. D., Maciel W. J., *Planetary nebulae as probes for galactic chemical evolution*. In *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, vol. 234 of IAU Symposium, 2006, p. 243
- Costa R. D. D., Maciel W. J., Escudero A. V., *Chemical Evolution of the Galactic Bulge: Single and Double Infall Models*, Baltic Astronomy, 2008, vol. 17, p. 321
- Costa R. D. D., Uchida M. M. M., Maciel W. J., *Chemical abundances of planetary nebulae towards the Galactic anticenter*, A&A, 2004, vol. 423, p. 199
- Cuisinier F., Maciel W. J., Köppen J., Acker A., Stenholm B., *Observations of planetary nebulae in the Galactic Bulge*, A&A, 2000, vol. 353, p. 543
- Cunha K., Sellgren K., Smith V. V., Ramirez S. V., Blum R. D., Terndrup D. M., *Chemical Abundances of Luminous Cool Stars in the Galactic Center from High-Resolution Infrared Spectroscopy*, ApJ, 2007, vol. 669, p. 1011
- Cunha K., Smith V. V., *Chemical Evolution of the Galactic Bulge as Derived from High-Resolution Infrared Spectroscopy of K and M Red Giants*, ApJ, 2006, vol. 651, p. 491
- Daflon S., Cunha K., *Galactic Metallicity Gradients Derived from a Sample of OB Stars*, ApJ, 2004, vol. 617, p. 1115
- de Freitas Pacheco J. A., Maciel W. J., Costa R. D. D., *Chemical abundances of disk planetary nebulae*, A&A, 1992, vol. 261, p. 579
- Deharveng L., Peña M., Caplan J., Costero R., *Oxygen and helium abundances in Galactic Hii regions - II. Abundance gradients*, MNRAS, 2000, vol. 311, p. 329

- Drilling J. S., Schoenberner D., *On the progenitors of white dwarfs*, A&A, 1985, vol. 146, p. L23
- Dwek E., Arendt R. G., Hauser M. G., Kelsall T., Lisse C. M., Moseley S. H., Silverberg R. F., Sodroski T. J., Weiland J. L., Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations, ApJ, 1995, vol. 445, p. 716
- Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R., *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed.*, ApJ, 1962, vol. 136, p. 748
- Ellison S. L., Nair P., Patton D. R., Scudder J. M., Mendel J. T., Simard L., *The impact of gas inflows on star formation rates and metallicities in barred galaxies*, MNRAS, 2011, vol. 416, p. 2182
- Elmegreen B. G., *What triggers star formation in galaxies?*, ArXiv e-prints, 2012
- Elmegreen B. G., Bournaud F., Elmegreen D. M., *Bulge Formation by the Coalescence of Giant Clumps in Primordial Disk Galaxies*, ApJ, 2008, vol. 688, p. 67
- Elmegreen B. G., Galliano E., Alloin D., *Massive Clusters in the Inner Regions of NGC 1365: Cluster Formation and Gas Dynamics in Galactic Bars*, ApJ, 2009, vol. 703, p. 1297
- Erwin P., *The coexistence of classical bulges and diskly pseudobulges in early-type disk galaxies*. In IAU Symposium , vol. 245 of IAU Symposium, 2008, p. 113
- Escudero A. V., *Propriedades químicas e evolução da população de massa intermediária do bojo galáctico*, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2005, Tese de Doutorado, 142 p.
- Escudero A. V., Costa R. D. D., *Abundances of recently discovered planetary nebulae towards the galactic bulge*, A&A, 2001, vol. 380, p. 300
- Escudero A. V., Costa R. D. D., Maciel W. J., *New abundances of planetary nebulae in the Galactic Bulge*, A&A, 2004, vol. 414, p. 211
- Escudero A. V., Costa R. D. D., Maciel W. J., *Chemical evolution of the Galactic Bulge using planetary nebulae and stars*, MNRAS, 2007

- Esteban C., García-Rojas J., Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., Rodríguez M., Carigi L., *Carbon and Oxygen Galactic Gradients: Observational Values from H II Region Recombination Lines*, ApJ, 2005, vol. 618, p. L95
- Exter K. M., Barlow M. J., Walton N. A., *The abundance distributions of Galactic bulge and disc planetary nebulae*, MNRAS, 2004, vol. 349, p. 1291
- Faundez-Abans M., Maciel W. J., *Neon, argon, and chlorine abundance gradients from type II planetary nebulae*, Ap&SS, 1987, vol. 129, p. 353
- Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B., Verner E. M., *CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra*, PASP, 1998, vol. 110, p. 761
- Ferrini F., Matteucci F., Pardi C., Penco U., *Evolution of spiral galaxies. I - Halo-disk connection for the evolution of the solar neighborhood*, ApJ, 1992, vol. 387, p. 138
- Ferrini F., Molla M., Pardi M. C., Diaz A. I., *Evolution of spiral galaxies. 3: Application of the multiphase model to the galactic disk*, ApJ, 1994, vol. 427, p. 745
- Ferrini F., Penco U., Palla F., *Bimodality versus multimodality - Do fragmentation theories support a bimodal IMF?*, A&A, 1990, vol. 231, p. 391
- Fitzpatrick E. L., *Correcting for the Effects of Interstellar Extinction*, PASP, 1999, vol. 111, p. 63
- François P., Matteucci F., Cayrel R., Spite M., Spite F., Chiappini C., *The evolution of the Milky Way from its earliest phases: Constraints on stellar nucleosynthesis*, A&A, 2004, vol. 421, p. 613
- Friedli D., Benz W., Kennicutt R., *On the influence of bars and star formation on galactic abundance gradients*, ApJ, 1994, vol. 430, p. L105
- Friel E. D., Janes K. A., Tavaréz M., Scott J., Katsanis R., Lotz J., Hong L., Miller N., *Metallicities of Old Open Clusters*, AJ, 2002, vol. 124, p. 2693
- Fu J., Hou J. L., Yin J., Chang R. X., *Origin and Evolution of the Abundance Gradient Along the Milky Way Disk*, ApJ, 2009, vol. 696, p. 668

- Fukunaga M., *Radial distribution of giant molecular clouds - Consequences of viscous torque in the system of giant molecular clouds*, PASJ, 1983, vol. 35, p. 173
- Fulbright J. P., McWilliam A., Rich R. M., *Abundances of Baade's Window Giants from Keck HIRES Spectra. I. Stellar Parameters and [Fe/H] Values*, ApJ, 2006, vol. 636, p. 821
- Fulbright J. P., McWilliam A., Rich R. M., *Abundances of Baade's Window Giants from Keck HIRES Spectra. II. The Alpha and Light Odd Elements*, ApJ, 2007, vol. 661, p. 1152
- Gavilán M., Buell J. F., Mollá M., *Low and intermediate mass star yields: The evolution of carbon abundances*, A&A, 2005, vol. 432, p. 861
- Genzel R., Burkert A., Bouché N., et al. *From Rings to Bulges: Evidence for Rapid Secular Galaxy Evolution at $z \sim 2$ from Integral Field Spectroscopy in the SINS Survey*, ApJ, 2008, vol. 687, p. 59
- Gillessen S., Eisenhauer F., Trippe S., Alexander T., Genzel R., Martins F., Ott T., *Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center*, ApJ, 2009, vol. 692, p. 1075
- Goetz M., Koeppen J., *On abundance gradients in spiral galaxies*, A&A, 1992, vol. 262, p. 455
- Goldreich P., Tremaine S., *The excitation and evolution of density waves*, ApJ, 1978, vol. 222, p. 850
- Gonzalez O. A., Rejkuba M., Minniti D., Zoccali M., Valenti E., Saito R. K., *The inner Galactic bar traced by the VVV survey*, A&A, 2011, vol. 534, p. L14
- Górny S. K., Stasińska G., Escudero A. V., Costa R. D. D., *The populations of planetary nebulae in the direction of the Galactic bulge. Chemical abundances and Wolf-Rayet central stars*, A&A, 2004, vol. 427, p. 231
- Gutenkunst S., Bernard-Salas J., Pottasch S. R., Sloan G. C., Houck J. R., *Chemical Abundances and Dust in Planetary Nebulae in the Galactic Bulge*, ApJ, 2008, vol. 680, p. 1206

- Henry R. B. C., Kwitter K. B., Balick B., *Sulfur, Chlorine, and Argon Abundances in Planetary Nebulae. IV. Synthesis and the Sulfur Anomaly*, AJ, 2004, vol. 127, p. 2284
- Henry R. B. C., Kwitter K. B., Jaskot A. E., Balick B., Morrison M. A., Milingo J. B., *Abundances of Galactic Anticenter Planetary Nebulae and the Oxygen Abundance Gradient in the Galactic Disk*, ApJ, 2010, vol. 724, p. 748
- Henry R. B. C., Speck A., Karakas A. I., Ferland G. J., Maguire M., *The Curious Conundrum Regarding Sulfur Abundances In Planetary Nebulae*, ArXiv e-prints, 2012
- Hou J. L., Prantzos N., Boissier S., *Abundance gradients and their evolution in the Milky Way disk*, A&A, 2000, vol. 362, p. 921
- Howard C. D., Rich R. M., Clarkson W., Mallery R., Kormendy J., De Propris R., Robin A. C., Fux R., Reitzel D. B., Zhao H. S., Kuijken K., Koch A., *Kinematics at the Edge of the Galactic Bulge: Evidence for Cylindrical Rotation*, ApJ, 2009, vol. 702, p. L153
- Iben Jr. I., Nomoto K., Tornambe A., Tutukov A. V., *On interacting helium star-white dwarf pairs as supernova precursors*, ApJ, 1987, vol. 317, p. 717
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W. R., Thielemann F.-K., *Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation*, ApJS, 1999, vol. 125, p. 439
- Jablonka P., Martin P., Arimoto N., *The Luminosity-Metallicity Relation for Bulges of Spiral Galaxies*, AJ, 1996, vol. 112, p. 1415
- Jacoby G. H., Van de Steene G., *Planetary nebulae near the Galactic center: Identifications*, A&A, 2004, vol. 419, p. 563
- Jarvis B. J., Freeman K. C., *A dynamical model for galactic bulges*, ApJ, 1985a, vol. 295, p. 314
- Jarvis B. J., Freeman K. C., *The dynamics of galactic bulges - NGC 7814 and NGC 4594*, ApJ, 1985b, vol. 295, p. 324

- Kent S. M., *Galactic structure from the spacelab infrared telescope. III - A dynamical model for the Milky Way bulge*, ApJ, 1992, vol. 387, p. 181
- Kingdon J., Ferland G. J., *Collisional effects in He I: an observational analysis*, ApJ, 1995, vol. 442, p. 714
- Kingsburgh R. L., Barlow M. J., *Elemental abundances for a sample of southern galctic planetary nebulae.*, MNRAS, 1994, vol. 271, p. 257
- Koeppen J., *The evolution of abundance gradients in spiral galaxies*, A&A, 1994, vol. 281, p. 26
- Köppen J., Acker A., Stenholm B., *Spectrophotometric survey of southern planetary nebulae. II - Chemical compositions*, A&A, 1991, vol. 248, p. 197
- Kormendy J., *Rotation of the bulge components of barred galaxies*, ApJ, 1982, vol. 257, p. 75
- Kormendy J., Illingworth G., *Rotation of the bulge components of disk galaxies*, ApJ, 1982, vol. 256, p. 460
- Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C., *Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies*, ARA&A, 2004, vol. 42, p. 603
- Kwok S., *From red giants to planetary nebulae*, ApJ, 1982, vol. 258, p. 280
- Kwok S., *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*. Cambridge ; New York, Cambridge University Press (Cambridge astrophysics series ; 31), 2000
- Kwok S., Purton C. R., Fitzgerald P. M., *On the origin of planetary nebulae*, ApJ, 1978, vol. 219, p. L125
- Lacey C. G., Fall S. M., *Chemical evolution of the galactic disk with radial gas flows*, ApJ, 1985, vol. 290, p. 154
- Lecureur A., Hill V., Zoccali M., Barbuy B., Gómez A., Minniti D., Ortolani S., Renzini A., *Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation*, A&A, 2007, vol. 465, p. 799

- Lépine J. R. D., Cruz P., Scarano Jr. S., Barros D. A., Dias W. S., Pompéia L., Andrievsky S. M., Carraro G., Famaey B., *Overlapping abundance gradients and azimuthal gradients related to the spiral structure of the Galaxy*, MNRAS, 2011, vol. 417, p. 698
- Liu X.-W., Luo S.-G., Barlow M. J., Danziger I. J., Storey P. J., *Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - III. The Galactic bulge PN M 1-42 and M 2-36*, MNRAS, 2001, vol. 327, p. 141
- Luck R. E., Lambert D. L., *The Distribution of the Elements in the Galactic Disk. III. A Reconsideration of Cepheids from $l = 30$ to 250 degrees*, AJ, 2011, vol. 142, p. 136
- Maciel W. J., *A catalogue of distances of planetary nebulae*, A&AS, 1984, vol. 55, p. 253
- Maciel W. J., *Metallicity distribution of bulge planetary nebulae and the $[O/Fe]$ x $[Fe/H]$ relation*, A&A, 1999, vol. 351, p. L49
- Maciel W. J., *Some aspects of the chemical evolution of He in the Galaxy (Invited Paper)*. In *The Light Elements and their Evolution* , vol. 198 of IAU Symposium, 2000, p. 204
- Maciel W. J., *Astrofísica do Meio Interestelar*. Edusp, São Paulo, 2002
- Maciel W. J., Costa R. D. D., *Metallicity gradients in the Milky Way*. In IAU Symposium , vol. 265 of IAU Symposium, 2010, p. 317
- Maciel W. J., Costa R. D. D., Escudero A. V., *The evolution of the Galactic bulge from planetary nebulae*. In IAU Symposium , vol. 245 of IAU Symposium, 2008, p. 365
- Maciel W. J., Costa R. D. D., Uchida M. M. M., *An estimate of the time variation of the O/H radial gradient from planetary nebulae*, A&A, 2003, vol. 397, p. 667
- Maciel W. J., Lago L. G., Costa R. D. D., *An estimate of the time variation of the abundance gradient from planetary nebulae. II. Comparison with open clusters, cepheids and young objects*, A&A, 2005, vol. 433, p. 127
- Maciel W. J., Lago L. G., Costa R. D. D., *An estimate of the time variation of the abundance gradient from planetary nebulae. III. O, S, Ar, and Ne: a comparison of PN samples*, A&A, 2006, vol. 453, p. 587

- Maciel W. J., Pottasch S. R., *Distances of planetary nebulae*, A&A, 1980, vol. 88, p. 1
- Magrini L., Perinotto M., Mampaso A., Corradi R. L. M., *Chemical abundances of Planetary Nebulae in M 33*, A&A, 2004, vol. 426, p. 779
- Malkin Z., *The current best estimate of the Galactocentric distance of the Sun based on comparison of different statistical techniques*, ArXiv e-prints, 2012
- Maraston C., Greggio L., Renzini A., Ortolani S., Saglia R. P., Puzia T. H., Kissler-Patig M., *Integrated spectroscopy of bulge globular clusters and fields. II. Implications for population synthesis models and elliptical galaxies*, A&A, 2003, vol. 400, p. 823
- Marcon-Uchida M. M., Matteucci F., Costa R. D. D., *Chemical evolution models for spiral disks: the Milky Way, M 31, and M 33*, A&A, 2010, vol. 520, p. A35
- Marigo P., *Chemical yields from low- and intermediate-mass stars: Model predictions and basic observational constraints*, A&A, 2001, vol. 370, p. 194
- Martin P., *Element Distributions in Barred Galaxies*. In Abundance Profiles: Diagnostic Tools for Galaxy History , vol. 147 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1998, p. 68
- Martin P., Roy J., *The oxygen distribution in NGC 3359 or a disk galaxy in the early phase of bar formation*, ApJ, 1995, vol. 445, p. 161
- Martin P., Roy J.-R., *The influence of bars on the chemical composition of spiral galaxies*, ApJ, 1994, vol. 424, p. 599
- Martinet L., Friedli D., *Bar strength and star formation activity in late-type barred galaxies.*, A&A, 1997, vol. 323, p. 363
- Matteucci F., Francois P., *Galactic chemical evolution - Abundance gradients of individual elements*, MNRAS, 1989, vol. 239, p. 885
- Matteucci F., Greggio L., *Relative roles of type I and II supernovae in the chemical enrichment of the interstellar gas*, A&A, 1986, vol. 154, p. 279

- Matteucci F., Tornambe A., *Chemical evolution of elliptical galaxies*, A&A, 1987, vol. 185, p. 51
- McWilliam A., Rich R. M., *The first detailed abundance analysis of Galactic bulge K giants in Baade's window*, ApJS, 1994, vol. 91, p. 749
- McWilliam A., Rich R. M., Smecker-Hane T. A., *Constraints on the Origin of Manganese from the Composition of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy and the Galactic Bulge*, ApJ, 2003, vol. 592, p. L21
- Merrifield M. R., *The Galactic Bar*. In Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy , vol. 317 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2004, p. 289
- Milingo J. B., Kwitter K. B., Henry R. B. C., Souza S. P., *Alpha Element Abundances in a Large Sample of Galactic Planetary Nebulae*, ApJ, 2010, vol. 711, p. 619
- Minniti D., Zoccali M., *The Galactic bulge: a review*. In IAU Symposium , vol. 245 of IAU Symposium, 2008, p. 323
- Mishurov Y. N., Lépine J. R. D., Acharova I. A., *Corotation: Its Influence on the Chemical Abundance Pattern of the Galaxy*, ApJ, 2002, vol. 571, p. L113
- Miszalski B., Parker Q. A., Acker A., Birkby J. L., Frew D. J., Kovacevic A., *MASH-II: more planetary nebulae from the AAO/UKST H α survey*, MNRAS, 2008, vol. 384, p. 525
- Mollá M., Díaz A. I., *A grid of chemical evolution models as a tool to interpret spiral and irregular galaxies data*, MNRAS, 2005, vol. 358, p. 521
- Molla M., Ferrini F., *Evolution of Spiral Galaxies. V. The Galactic Bulge*, ApJ, 1995, vol. 454, p. 726
- Mollá M., Ferrini F., Diaz A. I., *Evolution of Spiral Galaxies. VI. Radial Distributions of Abundances in External Galaxies*, ApJ, 1996, vol. 466, p. 668
- Mollá M., Ferrini F., Gozzi G., *Galactic bulges*, MNRAS, 2000, vol. 316, p. 345

- Mollá M., Roy J. R., *Modeling the Radial Abundance Distribution of the Transition Galaxy NGC 1313*, ApJ, 1999, vol. 514, p. 781
- Myers A. T., Krumholz M. R., Klein R. I., McKee C. F., *Metallicity and the Universality of the Initial Mass Function*, ApJ, 2011, vol. 735, p. 49
- Naab T., Ostriker J. P., *A simple model for the evolution of disc galaxies: the Milky Way*, MNRAS, 2006, vol. 366, p. 899
- Nakanishi H., Sofue Y., *Three-Dimensional Distribution of the ISM in the Milky Way Galaxy: I. The H I Disk*, PASJ, 2003, vol. 55, p. 191
- Nishiyama S., Nagata T., Sato S., Kato D., Nagayama T., Kusakabe N., Matsunaga N., Naoi T., Sugitani K., Tamura M., *The Distance to the Galactic Center Derived from Infrared Photometry of Bulge Red Clump Stars*, ApJ, 2006, vol. 647, p. 1093
- Nomoto K., Thielemann F.-K., Yokoi K., *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, ApJ, 1984, vol. 286, p. 644
- Olling R. P., Merrifield M. R., *Luminous and dark matter in the Milky Way*, MNRAS, 2001, vol. 326, p. 164
- Ortolani S., Renzini A., Gilmozzi R., Marconi G., Barbuy B., Bica E., Rich R. M., *Near Coeval Formation of the Galactic Bulge and Halo Inferred from Globular Cluster Ages*, Nature, 1995, vol. 377, p. 701
- Osterbrock D. E., *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. University Science Books, Mill Valley, California, 1989, 422 p., 1989
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2006
- Pagel B. E. J., Edmunds M. G., Blackwell D. E., Chun M. S., Smith G., *On the composition of H II regions in southern galaxies. I - NGC 300 and 1365*, MNRAS, 1979, vol. 189, p. 95
- Parker Q. A., Acker A., Frew et al. *The Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebula Catalogue: MASH*, MNRAS, 2006, vol. 373, p. 79

- Pasquali A., Perinotto M., *Chemical behavior of planetary nebulae and galactic abundance gradients*, A&A, 1993, vol. 280, p. 581
- Peimbert M., *Chemical abundances in planetary nebulae*. In Planetary Nebulae , vol. 76 of IAU Symposium, 1978, p. 215
- Peimbert M., Luridiana V., Torres-Peimbert S., *Temperature fluctuations and the chemical composition of planetary nebulae of Type I*, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 1995, vol. 31, p. 147
- Peletier R. F., Falcón-Barroso J., Bacon R., Cappellari M., Davies R. L., de Zeeuw P. T., Emsellem E., Ganda K., Krajnović D., Kuntschner H., McDermid R. M., Sarzi M., van de Ven G., *The SAURON project - XI. Stellar populations from absorption-line strength maps of 24 early-type spirals*, MNRAS, 2007, vol. 379, p. 445
- Perinotto M., Morbidelli L., *The chemical gradient of oxygen in the Galaxy from planetary nebulae*, MNRAS, 2006, vol. 372, p. 45
- Perinotto M., Morbidelli L., Scatarzi A., *A reanalysis of chemical abundances in galactic PNe and comparison with theoretical predictions*, MNRAS, 2004, vol. 349, p. 793
- Persic M., Salucci P., Stel F., *The universal rotation curve of spiral galaxies - I. The dark matter connection*, MNRAS, 1996, vol. 281, p. 27
- Pettini M., Pagel B. E. J., *[OIII]/[NII] as an abundance indicator at high redshift*, MNRAS, 2004, vol. 348, p. L59
- Peyaud A. E. J., Boily C., Acker A., Parker Q., *Kinematics and Dynamics of the Galactic Bulge through Planetary Nebulae*. In Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond , vol. 234 of IAU Symposium, 2006, p. 485
- Porter R. L., Bauman R. P., Ferland G. J., MacAdam K. B., *Theoretical He I Emissivities in the Case B Approximation*, ApJ, 2005, vol. 622, p. L73
- Porter R. L., Ferland G. J., *Revisiting He-like X-Ray Emission-Line Plasma Diagnostics*, ApJ, 2007, vol. 664, p. 586

- Portinari L., Chiosi C., *On star formation and chemical evolution in the Galactic disc*, A&A, 1999, vol. 350, p. 827
- Portinari L., Chiosi C., *On radial gas flows, the Galactic Bar and chemical evolution in the Galactic Disc*, A&A, 2000, vol. 355, p. 929
- Pottasch S. R., Bernard-Salas J., *Planetary nebulae abundances and stellar evolution*, A&A, 2006, vol. 457, p. 189
- Prugniel P., Maubon G., Simien F., *The formation of galaxy bulges: Spectrophotometric constraints*, A&A, 2001, vol. 366, p. 68
- Ratag M. A., Pottasch S. R., Dennefeld M., Menzies J., *Abundances in planetary nebulae near the galactic centre. I. Abundance determinations*, A&AS, 1997, vol. 126, p. 297
- Ratag M. A., Pottasch S. R., Dennefeld M., Menzies J. W., *Abundances in planetary nebulae near the galactic center. II - Abundance distributions*, A&A, 1992, vol. 255, p. 255
- Rattenbury N. J., Mao S., Sumi T., Smith M. C., *Modelling the Galactic bar using OGLE-II red clump giant stars*, MNRAS, 2007, vol. 378, p. 1064
- Rich R. M., *Spectroscopy and abundances of 88 K giants in Baade's Window*, AJ, 1988, vol. 95, p. 828
- Rich R. M., Origlia L., *The First Detailed Abundances for M Giants in Baade's Window from Infrared Spectroscopy*, ApJ, 2005, vol. 634, p. 1293
- Rich R. M., Origlia L., Valenti E., *The First Detailed Abundances for M Giants in the Inner Bulge from Infrared Spectroscopy*, ApJ, 2007, vol. 665, p. L119
- Rolleston W. R. J., Smartt S. J., Dufton P. L., Ryans R. S. I., *The Galactic metallicity gradient*, A&A, 2000, vol. 363, p. 537
- Rudolph A. L., Fich M., Bell G. R., Norsen T., Simpson J. P., Haas M. R., Erickson E. F., *Abundance Gradients in the Galaxy*, ApJS, 2006, vol. 162, p. 346

- Ruffle P. M. E., Zijlstra A. A., Walsh J. R., Gray M. D., Gesicki K., Minniti D., Comeron F., *Angular diameters, fluxes and extinction of compact planetary nebulae: further evidence for steeper extinction towards the bulge*, MNRAS, 2004, vol. 353, p. 796
- Saha P., *A Method for Comparing Discrete Kinematic Data and N-Body Simulations*, AJ, 1998, vol. 115, p. 1206
- Samland M., Gerhard O. E., *The formation of a disk galaxy within a growing dark halo*, A&A, 2003, vol. 399, p. 961
- Samland M., Köppen J., Acker A., Stenholm B., *Spectrophotometric survey of southern planetary nebulae. III - Automatic ionization modelling*, A&A, 1992, vol. 264, p. 184
- Scalo J., *The IMF Revisited: A Case for Variations*. In The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference) , vol. 142 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1998, p. 201
- Scalo J. M., Struck-Marcell C., *A physical mechanism for bursts of star formation*, ApJ, 1986, vol. 301, p. 77
- Schönrich R., Binney J., *Chemical evolution with radial mixing*, MNRAS, 2009, vol. 396, p. 203
- Searle L., Zinn R., *Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo*, ApJ, 1978, vol. 225, p. 357
- Sevenster M. N., Chapman J. M., Habing H. J., Killeen N. E. B., Lindqvist M., *The ATCA/VLA OH 1612 MHz survey. I. Observations of the galactic bulge Region*, A&AS, 1997, vol. 122, p. 79
- Shaw R. A., Lee T.-H., Stanghellini L., Davies J. E., García-Hernández D. A., García-Lario P., Perea-Calderón J. V., Villaver E., Manchado A., Palen S., Balick B., *A Detailed look at Chemical Abundances in Magellanic Cloud Planetary Nebulae. I. The Small Magellanic Cloud*, ApJ, 2010, vol. 717, p. 562
- Shen J., Rich R. M., Kormendy J., Howard C. D., De Propriis R., Kunder A., *Our Milky Way as a Pure-disk Galaxy - A Challenge for Galaxy Formation*, ApJ, 2010, vol. 720, p. L72

- Sheth K., Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Capak P., Abraham R. G., Athanassoula E., Ellis R. S., Mobasher B., Salvato M., Schinnerer E., Scoville N. Z., Spalsbury L., Strubbe L., Carollo M., Rich M., West A. A., *Evolution of the Bar Fraction in COSMOS: Quantifying the Assembly of the Hubble Sequence*, ApJ, 2008, vol. 675, p. 1141
- Shklovsky I. S., , Sov. Astron. J., 1956
- Smartt S. J., Venn K. A., Dufton P. L., Lennon D. J., Rolleston W. R. J., Keenan F. P., *Chemical abundances in the inner 5 kpc of the Galactic disk*, A&A, 2001, vol. 367, p. 86
- Soto M., Rich R. M., Kuijken K., *Evidence of a Metal-rich Galactic Bar from the Vertex Deviation of the Velocity Ellipsoid*, ApJ, 2007, vol. 665, p. L31
- Spitoni E., Matteucci F., *Effects of the radial flows on the chemical evolution of the Milky Way disk*, A&A, 2011, vol. 531, p. A72
- Stahler S. W., Palla F., *The Formation of Stars*, 2005
- Stanek K. Z., Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., Mateo M., Krzeminski W., *Modeling the Galactic Bar Using Red Clump Giants*, ApJ, 1997, vol. 477, p. 163
- Stanghellini L., Haywood M., *The Galactic Structure and Chemical Evolution Traced by the Population of Planetary Nebulae*, ApJ, 2010, vol. 714, p. 1096
- Stanghellini L., Shaw R. A., Villaver E., *The Magellanic Cloud Calibration of the Galactic Planetary Nebula Distance Scale*, ApJ, 2008, vol. 689, p. 194
- Stasińska G., *[Ar III]/[O III] and [S III]/[O III]: well-behaved oxygen abundance indicators for HII regions and star forming galaxies*, A&A, 2006, vol. 454, p. L127
- Stasińska G., Richer M. G., McCall M. L., *The planetary nebulae populations in five galaxies: abundance patterns and evolution*, A&A, 1998, vol. 336, p. 667
- Talbot Jr. R. J., Arnett W. D., *The Evolution of Galaxies. II. Chemical Evolution Coefficients*, ApJ, 1973, vol. 186, p. 51
- Thielemann F.-K., Nomoto K., Hashimoto M.-A., *Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta*, ApJ, 1996, vol. 460, p. 408

- Thomas D., Greggio L., Bender R., *Stellar Yields and Chemical Evolution - I. Abundance Ratios and Delayed Mixing in the Solar Neighbourhood*, MNRAS, 1998, vol. 296, p. 119
- Tiede G. P., Terndrup D. M., *Kinematics, Metallicities, and Stellar Distributions in the Inner Disk and Bulge of the Milky Way*, AJ, 1999, vol. 118, p. 895
- Tinsley B. M., *Evolution of the Stars and Gas in Galaxies*, Fund. Cosmic Phys., 1980, vol. 5, p. 287
- Tinsley B. M., Larson R. B., *Chemical evolution and the formation of galactic disks*, ApJ, 1978, vol. 221, p. 554
- Toomre A., *Mergers and Some Consequences*. In *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, 1977, p. 401
- Torres-Peimbert S., Peimbert M., *Photoelectric photometry and physical conditions of planetary nebulae.*, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 1977, vol. 2, p. 181
- Tsujimoto T., Bekki K., *Two-component Galactic Bulge Probed with Renewed Galactic Chemical Evolution Model*, ApJ, 2012, vol. 747, p. 125
- Tylenda R., Siódmiak N., Górny S. K., Corradi R. L. M., Schwarz H. E., *Angular dimensions of planetary nebulae*, A&A, 2003, vol. 405, p. 627
- van den Bergh S., McClure R. D., Evans R., *The supernova rate in Shapley-Ames galaxies*, ApJ, 1987, vol. 323, p. 44
- van den Hoek L. B., Groenewegen M. A. T., *New theoretical yields of intermediate mass stars*, A&AS, 1997, vol. 123, p. 305
- van Loon J. T., Gilmore G. F., Omont A., Blommaert J. A. D. L., Glass I. S., Messineo M., Schuller F., Schultheis M., Yamamura I., Zhao H. S., *Infrared stellar populations in the central parts of the Milky Way galaxy*, MNRAS, 2003, vol. 338, p. 857
- Vilchez J. M., Esteban C., *The chemical composition of HII regions in the outer Galaxy*, MNRAS, 1996, vol. 280, p. 720

- Weiland J. L., Arendt R. G., Berriman G. B., Dwek E., Freudenreich H. T., Hauser M. G., Kelsall T., Lisse C. M., Mitra M., Moseley S. H., Odegard N. P., Silverberg R. F., Sodroski T. J., Spiesman W. J., Stemwedel S. W., *COBE diffuse infrared background experiment observations of the galactic bulge*, ApJ, 1994, vol. 425, p. L81
- Whelan J., Iben Jr. I., *Binaries and Supernovae of Type I*, ApJ, 1973, vol. 186, p. 1007
- Williams J. P., McKee C. F., *The Galactic Distribution of OB Associations in Molecular Clouds*, ApJ, 1997, vol. 476, p. 166
- Woosley S. E., Weaver T. A., *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis*, ApJS, 1995, vol. 101, p. 181
- Wyse R. F. G., *Phase-space density constraints on the formation of bulges from discs*, MNRAS, 1998, vol. 293, p. 429
- Wyse R. F. G., Gilmore G., *Formation and evolution of the Galactic bulge and spheroid - Where did the spheroid gas go?*, AJ, 1992, vol. 104, p. 144
- Zhang C. Y., *A statistical distance scale for Galactic planetary nebulae*, ApJS, 1995, vol. 98, p. 659
- Zoccali M., Hill V., Lecureur A., Barbuy B., Renzini A., Minniti D., Gómez A., Ortolani S., *The metal content of bulge field stars from FLAMES-GIRAFFE spectra. I. Stellar parameters and iron abundances*, A&A, 2008, vol. 486, p. 177
- Zoccali M., Lecureur A., Barbuy B., Hill V., Renzini A., Minniti D., Momany Y., Gómez A., Ortolani S., *Oxygen abundances in the Galactic bulge: evidence for fast chemical enrichment*, A&A, 2006, vol. 457, p. L1
- Zoccali M., Lecureur A., Barbuy B., Hill V., Renzini A., Minniti D., Momany Y., Gómez A., Ortolani S., *Abundances in the Galactic Bulge: evidence for fast chemical enrichment*. In IAU Symposium , vol. 241 of IAU Symposium, 2007, p. 73
- Zoccali M., Renzini A., Ortolani S., Greggio L., Saviane I., Cassisi S., Rejkuba M., Barbuy B., Rich R. M., Bica E., *Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry*, A&A, 2003, vol. 399, p. 931

Apêndice

Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, **46**, 159–177 (2010)

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY: NEW ABUNDANCES

O. Cavichia, R. D. D. Costa, and W. J. Maciel

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

Received 2009 November 19; accepted 2010 February 8

RESUMEN

El estudio de las nebulosas planetarias del disco interior y del bulbo galáctico proporciona importante información sobre las abundancias químicas de elementos como He, N, O, Ar, Ne y sobre la evolución de estas abundancias, la cual está asociada a la evolución de las estrellas de masa intermedia y a la evolución química de la Galaxia.

Presentamos abundancias precisas de los elementos He, N, S, O, Ar, y Ne para una muestra de 54 nebulosas planetarias localizadas en la dirección del bulbo galáctico, para 33 de las cuales se presentan abundancias aquí por primera vez. Las abundancias se derivan a partir de observaciones en la región óptica hechas en el Laboratorio Nacional de Astrofísica (LNA), Brasil. Los datos muestran una buena concordancia con otros resultados en la literatura, en el sentido de que la distribución de abundancias es similar a la obtenida en otros trabajos.

ABSTRACT

The study of planetary nebulae in the inner-disk and bulge gives important information on the chemical abundances of elements such as He, N, O, Ar, Ne, and on the evolution of these abundances, which is associated with the evolution of intermediate-mass stars and the chemical evolution of the Galaxy.

We present accurate abundances of the elements He, N, S, O, Ar, and Ne for a sample of 54 planetary nebulae located towards the bulge of the Galaxy, for 33 of which the abundances are derived here for the first time. The abundances are obtained based on observations in the optical domain made at the National Laboratory for Astrophysics (LNA, Brazil). The data show a good agreement with other results in the literature, in the sense that the distribution of the abundances is similar to that of those works.

Key Words: Galaxy: abundances — Galaxy: evolution — planetary nebulae: general — techniques: spectroscopic

1. INTRODUCTION

The bulge of the Galaxy shows a large metallicity dispersion. The study of the metallicity distribution from K giants, as done by Rich (1988), shows values from 0.1 to 10 $Z_{\odot}$. More recently, Rich & Origlia (2005) find an α -enhancement at the level of +0.3 dex relative to the solar composition stars for 14 M giants and within a narrow metallicity range around $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$. Zoccali et al. (2006) and Lecureur et al. (2007) find that bulge stars have larger values of $[\text{O}/\text{Fe}]$ and $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ when compared to thin and thick disk stars. This is the signature of a chemical

enrichment by massive stars, progenitors of type II supernovae, with little or no contribution from type Ia supernovae, showing a shorter formation timescale for the bulge than for both the thin and thick disks.

In this context, planetary nebulae (PNe) are an important tool for the study of the chemical evolution of galaxies. The understanding of this stage of stellar evolution allows us to grasp how the Galaxy originated and developed. As an intermediate mass star evolution product, PNe offer the possibility of studying elements produced in both low and intermediate mass stars, such as helium and nitrogen, and

also elements which result from the nucleosynthesis of large mass stars, such as oxygen, sulfur and neon, which are present in the interstellar medium at the formation epoch of the PNe stellar progenitor.

Regardless of the fact that the chemical abundances obtained from PNe are relatively accurate, their distances are subject to discussion even nowadays. Excluding a few PNe whose distances are determined from direct methods such as trigonometric parallax, or those cases where there is a binary companion in the main sequence, most PNe have their distances derived from nebular properties (see e.g., Maciel & Pottasch 1980; Cahn, Kaler, & Stanghellini 1992; Stanghellini, Shaw, & Villaver 2008). These uncertainties in the distances of PNe make the study of the chemical properties as a function of galactocentric distance a difficult task. In spite of the uncertainties, statistical distance scales are still the best tool to study the chemical abundance patterns in the Galaxy from the point of view of PNe, as e.g., done by Maciel & Quireza (1999), Maciel, Lago, & Costa (2006), Perinotto & Morbidelli (2006), and Gutenkunst et al. (2008).

Since the bulge and the disk may have different evolution histories, described for example by the disk inside-out formation model (Chiappini, Matteucci, & Romano 2001) or by the multiple infalls scenario (Costa, Escudero, & Maciel 2005; Costa, Maciel, & Escudero 2008), we should expect these differences to be reflected on the chemical properties of each component. Indeed, bulge and disk display different chemical abundance patterns, like the radial abundance gradients found in the disk (Carigi et al. 2005; Daflon & Cunha 2004; Andrievsky et al. 2004; Maciel, Lago, & Costa 2005, 2006), or the large abundance distribution found in the bulge (Rich 1988; Zoccali et al. 2003, 2006).

On the other hand, Chiappini et al. (2009) made a comparison between abundances from PNe located in the bulge, the inner-disk and the Large Magellanic Cloud. Their results do not show any clear difference between bulge and inner-disk objects. Some other previous studies of the Galactic bulge based on abundances of PNe such as Ratag et al. (1992), Cuisinier et al. (2000), Escudero & Costa (2001), Escudero, Costa, & Maciel (2004), and Exter, Barlow, & Walton (2004), find that bulge PNe have an abundance distribution similar to disk PNe, showing that He, O, Si, Ar, and Ca have a normal abundance pattern, favoring therefore a Galactic evolution slower than that indicated by stars. In conclusion, the study of chemical abundances in the inner region of the

Galaxy is still an open question, especially regarding the bulge-disk connection.

The goal of this paper is to report new spectrophotometric observations for a sample of PNe located in the inner-disk and bulge of the Milky Way galaxy, aiming to derive their nebular physical parameters and chemical abundances, as has been done by our group (see e.g., Costa et al. 1996; Costa, de Freitas, & Idiart 2000; Escudero & Costa 2001; Escudero et al. 2004, and references therein), as part of a long-term program to derive a large sample of chemical abundances of southern PNe. As a result, our database has become one of the largest in the literature, with a very homogeneous observational setup, reduction and analysis procedures, which are necessary to perform large-scale statistical studies. In this work, 33 objects have their abundances derived for the first time. Additionally, objects in common with other samples are used to compare our data with previous data already published. The comparison of the final abundances with those obtained in other multi-object studies allow us to assess the accuracy of the new abundances.

This paper is organized as follows: in § 2 the details of the observations and data reduction procedures are presented. In § 3 we describe the process of determination of chemical abundances, and the new abundances are listed. In § 4, a comparison is made between the abundances obtained in this work and those taken from the literature. Finally, in § 5 the main conclusions are presented.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.1. Observations

The observations were made at the 1.60 m telescope of the National Laboratory for Astrophysics (LNA, Brazil) during 2006 and 2007, according to the log of observations shown in Table 1. In this table, Column 1 displays the PN G designation, Column 2 the usual name, Columns 3 and 4 the equatorial coordinates for epoch 2000, Column 5 the date of observation, and Column 6 the exposure time in seconds. A Cassegrain Boller & Chivens spectrograph was used with a 300 l/mm grid, which provides a reciprocal dispersion of 0.2 nm/pixel. For all program objects, a long slit of 1.5 arcsec width was used. Each night at least three spectrophotometric standard stars were observed in order to improve the flux calibration. These stars were observed with a long slit of 7.5 arcsec width, allowing a more precise flux calibration.

The sample was selected from the *Strasbourg - ESO catalogue of Galactic planetary nebulae* (Acker

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

161

TABLE 1
LOG OF THE OBSERVATIONS

PN G	Name	RA (J2000)	DEC (J2000)	Date of Obs.	Exp. Time (s)
000.7–02.7	M 2-21	17 58 09.57	–29 44 20.10	Jun 24, 07	2 × 1200
000.9–04.8	M 3-23	18 07 06.15	–30 34 17.00	Jun 21, 07	3 × 1200
004.0–11.1	M 3-29	18 39 25.77	–30 40 36.70	Jun 24, 06	2 × 1200
004.2–04.3	H 1-60	18 12 25.16	–27 29 13.00	Jun 21, 07	2 × 1200
004.2–05.9	M 2-37	18 18 38.35	–28 08 01.00	Jun 24, 07	1 × 1200
005.2–18.6	StWr 2-21	19 14 23.33	–32 34 16.70	Jun 21, 06	3 × 900
005.5–2.5	M 3-24	18 07 53.91	–25 24 02.71	Jun 24, 07	3 × 900
006.4–04.6	Pe 2-13	18 18 13.36	–25 38 08.90	Jun 22/23, 07	2 × 1800
006.8–03.4	H 2-45	18 14 28.84	–24 43 38.30	Jun 23, 07	2 × 900
007.0+06.3	M 1-24	17 38 11.59	–19 37 37.60	Jun 24, 07	2 × 1200
010.7+07.4	Sa 2-230	17 42 02.01	–15 56 07.50	Jun 24, 06	2 × 1800
011.0–05.1	M 1-47	18 29 11.15	–21 46 53.40	Jun 21, 07	2 × 900
011.3+02.8	Th 4-11	18 00 08.82	–17 40 43.30	Jun 24, 06	3 × 600
011.7–06.6	M 1-55	18 36 42.55	–21 48 59.10	Jun 23, 06	2 × 1200
012.6–02.6	M 1-45	18 23 07.98	–19 17 05.30	Jun 21, 07	2 × 1200
013.8–07.9	Pc 21	18 45 35.22	–20 34 58.30	Jun 21, 06	2 × 1200
015.9+03.3	M 1-39	18 07 30.70	–13 28 47.60	Jun 23, 06	3 × 600
016.4–01.9	M 1-46	18 27 56.34	–15 32 54.40	Jun 23, 07	3 × 600
019.7–04.5	M 1-60	18 43 38.11	–13 44 48.60	Jun 23, 07	3 × 600
021.8–00.4	M 3-28	18 32 41.29	–10 05 50.00	Jun 22, 07	2 × 1200
023.0+04.3	MA 3	18 17 49.38	–06 48 21.50	Jun 24, 06	3 × 1200
023.3–07.6	MaC 1-16	19 01 21.77	–11 58 20.00	Jun 21, 06	3 × 1200
023.8–01.7	K 3-11	18 41 07.31	–08 55 59.00	Jun 22, 07	2 × 1800
024.1+03.8	M 2-40	18 21 23.85	–06 01 55.80	Jun 24, 06	2 × 1200
025.9–02.1	Pe 1-15	18 46 24.48	–07 14 34.60	Jun 22, 07	2 × 1200
335.4–01.1	He 2-169	16 34 13.33	–49 21 13.20	Jun 23, 07	2 × 1200
335.9–03.6	Mewe 1-7	16 47 57.07	–50 42 48.30	Jun 21, 06	3 × 1200
336.2+01.9	Pe 1-6	16 23 54.31	–46 42 15.30	Jun 22, 07	2 × 1200
336.3–05.6	He 2-186	16 59 36.06	–51 42 06.50	Jun 25, 07	3 × 600
336.9+08.3	StWr 4-10	16 02 13.04	–41 33 35.90	Jun 23, 06	2 × 1200
338.8+05.6	He 2-155	16 19 23.10	–42 15 36.00	Jun 21, 07	3 × 900
340.9–04.6	Sa 1-5	17 11 27.37	–47 25 01.60	Jun 23, 06	2 × 900
342.9–04.9	He 2-207	17 19 32.97	–45 53 16.70	Jun 23, 06	3 × 900
343.0–01.7	Vd 1-9	17 05 38.30	–43 56 18.00	Jun 21, 06	2 × 1200
344.2–01.2	H 1-6	17 06 58.87	–42 41 09.75	Jun 23, 07	2 × 1800
344.4+02.8	Vd 1-5	16 51 33.57	–40 02 56.00	Jun 21, 06	2 × 1200
344.8+03.4	Vd 1-3	16 49 32.87	–39 21 08.90	Jun 23, 06	2 × 1800
345.0+03.4	Vd 1-4	16 50 25.32	–39 08 18.90	Jun 24, 06	3 × 900
346.2–08.2	IC 4663	17 45 28.37	–44 54 15.90	Jun 25, 07	2 × 900
347.7+02.0	Vd 1-8	17 04 33.77	–37 53 14.90	Jun 24, 06	2 × 1200
348.0–13.8	IC 4699	18 18 32.02	–45 59 01.70	Jun 23, 06	3 × 900
350.5–05.0	H 1-28	17 42 54.07	–39 36 24.00	Jun 24, 07	2 × 1800
350.9+04.4	H 2-1	17 04 36.26	–33 59 18.80	Jun 21, 07	4 × 240, 1 × 120
351.6–06.2	H 1-37	17 50 44.57	–39 17 26.00	Jun 24, 07	2 × 900
352.6+03.0	H 1-8	17 14 42.90	–33 24 47.20	Jun 24, 07	2 × 1200
355.4–04.0	Hf 2-1	17 51 12.15	–34 55 24.30	Jun 25, 07	2 × 900
355.9+03.6	H 1-9	17 21 31.90	–30 20 48.35	Jun 22, 07	3 × 500
356.3–06.2	M 3-49	18 02 32.11	–35 13 14.70	Jun 23, 07	2 × 1800
356.8–05.4	H 2-35	18 00 18.26	–34 27 39.30	Jun 21, 07	2 × 1800
357.4–04.6	M 2-22	17 58 32.63	–33 28 36.60	Jun 22, 07	2 × 1200
358.2+03.5	H 2-10	17 27 32.85	–28 31 06.90	Jun 21, 07	2 × 1200
358.3+03.0	H 1-17	17 29 40.59	–28 40 22.10	Jun 23, 07	3 × 900
358.7+05.2	M 3-40	17 22 28.27	–27 08 42.40	Jun 23, 07	2 × 1200
358.8+03.0	Th 3-26	17 31 09.30	–28 14 50.40	Jun 24, 07	2 × 1800
359.8+03.7	Th 3-25	17 30 46.72	–27 05 59.10	Jun 22, 07	2 × 1200

et al. 1992), based on three criteria: galactic coordinates within the range $|\ell| \leq 25^\circ$ and $|b| \leq 10^\circ$, 5 GHz flux below 100 mJy, and optical diameter lower than 12 arcsec. The galactic coordinates were used to take into account only the PNe which are in the galactic

center direction. The combination of the other two criteria leads to the rejection of about 90–95% of the PNe which are in the galactic center direction, but have heliocentric distances lower than 4 kpc (cf. Stasińska, Richer, & McCall 1998). These criteria

Fig. 1. PNe distribution compared to the galactic bulge for this work (filled circles) and data from the literature (open circles).

are commonly used by other authors to select bulge PNe (e.g. Exter et al. 2004 and Chiappini et al. 2009). Hence, most of the objects selected in this work should be in or near the bulge.

Figure 1 displays the distribution of the sample with respect to the galactic bulge. The figure also shows the distribution for the objects selected from the literature (see § 4 for more details). As can be seen, the selected objects are located in the direction of the galactic bulge, whose contours are displayed using the image from the $2.2\mu\text{m}$ COBE/DIRBE satellite plot (Weiland et al. 1994). Furthermore, the sample objects spread over the entire region of the galactic bulge, avoiding tendencies in the chemical abundances analysis introduced by partial coverage of the bulge, as found by Escudero & Costa (2001). They showed that objects located in a region with galactic latitude larger than 5 degrees display lower abundances when compared with other works in the literature such as Ratag et al. (1997), Cuisinier et al. (2000), and Stasińska et al. (1998), whose samples are located elsewhere.

Data reduction was performed using the IRAF package, following the standard procedure for long slit spectra: correction of bias, flat-field, extraction, wavelength and flux calibration. Atmospheric extinction was corrected through mean coefficients derived for the LNA observatory. Table 2 displays the line fluxes in a scale where $F(\text{H}\beta) = 100$, with reddening correction. A typical spectrum can be seen in Figure 2, for the planetary nebula Pe 1-15.

2.2. Interstellar extinction

As pointed out by Escudero et al. (2004), the application of the extinction curve of Fitzpatrick

Fig. 2. Typical spectrum from our sample for the object Pe 1-15. The [O III] 500.7 nm and $\text{H}\alpha$ lines are saturated to allow a better view of other lines.

(1999) has produced better results than the curve of Cardelli, Clayton, & Mathis (1989) for the interstellar extinction correction. Therefore we chose the former to correct the interstellar extinction, deriving $E(B-V)$ from the observed Balmer ratio $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ and adopting the theoretical value $\text{H}\alpha/\text{H}\beta = 2.85$, with $R_V = 3.1$. This extinction curve is given by a seven-degree polynomial equation as follows:

$$\left[\frac{A_\lambda}{E(B-V)} \right] = 0.00001 + 0.22707x + 1.95243x^2 - 2.67596x^3 + 2.6507x^4 - 1.26812x^5 + 0.27549x^6 - 0.02212x^7, \quad (1)$$

with $x = 1/\lambda$ [μm^{-1}].

3. DETERMINATION OF CHEMICAL ABUNDANCES

3.1. Physical parameters

The physical parameters –electron densities and electron temperatures– were derived from optical emission lines. The electron density was determined from the sulfur line ratio $[\text{S II}] \lambda 671.6/\lambda 673.1$ nm. For the electron temperature we used both $[\text{O III}] \lambda 436.3/\lambda 500.7$ nm, and $[\text{N II}] \lambda 575.5/\lambda 654.8$ nm line ratios, which give two temperature zones: one for the low potential lines and the other for high potential lines.

Table 3 shows the physical parameters obtained for the observed PNe. Column 1 lists the PN G number, Columns 2 and 3 the interstellar extinction $E(B-V)$ with uncertainties (described in § 3.3), Columns 4–5 the electron density from $[\text{S II}]$ in 10^3 cm^{-3} , and Columns 6–7 and 8–9 the electron

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

163

TABLE 2
REDDENING-CORRECTED LINE FLUXES IN UNITS OF $F(H\beta = 100)$

	000.7-02.7	000.9-04.8	004.0-11.1	004.2-04.3	004.2-05.9	005.2-18.6	005.5-2.5	006.4-04.6
[OII] λ 372.8	13.0	15.3	-	5.0	43.6	-	35.4	13.6
[NeIII] λ 386.9	57.7	143.3	107.0	82.1	103.4	97.9	84.1	83.9
H8 λ 388.9	18.1	8.4	37.1	16.2	30.7	21.9	17.7	8.3
[NeIII] λ 396.7	24.6	51.2	53.7	34.7	37.2	56.4	44.4	19.5
H7 λ 397.0	-	-	-	-	-	-	-	4.9
H6 λ 410.2	14.1	33.1	34.5	27.6	27.2	30.8	24.8	28.2
H γ λ 434.0	39.1	53.3	46.0	47.0	50.0	50.1	44.5	61.4
[OIII] λ 436.3	16.5	20.0	4.1	7.6	13.8	12.6	4.0	23.4
HeI λ 447.1	5.7	2.8	5.8	7.6	17.4	4.3	6.7	21.8
HeII λ 468.6	24.1	105.7	-	6.2	-	41.3	22.3	99.9
[ArIV] λ 471.1	3.9	22.3	-	3.9	1.4	4.7	4.0	16.4
[ArIV] λ 474.0	4.3	17.7	-	2.3	2.0	3.8	2.7	14.2
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	442.6	387.4	189.6	317.0	43.7	359.1	220.7	393.8
[OIII] λ 500.7	1294.3	1106.4	546.9	924.6	108.2	1066.2	650.9	1139.8
[NI] λ 519.9	1.0	-	-	-	3.8	0.6	1.0	-
[CaV] λ 530.9	-	-	-	1.8	-	-	-	-
HeII λ 541.1	2.2	7.3	-	1.0	-	3.9	2.4	19.8
[NII] λ 575.5	1.0	0.6	0.8	-	1.7	0.4	2.1	-
HeI λ 587.6	15.2	4.1	12.6	15.6	21.5	10.7	19.6	16.8
[OI] λ 630.0	5.1	0.3	0.4	0.7	1.2	2.3	1.9	12.5
[SII] λ 631.2	4.5	3.6	0.7	0.6	1.8	1.7	1.1	4.5
[OI] λ 636.4	1.9	0.3	0.6	0.2	-	0.9	1.1	-
[ArV] λ 643.5	-	2.7	0.2	0.5	-	0.2	-	5.7
[NII] λ 654.8	8.1	4.3	22.0	1.7	30.4	15.1	31.7	8.3
H5 λ 656.3	285.0	285.0	285.0	202.9	285.0	284.6	285.0	285.0
[NII] λ 658.3	24.4	12.8	66.5	5.3	54.7	18.6	75.8	25.1
HeI λ 667.8	5.4	3.0	4.1	5.0	7.0	3.3	5.5	8.3
[SII] λ 671.6+3.1	2.0	3.7	7.8	0.8	5.9	6.4	6.4	9.3
[SII] λ 671.6/3.1	0.6	0.9	0.9	0.3	1.1	0.7	0.7	0.8
[ArV] λ 700.6	1.3	7.1	-	-	-	0.5	-	11.7
HeI λ 706.5	8.4	1.3	3.1	5.2	4.0	3.3	3.9	14.4
[ArIII] λ 713.6	8.7	23.4	9.8	8.0	5.3	12.6	18.0	32.4
[ArIV] λ 717.0	0.3	2.5	-	-	-	-	0.7	3.0
HeII λ 717.7	0.5	-	-	-	-	0.7	-	5.3
[ArIV] λ 723.8	1.0	1.8	-	2.0	2.2	0.8	1.9	-
[ArIV] λ 726.3	-	1.2	-	-	-	0.3	0.3	-
[OII] λ 732.5	11.2	2.2	3.0	3.5	4.7	3.9	5.2	17.1
[ArIII] λ 775.1	2.4	7.2	6.8	3.9	3.3	4.9	3.8	16.6
	006.8-03.4	007.0+06.3	010.7+07.4	011.0-05.1	011.3+02.8	011.7-06.6	012.6-02.6	013.8-07.9
[OII] λ 372.8	-	31.4	-	9.5	-	-	87.4	-
[NeIII] λ 386.9	94.4	54.0	104.6	113.2	67.0	-	-	76.4
H8 λ 388.9	20.9	27.1	22.6	18.5	35.0	11.8	31.0	14.2
[NeIII] λ 396.7	26.9	37.3	56.6	39.9	45.5	19.0	25.1	40.4
H7 λ 397.0	-	-	-	-	-	-	-	-
H6 λ 410.2	26.9	33.8	45.2	26.4	44.0	24.6	37.3	31.7
H γ λ 434.0	49.7	49.5	55.5	45.2	52.3	50.1	53.5	47.5
[OIII] λ 436.3	11.8	4.3	12.0	11.5	29.7	-	3.9	12.8
HeI λ 447.1	11.1	6.8	5.7	6.5	6.6	-	4.5	3.7
HeII λ 468.6	-	-	115.4	4.1	8.4	-	3.2	102.4
[ArIV] λ 471.1	3.1	-	12.7	3.5	2.2	2.0	-	13.5
[ArIV] λ 474.0	2.9	-	9.7	2.5	1.3	-	-	10.2
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	328.2	166.0	295.5	399.3	29.2	-	1.3	242.6
[OIII] λ 500.7	948.7	482.0	879.8	1184.4	81.8	1.2	2.0	735.8
[NI] λ 519.9	-	-	0.4	-	0.7	1.6	1.6	0.6
[CaV] λ 530.9	-	-	-	-	0.9	-	-	-
HeII λ 541.1	0.6	0.3	9.7	-	0.9	-	-	9.5
[NII] λ 575.5	-	0.9	0.9	0.2	0.7	1.4	1.3	0.3
HeI λ 587.6	15.1	8.8	8.4	13.8	18.1	0.8	2.4	6.2
[OI] λ 630.0	1.1	0.6	-	-	0.8	2.3	1.5	0.7
[SII] λ 631.2	0.9	0.9	3.3	0.6	0.6	-	0.2	2.1
[OI] λ 636.4	0.5	0.6	0.5	-	0.7	0.9	0.6	0.3
[ArV] λ 643.5	0.3	0.9	1.2	-	0.2	-	0.1	2.2
[NII] λ 654.8	2.2	19.0	5.1	-	4.7	73.5	80.2	2.7
H5 λ 656.3	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	284.7
[NII] λ 658.3	6.4	31.8	15.4	-	14.1	191.4	222.6	8.2
HeI λ 667.8	3.5	4.9	2.7	4.8	3.9	0.2	1.1	2.6
[SII] λ 671.6+3.1	0.5	2.0	7.6	0.3	1.6	30.9	8.0	3.9
[SII] λ 671.6/3.1	0.6	0.6	1.0	0.8	0.8	0.5	0.5	1.0

TABLE 2 (CONTINUED)

	006.8-03.4	007.0+06.3	010.7+07.4	011.0-05.1	011.3+02.8	011.7-06.6	012.6-02.6	013.8-07.9
[ArV] λ 700.6	-	0.2	2.2	-	0.4	0.2	0.2	4.8
HeI λ 706.5	4.4	4.8	0.9	5.1	12.1	0.3	0.7	1.2
[ArIII] λ 713.6	5.2	16.0	20.0	5.7	1.3	0.5	0.7	12.3
[ArIV] λ 717.0	-	-	-	-	0.3	-	-	0.7
HeII λ 717.7	-	-	1.3	-	-	-	-	1.9
[ArIV] λ 723.8	0.2	0.5	0.6	2.2	0.3	-	0.8	0.5
[ArIV] λ 726.3	-	-	-	-	0.2	-	-	0.5
[OII] λ 732.5	1.9	3.6	3.7	1.0	0.9	4.9	1.7	3.4
[ArII] λ 775.1	1.2	4.8	5.8	2.0	0.3	-	-	5.1
	015.9+03.3	016.4-01.9	019.7-04.5	021.8-00.4	023.0+04.3	023.3-07.6	023.8-01.7	025.9-02.1
[OII] λ 372.8	-	203.5	47.7	108.3	-	-	133.3	9.7
[NeIII] λ 386.9	-	2.0	141.0	116.1	74.2	118.2	66.1	64.9
H8 λ 388.9	32.1	26.4	18.0	-	39.3	26.3	68.6	14.4
[NeIII] λ 396.7	38.3	-	43.6	55.1	44.0	47.9	18.5	24.8
H7 λ 397.0	-	7.7	-	-	-	-	-	-
H6 λ 410.2	34.9	30.5	36.6	40.2	36.5	29.4	193.0	28.1
H γ λ 434.0	57.6	49.6	58.5	51.6	53.3	45.2	61.8	42.0
[OIII] λ 436.3	-	2.9	8.0	18.0	5.9	5.9	13.8	3.3
HeI λ 447.1	7.2	3.1	9.9	11.3	4.8	6.0	-	7.0
HeII λ 468.6	3.3	4.9	-	18.8	-	17.0	2.7	6.1
[ArIV] λ 471.1	-	-	3.4	13.5	5.3	2.3	-	2.1
[ArIV] λ 474.0	-	-	2.6	10.4	3.3	1.3	-	2.4
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	17.1	29.1	360.9	418.0	191.9	257.0	2.9	250.1
[OIII] λ 500.7	51.3	71.2	983.9	1236.0	540.8	776.1	2.1	734.7
[NI] λ 519.9	1.7	1.2	1.4	4.8	-	11.2	-	0.8
[CaV] λ 530.9	-	-	-	-	-	1.9	-	-
HeII λ 541.1	0.4	-	0.7	2.4	-	1.8	-	-
[NII] λ 575.5	3.0	1.4	3.9	10.9	0.6	8.5	1.9	0.7
HeI λ 587.6	13.4	26.6	20.4	17.6	12.7	22.2	1.2	18.2
[OI] λ 630.0	2.2	-	5.6	19.0	0.6	37.5	1.6	0.3
[SIII] λ 631.2	0.8	2.1	2.3	1.7	0.8	2.2	0.3	0.6
[OI] λ 636.4	0.8	0.8	2.1	6.3	-	12.9	0.8	-
[ArV] λ 643.5	0.1	-	0.1	-	-	-	-	-
[NII] λ 654.8	114.7	61.0	56.0	191.3	3.0	226.8	67.6	3.8
H5 λ 656.3	285.0	359.5	285.0	285.0	285.0	284.9	285.0	285.0
[NII] λ 658.3	313.3	150.7	152.7	556.6	9.0	680.8	186.5	11.3
HeI λ 667.8	3.4	8.9	5.1	5.5	4.0	7.0	0.7	5.5
[SII] λ 671.6+3.1	14.5	10.7	4.1	7.1	1.6	137.7	9.9	0.9
[SII] λ 671.6/3.1	0.5	0.8	0.5	0.7	0.8	1.0	0.5	0.8
[ArV] λ 700.6	-	3.9	-	1.4	-	-	0.5	-
HeI λ 706.5	4.5	11.2	7.6	7.3	4.1	5.0	0.8	3.7
[ArIII] λ 713.6	10.5	19.7	20.4	34.5	9.8	27.6	-	14.0
[ArIV] λ 717.0	-	-	0.1	-	-	-	-	-
HeII λ 717.7	-	-	0.1	-	-	-	-	-
[ArIV] λ 723.8	0.6	-	0.6	2.5	-	-	-	0.9
[ArIV] λ 726.3	-	-	-	-	-	-	1.2	-
[OII] λ 732.5	7.2	18.6	7.5	21.4	2.4	18.1	4.2	2.8
[ArII] λ 775.1	2.5	13.3	6.1	10.4	2.7	12.3	-	3.2
	335.4-01.1	335.9-03.6	336.2+01.9	336.2+01.9	336.3-05.6	336.9+08.3	338.8+05.6	340.9-04.6
[OII] λ 372.8	-	-	-	56.1	111.2	-	61.0	-
[NeIII] λ 386.9	255.0	20.7	88.2	142.3	157.7	86.2	111.3	108.1
H8 λ 388.9	-	40.6	46.9	-	11.9	20.6	18.9	12.4
[NeIII] λ 396.7	-	784.3	63.3	54.9	61.1	39.7	46.4	46.6
H7 λ 397.0	-	68.1	-	-	-	-	-	40.1
H6 λ 410.2	-	42.6	40.9	49.6	27.8	25.6	26.7	30.6
H γ λ 434.0	257.9	64.4	58.8	54.4	49.5	48.5	46.2	51.3
[OIII] λ 436.3	44.4	11.2	14.9	10.6	23.4	10.1	6.8	11.9
HeI λ 447.1	-	5.1	10.2	12.5	5.1	6.7	5.0	6.0
HeII λ 468.6	142.3	61.1	32.2	34.4	58.9	-	6.6	2.6
[ArIV] λ 471.1	94.1	5.3	9.3	6.0	10.8	-	3.1	3.6
[ArIV] λ 474.0	56.2	3.7	4.5	5.5	8.5	-	2.4	3.6
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	370.0	206.6	248.4	250.4	537.8	283.2	343.1	387.6
[OIII] λ 500.7	1089.1	614.8	771.3	736.4	1557.7	851.0	996.3	1113.2
[NI] λ 519.9	48.1	1.0	-	2.0	3.6	-	0.7	-
[CaV] λ 530.9	-	-	-	-	-	-	0.2	-
HeII λ 541.1	19.6	5.7	2.8	4.1	4.6	-	0.8	-
[NII] λ 575.5	35.8	0.8	1.6	3.0	6.0	-	0.7	0.7
HeI λ 587.6	18.8	13.6	9.6	20.7	12.6	15.2	17.7	16.8
[OI] λ 630.0	47.2	1.8	0.2	1.3	19.8	-	1.6	2.0
[SIII] λ 631.2	9.1	0.8	0.5	0.7	4.2	0.6	1.2	1.4

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

165

TABLE 2 (CONTINUED)

	335.4-01.1	335.9-03.6	336.2+01.9	336.2+01.9	336.3-05.6	336.9+08.3	338.8+05.6	340.9-04.6
[OII] λ 636.4	16.4	0.9	-	0.8	7.0	-	0.6	0.7
[ArV] λ 643.5	5.3	0.1	-	0.5	2.8	-	-	-
[NII] λ 654.8	449.7	2.0	6.0	6.8	95.7	-	23.1	5.9
H5 λ 656.3	285.0	285.2	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0
[NII] λ 658.3	1328.7	6.1	18.2	20.0	271.4	-	39.5	17.8
HeI λ 667.8	6.6	4.6	3.5	6.2	4.7	3.6	4.9	4.0
[SII] λ 671.6+3.1	67.8	3.2	3.6	2.6	15.3	-	4.3	4.2
[SII] λ 671.6/3.1	0.8	1.3	0.7	0.8	0.6	-	0.8	0.6
[ArV] λ 700.6	10.3	1.5	-	-	4.9	-	-	-
HeI λ 706.5	6.5	2.0	2.2	3.9	6.5	3.8	3.5	5.3
[ArIII] λ 713.6	49.6	11.3	16.5	16.6	26.7	7.3	12.3	9.4
[ArIV] λ 717.0	1.9	1.9	-	-	1.7	-	-	-
HeII λ 717.7	2.4	0.6	-	-	0.8	-	-	-
[ArIV] λ 723.8	0.7	4.5	1.6	2.6	0.6	-	0.6	-
[ArIV] λ 726.3	-	-	-	-	0.6	-	-	-
[OII] λ 732.5	21.1	4.2	3.5	5.8	25.6	-	2.9	4.2
[ArIII] λ 775.1	15.2	8.6	3.2	4.4	9.4	2.1	3.9	2.6
	342.9-04.9	343.0-01.7	344.2-01.2	344.4+02.8	344.8+03.4	345.0+03.4	346.2-08.2	347.7+02.0
[OII] λ 372.8	-	-	-	-	-	-	57.2	-
[NeIII] λ 386.9	128.0	121.5	130.9	87.1	-	132.0	128.2	188.8
H8 λ 388.9	21.5	56.2	25.4	20.9	19.0	20.4	16.9	125.6
[NeIII] λ 396.7	60.8	-	98.9	70.9	-	43.8	49.7	73.4
H7 λ 397.0	-	-	-	-	-	-	-	-
H6 λ 410.2	27.1	-	11.4	32.1	28.9	31.5	37.5	33.1
H γ λ 434.0	49.4	49.5	42.7	46.2	51.6	52.0	58.1	85.0
[OIII] λ 436.3	20.7	7.6	19.9	17.3	-	17.1	10.1	47.4
HeI λ 447.1	4.3	11.2	23.1	4.2	6.0	6.6	5.1	27.2
HeII λ 468.6	67.0	4.5	26.2	39.7	-	4.8	91.0	15.0
[ArIV] λ 471.1	10.8	10.6	-	8.8	-	2.0	11.6	10.1
[ArIV] λ 474.0	7.5	2.8	-	8.3	-	2.2	7.7	14.0
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	505.2	297.1	243.8	439.7	36.2	384.8	347.2	526.2
[OIII] λ 500.7	1531.0	829.3	768.2	1316.0	110.2	1125.7	1028.4	1526.4
[NI] λ 519.9	5.0	0.7	8.7	0.4	0.5	0.7	-	1.4
[CaV] λ 530.9	-	-	-	0.3	-	-	-	-
HeII λ 541.1	5.9	0.3	4.6	3.8	-	0.5	5.5	2.3
[NII] λ 575.5	6.7	1.3	14.1	0.2	1.2	2.1	0.9	2.5
HeI λ 587.6	11.5	18.8	28.5	11.1	13.6	18.3	6.4	18.5
[OI] λ 630.0	15.4	2.7	33.3	0.3	5.0	9.4	-	6.6
[SIII] λ 631.2	7.4	1.2	4.5	0.8	-	1.4	2.6	2.1
[OI] λ 636.4	5.5	1.1	13.8	0.1	1.7	3.2	-	2.1
[ArV] λ 643.5	1.0	-	-	0.6	-	-	0.5	0.4
[NII] λ 654.8	138.3	26.0	275.3	1.8	50.4	23.5	19.7	13.1
H5 λ 656.3	285.0	286.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0
[NII] λ 658.3	395.6	26.9	811.5	5.2	139.5	51.5	31.3	39.7
HeI λ 667.8	3.9	4.7	10.0	3.2	3.8	4.3	3.2	3.8
[SII] λ 671.6+3.1	104.4	4.7	71.0	1.8	48.8	5.0	5.4	6.6
[SII] λ 671.6/3.1	1.0	0.6	0.9	0.9	1.0	0.5	0.8	0.5
[ArV] λ 700.6	2.0	-	2.3	0.7	-	-	1.1	0.6
HeI λ 706.5	3.0	7.7	8.1	2.7	2.1	9.8	1.4	6.4
[ArIII] λ 713.6	48.5	13.6	57.8	10.2	8.3	11.0	28.7	12.8
[ArIV] λ 717.0	-	-	-	0.8	-	0.2	1.2	0.4
HeII λ 717.7	1.4	-	-	0.7	-	-	-	-
[ArIV] λ 723.8	2.0	0.6	1.3	-	-	1.1	1.1	0.3
[ArIV] λ 726.3	-	-	-	0.4	-	-	-	0.3
[OII] λ 732.5	11.5	7.7	18.9	1.4	6.6	17.6	2.8	9.9
[ArIII] λ 775.1	16.8	3.3	11.6	3.0	3.0	2.9	6.1	2.9
	348.0-13.8	350.5-05.0	350.9+04.4	351.6-06.2	352.6+03.0	355.4-04.0	355.9+03.6	356.3-06.2
[OII] λ 372.8	-	148.9	133.1	135.7	-	52.3	100.0	226.1
[NeIII] λ 386.9	125.0	81.6	7.2	125.7	99.1	130.6	8.1	56.6
H8 λ 388.9	19.0	29.6	16.5	19.6	40.8	33.2	23.7	17.8
[NeIII] λ 396.7	50.9	37.5	15.8	46.3	44.9	57.5	16.0	34.7
H7 λ 397.0	-	-	-	-	-	-	-	-
H6 λ 410.2	27.0	41.2	23.5	32.6	48.7	31.9	30.7	30.2
H γ λ 434.0	47.2	55.2	42.6	46.8	48.4	49.8	48.8	54.1
[OIII] λ 436.3	16.3	5.0	2.3	10.1	10.1	17.3	3.4	7.4
HeI λ 447.1	5.3	10.7	3.2	5.6	12.9	1.9	4.7	13.8
HeII λ 468.6	29.7	16.7	0.1	83.4	5.8	97.5	-	23.2
[ArIV] λ 471.1	5.2	2.0	-	16.0	1.9	17.2	2.8	-
[ArIV] λ 474.0	4.6	1.4	-	10.0	5.2	10.2	-	-
H β λ 486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[OIII] λ 495.9	401.7	158.3	27.5	271.3	214.6	449.6	55.6	176.9

TABLE 2 (CONTINUED)

	348.0-13.8	350.5-05.0	350.9+04.4	351.6-06.2	352.6+03.0	355.4-04.0	355.9+03.6	356.3-06.2
[OIII]λ500.7	1188.0	465.3	82.7	756.1	575.7	1333.3	153.1	522.0
[NI]λ519.9	-	4.9	0.5	4.0	7.1	0.9	1.2	8.4
[CaV]λ530.9	-	-	-	-	-	-	-	-
HeIIλ541.1	2.2	1.4	-	7.4	1.2	6.5	1.0	3.5
[NII]λ575.5	-	4.6	2.9	4.0	2.3	2.0	5.5	4.4
HeIλ587.6	8.4	24.6	9.5	12.1	8.0	6.5	13.3	14.0
[OI]λ630.0	0.3	8.5	2.0	7.9	5.1	3.3	2.6	14.1
[SII]λ631.2	0.4	1.2	1.6	3.7	1.6	4.0	2.7	-
[OI]λ636.4	-	3.6	0.9	2.7	2.0	2.0	1.0	6.4
[ArV]λ643.5	0.3	1.0	0.2	1.6	-	1.2	-	-
[NII]λ654.8	-	149.1	32.2	84.3	92.4	35.8	31.6	121.6
H5 λ656.3	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0
[NII]λ658.3	-	427.4	94.5	233.1	280.2	70.3	89.8	367.0
HeIλ667.8	3.4	6.1	2.8	4.6	8.0	3.3	3.8	7.3
[SII]λ671.6+3.1	1.1	33.2	2.3	20.9	8.5	13.7	0.9	44.6
[SII]λ671.6/3.1	1.1	0.9	0.6	0.8	0.5	1.0	0.5	1.2
[ArV]λ700.6	-	-	0.6	3.8	0.4	2.2	0.8	-
HeIλ706.5	2.1	4.0	5.7	3.2	11.8	1.7	9.5	4.9
[ArIII]λ713.6	4.1	22.3	6.0	26.8	34.5	35.7	9.0	19.9
[ArIV]λ717.0	1.2	0.3	-	-	0.6	1.7	-	-
HeIIλ717.7	-	0.7	-	0.7	0.4	-	-	-
[ArIV]λ723.8	-	1.8	0.4	1.5	2.1	0.9	-	6.2
[ArIV]λ726.3	-	-	-	-	0.2	-	-	3.3
[OII]λ732.5	1.3	7.4	37.0	4.4	8.3	3.2	87.4	4.4
[ArIII]λ775.1	4.8	6.4	1.8	7.9	9.5	8.2	2.2	6.1
	356.8-05.4	357.4-04.6	358.2+03.5	358.3+03.0	358.7+05.2	358.8+03.0	359.8+03.7	
[OII]λ372.8	76.6	42.6	41.1	39.7	-	54.1	82.8	
[NeIII]λ386.9	91.2	104.1	178.7	120.8	83.9	135.0	53.6	
H8 λ388.9	-	23.3	31.8	26.2	-	-	34.6	
[NeIII]λ396.7	48.8	42.2	43.1	63.2	23.5	58.2	21.1	
H7λ397.0	-	-	-	-	-	-	11.6	
H6λ410.2	31.3	36.0	39.0	36.1	40.8	27.0	42.4	
Hγλ434.0	48.3	58.2	53.7	50.8	55.2	73.8	52.6	
[OIII]λ436.3	7.8	9.0	13.1	23.8	11.2	20.7	9.6	
HeIλ447.1	7.9	9.0	8.3	11.2	-	-	10.8	
HeIIλ468.6	29.2	33.6	1.7	7.1	-	92.4	-	
[ArIV]λ471.1	-	7.0	2.8	5.7	-	28.5	1.7	
[ArIV]λ474.0	-	5.7	2.5	8.2	-	17.6	1.3	
Hβλ486.1	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	
[OIII]λ495.9	247.3	267.2	345.8	496.3	-	337.0	166.1	
[OIII]λ500.7	725.6	770.2	949.4	1458.7	-	961.6	438.4	
[NI]λ519.9	0.5	3.7	-	-	-	3.7	-	
[CaV]λ530.9	1.2	-	-	-	-	-	0.5	
HeIIλ541.1	2.1	4.0	0.3	2.2	-	7.7	-	
[NII]λ575.5	1.4	4.6	0.6	6.4	1.3	2.9	1.4	
HeIλ587.6	10.6	13.1	17.4	23.1	3.1	6.9	15.9	
[OI]λ630.0	1.5	4.8	1.8	13.5	1.9	5.9	1.7	
[SII]λ631.2	0.9	1.3	1.1	4.7	0.6	7.9	1.1	
[OI]λ636.4	0.5	1.6	0.6	4.6	1.0	-	0.5	
[ArV]λ643.5	-	0.6	0.1	0.4	0.3	3.1	0.2	
[NII]λ654.8	43.8	66.6	7.4	40.0	81.3	48.6	18.3	
H5 λ656.3	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	285.0	
[NII]λ658.3	115.5	176.4	12.1	100.2	214.7	103.2	41.6	
HeIλ667.8	5.0	6.4	3.7	6.2	1.2	4.4	4.0	
[SII]λ671.6+3.1	18.1	12.7	1.0	3.0	10.4	10.1	1.8	
[SII]λ671.6/3.1	1.2	0.7	0.5	0.5	0.5	0.7	0.6	
[ArV]λ700.6	-	1.0	-	0.7	0.8	5.0	-	
HeIλ706.5	2.5	4.7	3.5	14.8	1.5	3.7	6.0	
[ArIII]λ713.6	20.6	19.6	7.7	30.2	0.9	20.5	8.7	
[ArIV]λ717.0	-	1.0	-	0.9	-	4.1	-	
HeIIλ717.7	-	-	-	-	-	0.4	-	
[ArIV]λ723.8	1.0	2.7	0.3	0.7	0.5	2.6	0.6	
[ArIV]λ726.3	-	-	0.3	0.5	0.5	0.9	-	
[OII]λ732.5	-	4.9	4.5	25.8	2.3	6.6	10.7	
[ArIII]λ775.1	7.2	7.0	1.7	8.3	0.7	7.5	2.1	

temperatures from [N II] and [O III], respectively, in units of 10^4 K, with uncertainties. Column 10 refers to the method used to obtain the electronic temperatures (see § 3.3 for more details).

For PN G004.2-0.59 the [O III] flux ratio resulted in a very high electron temperature, not typical for a planetary nebula. However, it is interesting to note that this ratio is very similar to that derived from

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

167

TABLE 3
PHYSICAL PARAMETERS FOR THE OBSERVED OBJECTS^a

PN G	$E(B - V)$	$\sigma_{E(B-V)}$	$c(H\beta)$	$n_e([S\ II])$	$\sigma_{n_e([S\ II])}$	$T([N\ II])$	$\sigma_{T([N\ II])}$	$T([O\ III])$	$\sigma_{T([O\ III])}$	Notes
000.7−02.7	0.23	0.04	0.33	5.84	—	1.41	0.19	1.28	0.07	
000.9−04.8	0.87	0.02	1.26	0.90	0.1	1.62	0.23	1.44	0.08	
004.0−11.1	0.11	0.06	0.16	0.76	0.07	0.87	0.05	1.05	0.05	
004.2−04.3	0.26	—	0.38	5.00	—	1.07	0.06	1.07	0.06	
005.2−18.6	0.17	0.03	0.25	1.90	0.1	1.10	0.10	1.23	0.05	
005.5−2.5	0.86	0.02	1.24	2.20	0.2	1.25	0.10	0.99	0.05	
006.4−04.6	0.12	—	0.17	3.10	2.7	1.30	0.10	1.67	0.12	1
006.8−03.4	1.18	0.01	1.71	6	3	1.24	0.08	1.24	0.08	
007.0+06.3	0.86	0.04	1.24	5	4	1.15	0.11	1.09	0.06	
010.7+07.4	0.70	0.10	1.01	0.70	0.2	2.02	0.39	1.30	0.08	
011.0−05.1	0.30	0.01	0.43	3	3	1.14	0.04	1.14	0.04	
011.3+02.8	1.55	0.02	2.24	1.30	0.6	1.78	0.21	1.78	0.21	
011.7−06.6	0.12	0.05	0.17	10	1	0.72	0.04	0.72	0.04	
012.6−02.6	1.33	—	1.92	8	2	0.67	0.04	0.67	0.04	
013.8−07.9	0.38	—	0.55	0.79	0.07	1.49	0.20	1.44	0.07	
015.9+03.3	1.66	0.02	2.40	34	30	0.76	0.04	0.76	0.04	
016.4−01.9	0.19	0.06	0.27	2.00	0.4	0.81	0.04	2.16	0.22	
019.7−04.5	1.21	0.01	1.75	6.90	0.8	1.16	0.07	1.06	0.04	
021.8−00.4	1.21	0.04	1.75	1.90	0.3	1.06	0.07	1.32	0.10	
023.0+04.3	1.21	0.05	1.75	1.10	0.7	2.45	0.56	1.18	0.09	
023.3−07.6	0.20	0.03	0.29	0.57	0.02	0.90	0.05	1.06	0.05	
023.8−01.7	1.89	0.06	2.73	9	6	0.81	0.06	0.81	0.06	
024.1+03.8	0.80	0.60	1.16	5.04	—	0.86	0.13	1.16	0.17	
025.9−02.1	0.89	0.03	1.29	1.60	0.9	2.17	0.41	0.90	0.04	
335.4−01.1	2.00	0.10	2.89	1.24	0.03	1.24	0.10	2.49	0.39	
335.9−03.6	0.92	—	1.33	0.20	0.2	1.40	0.60	1.47	0.12	1
336.2+01.9	1.50	0.50	2.17	1.00	0.1	2.82	1.17	1.51	0.26	
336.3−05.6	0.52	0.05	0.75	3.52	0.03	1.10	0.07	1.33	0.06	
336.9+08.3	0.66	0.07	0.95	5	—	1.23	0.06	1.23	0.06	
338.8+05.6	0.56	0.02	0.81	1.20	0.3	1.01	0.06	1.01	0.04	
340.9−04.6	0.95	0.01	1.37	3.60	0.3	1.45	0.17	1.18	0.06	
342.9−04.9	0.29	0.01	0.42	0.53	0.05	1.02	0.06	1.30	0.06	
343.0−01.7	1.92	—	2.78	5.5	0.3	1.72	0.27	1.13	0.08	
344.2−01.2	1.00	0.10	1.45	0.80	0.2	1.03	0.09	1.74	0.19	
344.4+02.8	1.07	0.01	1.55	0.8	0.3	1.74	0.30	1.28	0.07	
344.8+03.4	0.82	0.06	1.19	0.71	0.08	0.81	0.05	0.81	0.05	
345.0+03.4	0.83	0.07	1.20	7.50	0.9	1.48	0.16	1.34	0.07	
346.2−08.2	0.40	0.10	0.58	3.81	—	1.28	0.11	1.15	0.06	
347.7+02.0	1.84	0.01	2.66	10	2	2.00	0.32	1.88	0.15	
348.0−13.8	0.20	0.20	0.29	1.39	—	1.27	0.07	1.27	0.07	
350.5−05.0	0.67	0.02	0.97	0.70	0.2	0.86	0.04	1.19	0.06	
350.9+04.4	0.49	0.05	0.71	5	3	1.30	0.07	1.83	0.11	
351.6−06.2	0.48	0.03	0.69	1.22	—	1.01	0.06	1.28	0.06	
352.6+03.0	1.42	—	2.05	7.00	0.8	0.74	0.05	1.40	0.11	
355.4−04.0	0.53	0.01	0.77	0.6	0.1	1.29	0.11	1.28	0.06	
355.9+03.6	1.00	0.10	1.45	13	9	1.94	0.28	1.58	0.13	
356.3−06.2	0.35	0.06	0.51	0.24	0.03	0.90	0.06	1.33	0.09	
356.8−05.4	0.63	0.02	0.91	0.24	0.06	0.91	0.07	1.19	0.07	
357.4−04.6	0.69	0.05	1.00	1.69	—	1.23	0.10	1.22	0.07	
358.2+03.5	1.57	0.01	2.27	7	3	1.74	0.24	1.28	0.07	
358.3+03.0	1.39	0.07	2.01	19	6	1.98	0.29	1.40	0.09	
358.7+05.2	1.53	0.04	2.21	8.99	0.08	0.68	0.04	0.68	0.04	
358.8+03.0	1.12	—	1.62	2	2	1.31	0.14	1.58	0.13	
359.8+03.7	1.60	0.06	2.31	5.21	0.08	1.31	0.13	1.55	0.14	

^aDensities are listed in units of 10^3 cm^{-3} and temperatures in units of 10^4 K .

¹ $T([N\ II])$ and $\sigma_{T([N\ II])}$ were obtained from the mean of individual measures for each object.

the data of Exter et al. (2004), what indicates that intrinsic properties of this nebula, such as large density variations or the presence of shocked material,

could lead to an unusual flux ratio of the [OIII] lines, making them inappropriate to derive electron temperatures. Additionally, this object does not have

Fig. 3. Errors in line fluxes as a function of the fluxes. The dotted line represents $\Delta F = F$, and the continuous line is the linear fit to the data.

the [NII]5755 line, which makes it impossible to obtain $T([NII])$. Spectra with better S/N as well as high quality, high resolution direct pictures of this object would be helpful to establish its nature. In view of this situation, we decided to keep the fluxes for this object but, since we cannot derive electron temperature, it is not included in the abundance analysis.

3.2. Ionic and elemental abundances

Ionic abundances were calculated from the fits by Alexander & Balick (1997), who provide convenient empirical relations for the determination of ionic abundances obtained from numerical simulations. Ionic abundances for He^+ and He^{++} were derived using the recombination coefficients from Pequignot, Petitjean, & Boisson (1991). The He^+ abundance was also corrected for collisional effects using the correction terms from Kingdon & Ferland (1995). For the derivation of the O^+ abundance we chose the red pair of lines $\lambda 731.9 + 2.9$ nm, since they have better signal-to-noise in our spectra than the blue pair $\lambda 372.7 + 2.9$ nm counterpart, due to the greater efficiency of the instrumental setup in the red region. Besides that, as discussed by Escudero et al. (2004), there is a small difference between both determinations, with a tendency for smaller abundances when the blue lines are used. However, such difference is not larger than the errors involved in the determination of the abundances, so that we expect no measurable differences in the final oxygen abundance when using the red lines instead of the blue ones.

For those objects where S^{++} lines were not available we adopted the same technique used by Kingsburgh & Barlow (1994) and Escudero et al. (2004)

to calculate the sulfur abundance. This technique consists of deriving the S^{++} abundance through a relation between the ratios S^{++}/S^+ and O^{++}/O^+ . In this work we adopted the same relation used by Escudero et al. (2004). The derived ionic abundances can be seen in Table 4, where the errors for the ionic abundances obtained from a Monte Carlo simulation are also shown.

Chemical abundances were calculated by means of ionization correction factors (ICFs), to account for unobserved ions of each element. The ICFs used were the same as those adopted by Escudero et al. (2004), and were obtained from Kingsburgh & Barlow (1994) for the nitrogen, sulfur, and neon abundances; from Torres-Peimbert & Peimbert (1977) for the oxygen abundance; and from de Freitas Pacheco et al. (1993) for argon.

For helium, in particular, we have the abundances of the ions He^+ and He^{++} . In agreement with the criterion defined by Torres-Peimbert & Peimbert (1977) there is no essential contribution from neutral helium in the total helium abundance when

$$\log O^+/O < -0.4, \quad (2)$$

and therefore this component can be neglected. In this case, the helium total abundance can be written as

$$\frac{He}{H} = \frac{He^+}{H^+} + \frac{He^{++}}{H^+}. \quad (3)$$

Table 5 shows the chemical abundances and uncertainties obtained in this work in the notation $\epsilon(X) = \log(X/H) + 12$, where X denotes N, S, O, Ar, and Ne. For He, the He/H is given instead. When the condition expressed by equation 2 is not satisfied, an asterisk is displayed after the PN G number. In these cases, the helium abundances are lower limits for the total helium abundances and must be considered carefully. In some cases, the method used to calculate the errors and mean abundances (see § 3.3) did not converge, and the abundances and errors were replaced by the mean and the standard deviation obtained from the independent measures for each object. These abundances are indicated with two asterisks in Table 5.

3.3. Errors

In order to determine errors in the physical parameters and abundances, Gaussian noise was added to the observed spectra by means of a Monte Carlo simulation, where each line flux was varied randomly 500 times within its respective error interval. These error intervals were estimated from a relation between the errors in the fluxes and the fluxes obtained

TABLE 4
IONIC ABUNDANCES RELATIVE TO HYDROGEN

PN G	He ⁺	σ_{He^+}	He ⁺⁺	$\sigma_{\text{He}^{++}}$	N ⁺ ×10 ⁶	σ_{N^+} ×10 ⁶	S ⁺ ×10 ⁷	σ_{S^+} ×10 ⁷	S ⁺⁺ ×10 ⁶	$\sigma_{\text{S}^{++}}$ ×10 ⁶	O ⁺ ×10 ⁵	σ_{O^+} ×10 ⁵	O ⁺⁺ ×10 ⁴	$\sigma_{\text{O}^{++}}$ ×10 ⁴	Ar ⁺⁺ ×10 ⁶	$\sigma_{\text{Ar}^{++}}$ ×10 ⁶	Ne ⁺⁺ ×10 ⁵	$\sigma_{\text{Ne}^{++}}$ ×10 ⁵
000.7-02.7	0.090	0.016	0.020	0.003	2.08	0.63	0.86	0.47	3.23	0.89	1.73	1.04	2.25	0.44	0.47	0.10	1.80	0.42
000.9-04.8	0.029	0.005	0.089	0.011	0.87	0.26	0.73	0.18	2.30	0.55	0.28	0.16	1.45	0.27	1.02	0.17	3.31	0.69
004.0-11.1	0.088	0.012	—	—	13.73	3.64	2.67	0.74	1.22	0.33	10.85	5.92	1.72	0.30	0.80	0.16	7.40	1.45
004.2-04.3	0.101	0.020	0.005	—	0.75	0.16	0.46	0.08	1.01	0.36	2.17	0.26	2.85	0.85	0.66	0.10	5.48	1.34
005.2-18.6	0.073	0.010	0.034	0.004	3.66	0.94	1.49	0.53	1.74	0.40	2.43	1.31	2.05	0.35	0.74	0.12	3.72	0.68
005.5-2.5	0.132	0.019	0.018	0.001	8.80	1.97	2.78	0.79	2.64	0.75	1.61	0.69	2.50	0.54	1.72	0.31	7.39	1.78
006.4-04.6	0.056	0.020	0.086	0.014	0.48	0.14	0.97	0.28	2.82	0.76	0.19	0.07	1.01	0.22	1.16	0.24	1.52	0.37
006.8-03.4	0.096	0.014	—	—	0.71	0.13	0.30	0.12	0.79	0.22	0.51	0.21	1.82	0.37	0.30	0.06	3.57	0.88
007.0+06.3	0.056	0.008	—	—	5.03	1.40	1.34	0.58	1.33	0.38	1.47	0.84	1.32	0.30	1.21	0.25	3.23	0.78
010.7+07.4	0.056	0.013	0.096	0.013	0.56	0.24	0.51	0.19	2.88	0.99	0.23	0.16	1.47	0.31	1.08	0.33	3.32	0.74
011.0-05.1	0.095	0.011	0.003	—	—	—	0.14	0.03	0.78	0.16	0.51	0.19	2.81	0.42	0.38	0.05	5.50	0.92
011.3+02.8	0.111	0.018	0.007	0.001	0.62	0.14	0.14	0.04	0.21	0.07	0.07	0.03	0.07	0.02	0.04	0.01	0.88	0.26
011.7-06.6	0.005	0.001	—	—	100.14	25.83	41.91	27.63	—	—	42.87	23.47	0.01	0.00	0.12	0.04	—	—
012.6-02.6	0.015	0.003	—	—	144.76	35.43	34.63	15.82	3.69	1.50	26.93	13.69	0.05	0.02	0.22	0.06	—	—
013.8-07.9	0.044	0.007	0.086	0.009	0.64	0.19	0.40	0.11	1.27	0.29	0.63	0.36	0.95	0.15	0.54	0.09	1.79	0.33
015.9+03.3	0.087	0.012	0.002	—	136.70	37.17	27.17	33.28	8.27	5.20	41.15	27.18	0.66	0.35	2.42	1.04	—	—
016.4-01.9	0.100	0.013	0.005	—	54.01	13.02	13.36	3.71	0.46	0.13	88.74	41.64	0.04	0.01	0.49	0.10	0.02	0.00
019.7-04.5	0.129	0.013	—	—	19.44	3.60	3.67	1.57	3.94	0.74	2.55	0.83	3.05	0.49	1.65	0.21	9.32	1.68
021.8-00.4	0.122	0.021	0.015	0.002	89.34	21.72	4.20	1.36	1.32	0.41	16.94	8.06	1.99	0.45	1.78	0.38	3.53	0.90
023.0+04.3	0.069	0.022	—	—	0.26	0.10	0.09	0.03	0.82	0.27	0.07	0.05	1.18	0.31	0.62	0.14	3.21	0.95
023.3-07.6	0.157	0.022	0.014	0.002	170.57	36.57	41.89	8.49	4.02	1.11	54.63	22.50	2.37	0.47	2.24	0.46	7.73	1.74
023.8-01.7	0.007	0.001	—	—	63.48	17.88	22.68	11.82	1.90	0.92	14.89	8.30	0.03	0.01	—	—	15.51	6.72
024.1+03.8	0.143	0.089	—	—	68.34	91.73	6.66	9.81	1.56	2.07	32.99	72.20	0.56	0.32	2.24	3.13	—	—
025.9-02.1	0.102	0.024	0.005	0.001	0.51	0.16	0.14	0.05	2.32	0.68	0.12	0.07	3.93	0.89	1.69	0.33	8.26	2.07
335.4-01.1	0.128	0.030	0.131	0.026	146.10	47.89	23.99	8.04	1.53	0.64	7.88	4.91	0.50	0.15	1.05	0.36	2.11	0.67
335.9-03.6	0.055	0.061	0.051	0.008	0.12	0.04	0.09	0.04	0.42	0.14	0.08	0.05	0.74	0.17	0.48	0.10	0.44	0.13
336.2+01.9	0.034	0.029	0.028	0.006	0.40	0.45	0.19	0.23	0.26	0.29	0.05	0.09	0.86	0.41	0.60	0.68	1.57	0.44
336.3-05.6	0.087	0.012	0.049	0.005	39.51	7.94	11.04	3.44	3.34	0.65	12.79	4.67	2.45	0.36	1.35	0.22	4.46	0.73
336.9+08.3	0.096	0.014	—	—	—	—	—	—	0.70	0.20	—	—	1.64	0.29	0.44	0.10	3.29	0.66
338.8+05.6	0.125	0.013	0.005	—	8.66	1.77	2.43	0.48	2.69	0.55	3.65	1.50	3.56	0.53	1.10	0.15	8.71	1.67
340.9-04.6	0.102	0.018	0.002	—	1.06	0.29	0.64	0.26	1.63	0.40	0.55	0.26	2.45	0.45	0.64	0.11	4.87	1.13
342.9-04.9	0.083	0.012	0.056	0.007	71.14	14.06	22.87	4.24	6.26	1.39	16.66	6.88	2.50	0.39	2.55	0.35	4.04	0.70
343.0-01.7	0.100	0.021	0.004	0.001	2.41	0.73	0.63	0.31	1.69	0.58	0.69	0.42	2.10	0.60	0.96	0.21	6.71	2.43
344.2-01.2	0.202	0.043	0.022	0.005	137.33	53.79	32.06	12.37	1.71	0.76	22.33	15.77	0.64	0.18	1.89	0.73	1.80	0.58
344.4+02.8	0.072	0.016	0.033	0.005	0.31	0.10	0.15	0.06	0.70	0.19	0.51	0.34	2.29	0.46	0.56	0.11	2.93	0.69
344.8+03.4	0.094	0.016	—	—	49.22	14.96	20.62	5.91	—	—	41.18	24.15	0.88	0.27	1.33	0.35	—	—
345.0+03.4	0.104	0.018	0.004	—	4.26	1.30	0.92	0.48	1.06	0.29	1.89	0.96	1.74	0.32	0.55	0.11	3.89	0.76
346.2-08.2	0.042	0.008	0.074	0.008	3.94	1.40	1.91	0.70	3.39	1.19	0.89	0.55	2.39	0.44	1.93	0.65	6.17	1.05
347.7+02.0	0.085	0.019	0.013	0.003	1.44	0.39	0.77	0.37	0.62	0.16	0.37	0.17	1.13	0.23	0.39	0.07	2.27	0.58
348.0-13.8	0.055	0.011	0.025	0.003	—	—	0.05	0.02	0.55	0.21	0.66	0.41	2.09	0.40	0.21	0.08	4.04	0.69
350.5-05.0	0.169	0.025	0.013	0.002	124.70	25.65	24.32	4.61	1.31	0.39	30.46	12.83	0.98	0.20	1.40	0.25	3.38	0.77
350.9+04.4	0.059	0.006	—	—	9.27	1.60	1.26	0.39	0.49	0.10	7.69	2.34	0.06	0.01	0.18	0.03	0.09	0.02
351.6-06.2	0.084	0.012	0.069	0.008	43.55	9.86	11.97	2.84	3.33	0.75	5.20	2.27	1.35	0.25	1.47	0.24	4.21	0.85
352.6+03.0	0.050	0.008	0.004	0.001	125.01	31.92	23.51	10.80	1.09	0.32	58.87	28.77	0.82	0.20	1.62	0.30	2.20	0.59
355.4-04.0	0.047	0.007	0.081	0.010	8.15	1.75	3.68	0.77	3.53	0.72	1.17	0.50	2.31	0.38	1.93	0.29	4.34	0.74
355.9+03.6	0.063	0.014	—	—	4.63	1.80	0.35	0.23	1.19	0.44	3.75	2.53	0.16	0.03	0.34	0.13	0.16	0.04
356.3-06.2	0.100	0.018	0.019	0.004	93.51	24.10	23.92	6.03	—	—	16.03	8.94	0.82	0.19	1.03	0.24	1.65	0.47
356.8-05.4	0.074	0.012	0.023	0.004	29.19	7.79	9.29	2.34	1.05	0.32	—	—	1.56	0.35	1.29	0.27	3.95	0.97
357.4-04.6	0.089	0.015	0.028	0.004	20.69	5.22	5.26	1.64	1.29	0.39	1.80	0.84	1.51	0.32	1.19	0.24	4.01	0.98
358.2+03.5	0.090	0.014	—	—	0.85	0.23	0.39	0.18	0.92	0.22	0.27	0.13	1.67	0.31	0.42	0.07	6.01	1.36
358.3+03.0	0.107	0.020	0.006	0.001	5.35	1.55	1.32	0.79	3.13	0.86	0.98	0.48	2.06	0.44	1.46	0.35	3.22	0.78
358.7+05.2	0.020	0.004	—	—	137.87	43.56	43.95	20.69	10.30	4.89	33.52	20.19	—	—	0.25	0.09	48.77	21.48
358.8+03.0	0.046	0.010	0.080	0.014	11.38	3.15	4.08	1.37	3.53	1.07	1.61	0.93	1.00	0.24	0.75	0.15	2.62	0.74
359.8+03.7	0.097	0.018	—	—	4.32	1.28	1.01	0.54	0.52	0.17	2.09	1.13	0.49	0.12	0.34	0.09	1.01	0.29

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

Fig. 4. Comparison between distribution of helium abundances derived in this work (boxed histogram) and the abundances taken from the literature (lines).

Fig. 5. The same as Figure 4 for nitrogen.

from a linear fit in the data as shown in Figure 3. In this figure, the horizontal axis shows the mean reddened fluxes for each line of each object and the vertical axis shows the errors in the line fluxes, which are the standard deviations calculated from the independent line flux measurements for each object.

The linear fit gives:

$$\log(\Delta F) = (-3.2 \pm 0.2) + (0.85 \pm 0.02) \log(F). \quad (4)$$

The color excesses were also varied randomly within their error intervals, which were estimated from the standard deviation calculated for each measure. Final abundances and electron temperatures were adopted as the peak of a Gaussian fit to the histogram of the 500 random generated values, and the errors were adopted as half of the FWHM of the Gaussian profile fitted to each histogram, except for the densities, whose value distribution is not Gaussian. Densities and errors were estimated from the

mean and standard deviation calculated for the different measurements of each object, respectively.

Average errors for the whole sample of abundances are shown in Table 6, where the columns indicate the chemical element and the error associated with it. These errors were obtained from the mean of the standard deviations of the chemical abundances for each element. We have to stress the fact that these errors take into account only the influence of line flux uncertainties in the chemical abundances. The major source of errors in our determination of chemical abundances is due to uncertainties in the ICFs; hence, the errors derived here only measure the dispersion of the observational data.

4. RESULTS

In order to check the consistency of the data presented in this work, as given in Table 5, we analysed some statistical properties of the sample and compared them with chemical abundances taken from the literature. We searched for chemical abundances of PNe located in the bulge and inner-disk of the Galaxy in the following works: Ratag et al. (1997, hereafter RPD97); Exter et al. (2004, hereafter EBW04); Górny et al. (2004, hereafter GSEC04); and Escudero et al. (2004, hereafter ECM04). All these works deal with the same region of interest and besides they contain significant and homogeneous samples.

RPD97 derived abundances for a sample of 45 bulge PNe based on theoretical photoionization models used to account for individual ICF for each PN. They also reanalysed the data for 50 bulge PNe previously published.

EBW04 published chemical abundances for 45 bulge PNe using the empirical method, as in this work. They use ICFs from Kingsburgh & Barlow (1994).

ECM04 observed 57 bulge PNe using the empirical method to derive the abundances. They adopted the blue line pair to derive the O^+ abundance. The ICFs used by them are as in the present work.

GSEC04 observed 44 PNe towards the bulge and the abundances were derived using the empirical method. They used the $[N II]$ temperature for the ions of low ionization level and the $[O III]$ temperature for those of high ionization level to derive the abundances. They adopted as O^+ abundance the mean between the abundances obtained from the $[O II] \lambda 372.7$ and $[O II] \lambda 732.0, 733.0$ nm lines.

4.1. Abundance distributions

Figures 4 to 9 show the distribution of the chemical abundances obtained in this work (boxed his-

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

171

TABLE 5
NEW CHEMICAL ABUNDANCES AND ERRORS IN THE USUAL NOTATION

PN G	He/H	$\sigma_{\text{He/H}}$	$\epsilon(\text{N})$	$\sigma_{\epsilon(\text{N})}$	$\epsilon(\text{S})$	$\sigma_{\epsilon(\text{S})}$	$\epsilon(\text{O})$	$\sigma_{\epsilon(\text{O})}$	$\epsilon(\text{Ar})$	$\sigma_{\epsilon(\text{Ar})}$	$\epsilon(\text{Ne})$	$\sigma_{\epsilon(\text{Ne})}$
000.7–02.7	0.110	0.017	7.55	0.15	6.79	0.14	8.47	0.08	5.92	0.09	7.38	0.10
000.9–04.8	0.118	0.013	8.27	0.18	6.99	0.14	8.79	0.10	6.76	0.09	8.14	0.10
004.0–11.1	0.088	0.012	7.56	0.08	6.22	0.11	8.45	0.11	6.24	0.14	8.08	0.11
004.2–04.3	0.106	0.021	8.02**	–	6.66**	–	8.45**	–	5.99	0.06	7.79	0.10
005.2–18.6	0.106	0.012	7.71	0.13	6.51	0.13	8.54	0.07	6.22	0.08	7.79	0.08
005.5–2.5	0.149	0.021	8.22	0.14	6.74	0.14	8.48	0.09	6.45	0.08	7.96	0.10
006.4–04.6	0.145	0.028	7.80	0.20	7.00	0.16	8.40	0.13	6.59	0.13	7.58	0.14
006.8–03.4	0.096	0.014	7.40	0.12	6.28	0.12	8.27	0.09	5.62	0.08	7.57	0.11
007.0+06.3	0.051	0.012	7.70	0.13	6.37	0.14	8.17	0.09	6.26	0.09	7.56	0.11
010.7+07.4	0.151	0.020	8.02	0.20	7.07	0.16	8.62	0.10	6.61	0.13	7.97	0.13
011.0–05.1	0.098	0.012	–	–	6.34	0.09	8.47	0.07	5.73	0.07	7.76	0.07
011.3+02.8	0.118	0.019	6.83	0.10	5.55	0.13	6.89	0.11	4.83	0.09	7.02	0.13
011.7–06.6*	–	–	8.00	0.11	7.38	0.28	8.63	0.23	7.74	0.22	–	–
012.6–02.6*	–	–	8.23	0.10	6.86	0.18	8.51	0.22	7.28	0.22	–	–
013.8–07.9	0.131	0.013	7.46	0.17	6.51	0.13	8.48	0.08	6.37	0.08	7.76	0.09
015.9+03.3*	0.089	0.012	8.21	0.10	7.03	0.31	8.70	0.29	7.38	0.24	–	–
016.4–01.9*	0.104	0.013	7.75	0.10	6.26	0.10	8.97	0.20	8.15	0.22	7.62	0.21
019.7–04.5	0.129	0.013	8.39	0.09	6.86	0.09	8.52	0.07	6.38	0.06	8.01	0.09
021.8–00.4*	0.138	0.023	8.35	0.09	6.29	0.12	8.63	0.12	6.70	0.12	7.87	0.12
023.0+04.3	0.063	0.028	7.62	0.20	6.50	0.19	8.08	0.11	5.92	0.10	7.51	0.12
023.3–07.6*	0.171	0.022	8.43	0.06	6.92	0.08	8.93	0.13	7.03	0.14	8.45	0.13
023.8–01.7*	–	–	7.92	0.12	6.62	0.21	8.29	0.24	–	–	9.97	0.26
024.1+03.8*	0.136	0.098	7.88	0.43	6.37	0.59	8.55	0.85	7.28	1.22	–	–
025.9–02.1	0.107	0.025	8.25	0.17	7.06	0.17	8.62	0.10	6.38	0.08	7.94	0.11
335.4–01.1	0.261	0.044	8.70	0.10	6.66	0.13	8.43	0.17	6.88	0.22	8.05	0.16
335.9–03.6	0.118	0.050	7.29	0.30	6.21	0.21	8.13	0.16	6.07	0.16	6.91	0.18
336.2+01.9	0.165**	0.014	8.07	0.27	6.12	0.29	8.20	0.12	6.15	0.34	7.43	0.20
336.3–05.6	0.136	0.015	8.26	0.07	6.75	0.09	8.77	0.08	6.64	0.09	8.03	0.08
336.9+08.3	0.096	0.014	–	–	5.84	0.13	8.22	0.08	5.77	0.10	7.52	0.09
338.8+05.6	0.130	0.013	7.98	0.11	6.67	0.10	8.61	0.06	6.23	0.06	8.00	0.08
340.9–04.6	0.104	0.017	7.69	0.14	6.63	0.14	8.41	0.08	5.96	0.08	7.70	0.10
342.9–04.9	0.139	0.016	8.49	0.07	7.02	0.08	8.85	0.08	6.99	0.09	8.06	0.09
343.0–01.7	0.103	0.022	7.88	0.19	6.60	0.18	8.36	0.12	6.14	0.09	7.86	0.16
344.2–01.2*	0.225	0.046	8.30	0.12	6.70	0.16	8.51	0.24	7.10	0.32	7.95	0.21
344.4+02.8	0.106	0.017	7.31	0.19	6.30	0.16	8.54	0.09	6.05	0.08	7.64	0.11
344.8+03.4*	0.094	0.016	7.78	0.12	7.11	0.12	8.70	0.23	7.00	0.22	–	–
345.0+03.4	0.107	0.019	7.64	0.13	6.27	0.13	8.30	0.08	5.93	0.10	7.65	0.08
346.2–08.2	0.118	0.012	8.49	0.16	7.03	0.12	8.84	0.07	6.87	0.12	8.25	0.09
347.7+02.0	0.099	0.020	7.70	0.14	6.23	0.15	8.13	0.09	5.80	0.09	7.44	0.11
348.0–13.8	0.079	0.012	–	–	6.15	0.13	8.50	0.08	5.62	0.15	7.78	0.08
350.5–05.0*	0.183	0.026	8.26	0.06	6.58	0.07	8.64	0.14	6.92	0.14	8.19	0.14
350.9+04.4*	0.059	0.007	7.00	0.07	5.79	0.09	7.92	0.12	6.52	0.15	7.08	0.13
351.6–06.2	0.154	0.017	8.46	0.09	6.80	0.09	8.54	0.08	6.70	0.09	8.04	0.10
352.6+03.0*	0.073**	–	8.19	0.09	6.55	0.15	8.86	0.19	7.28	0.18	8.29	0.20
355.4–04.0	0.127	0.014	8.66	0.14	7.02	0.11	8.83	0.09	6.88	0.08	8.10	0.09
355.9+03.6*	0.063	0.014	6.82	0.10	6.11	0.16	7.73	0.23	6.19	0.31	6.71	0.18
356.3–06.2*	0.119	0.019	8.24	0.08	7.20	0.09	8.46	0.17	6.68	0.18	7.77	0.18
356.8–05.4	0.098	0.013	–	–	6.31	0.10	8.31	0.10	6.36	0.09	7.72	0.11
357.4–04.6	0.117	0.016	8.42	0.13	6.49	0.12	8.35	0.09	6.37	0.09	7.78	0.10
358.2+03.5	0.091	0.015	7.72	0.14	6.42	0.14	8.24	0.09	5.77	0.08	7.79	0.10
358.3+03.0	0.113	0.021	8.08	0.12	6.82	0.13	8.36	0.09	6.34	0.11	7.55	0.11
358.7+05.2*	0.020**	–	8.14	0.14	7.17	0.20	8.52	0.26	–	–	–	–
358.8+03.0	0.126	0.019	8.35	0.17	6.88	0.16	8.51	0.11	6.51	0.10	7.92	0.12
359.8+03.7	0.097	0.018	7.14	0.10	5.87	0.14	7.86	0.11	5.83	0.13	7.17	0.12

*There is a substantial contribution of neutral helium not taken into account.

**Abundances were calculated from the mean of each measure of the same object.

togram) compared with data from the literature (lines). Each line is taken from a different work as indicated at the top left in each figure.

Since helium and nitrogen abundances are modified by the evolution of intermediate mass stars (IMS), the histograms in Figures 4 and 5 show the

TABLE 6
MEAN ERRORS FOR THE ABUNDANCES IN DEX.
FOR HELIUM. THE UNCERTAINTY IN THE HE/H
RATIO IS GIVEN

Element	He	N	S	O	Ar	Ne
Error	± 0.021	± 0.14	± 0.15	± 0.14	± 0.16	± 0.13

Fig. 6. The same as Figure 4 for oxygen.

Fig. 8. The same as Figure 4 for argon.

Fig. 7. The same as Figure 4 for sulfur.

Fig. 9. The same as Figure 4 for neon.

results of this evolution coupled to the chemical evolution of the Galaxy. For helium in particular, the histogram shows a wide distribution, which results from the mass and age ranges of the progenitor stars that originate the PNe. This behavior is seen both in our data as well as in data from the literature. It is important to note the good agreement between the data from different authors and the present work as shown by these histograms.

In agreement with theories of stellar evolution and nucleosynthesis (Lattanzio & Forestini 1999), we do not expect significant changes in the abundances of the α -elements (O, S, Ar, Ne), so that these abundances should reflect the abundances of the interstellar medium at the progenitor formation epoch, indicating the chemical evolution of the Galaxy.

The histograms for oxygen, sulfur, argon, and neon, are displayed in Figures 6, 7, 8, and 9, respectively. In Figure 6, oxygen shows a systematic

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

173

Fig. 10. Comparison between abundances from this work and CGSB09 for helium, with error bars. The dashed line represents the equality between the data.

lower abundance than the data from the literature by approximately 0.2 dex, which is larger than the expected errors for the oxygen abundance obtained in this work. However, the bulge is formed by different populations, mostly by stars with ages 10 ± 2.5 Gyr (Zoccali et al. 2003). On the other hand, there are evidences for a younger population formed by OH/IR stars, AGB variables, etc, that appear to be located in the galactic plane (van Loon et al. 2003). Such an age distribution results in a wide abundance distribution for oxygen and α -elements in general. It can be seen that there is a significant number of PNe in the range 8 to 9 dex, showing that the progenitor stars of the bulge PNe were formed in different epochs, suggesting a scenario where the bulge was formed in a diversity of epochs, as discussed by Costa & Maciel (2006).

For sulfur, argon and neon (Figures 7, 8 and 9, respectively) the distributions of the abundances are very similar to the data from the literature, in the sense that they are very wide, and the peaks of the distributions match each other. It is worth to note that the distributions of argon are bimodal for RPDM97 and ECM04 data.

4.2. Comparison of individual abundances

In this work, 21 out of 54 objects have abundances already published in the literature. The remaining 33 objects have abundances published here for the first time. Table 7 shows a comparison between our data (left column for each element) and data from the literature (right column for each element). The references are shown in the last column, where the abbreviations are as follows: CAK96 (Cuisinier, Acker, & Köppen 1996), CMKAS00

Fig. 11. The same as Figure 10 but for other elements. The abundances are in units of $\log(X/H)$ where X stands for nitrogen (filled triangles), oxygen (filled squares), neon (filled circles), sulfur (open triangles), argon (open circles).

(Cuisinier et al. 2000), GKA07 (Girard, Köppen, & Acker 2007), P91 (Perinotto 1991), CGSB09 (Chiappini et al. 2009), PMS04 (Perinotto, Morbidelli, & Scatarzi 2004), WL07 (Wang & Liu 2007). P91 compiled a catalogue of chemical abundances for 209 PNe, taken from the literature. CAK96 gives chemical abundances for 62 PNe derived by the same empirical method as used in this work but the ICFs are from their own model, except for N, S and Ne, whose ICFs are from Kingsburgh & Barlow (1994), as in this work. GKA07 analyze chemical properties for 48 PNe around central stars of spectral types [WC], [WO]. The ICFs are from Aller (1984) which, except for argon, are the same we used. Recently CGSB09 published chemical abundances for 245 objects belonging to the bulge and inner disk of the Galaxy, from which 90 PNe were observed with 4 m class telescopes by Górny et al. (2009), and the others have chemical abundances recalculated from an empirical method described in Górny et al. (2009). The advantage over our observations is the size of the telescope, but the disadvantage is the fact that some spectra were dereddened by using the ratio $H\alpha/H\gamma$ instead of the usual ratio $H\alpha/H\beta$. This can introduce errors in the dereddened fluxes, which are propagated to the chemical abundances. PMS04 did a re-analysis of all chemical abundances published so far in a very homogeneous way. The ICFs used are as in the present work, but the extinction curve used is from Mathis (1990), while here we made use of those from Fitzpatrick (1999). Finally, WL07 give chemical abundances for 25 galactic bulge PNe and 6 from the Galactic disk determined from both collisional

TABLE 7
COMPARISON BETWEEN ABUNDANCES FROM THIS WORK (LEFT COLUMN FOR EACH ELEMENT) AND ABUNDANCES FROM THE LITERATURE (RIGHT COLUMN), FOR PNE WITH PREVIOUSLY PUBLISHED ABUNDANCES

Name	He/H		$\epsilon(\text{N})$		$\epsilon(\text{S})$		$\epsilon(\text{O})$		$\epsilon(\text{Ar})$		$\epsilon(\text{Ne})$		Reference
	Our	Lit.	Our	Lit.	Our	Lit.	Our	Lit.	Our	Lit.	Our	Lit.	
H 1-8	0.073	0.152	8.19	8.68	6.55	7.04	8.86	8.76	7.28	6.80	8.29	–	CGSB09
H 1-9	0.063	0.073	6.82	7.41	6.11	6.51	7.73	8.30	6.19	5.85	6.71	6.84	CGSB09
H 1-17	0.112	0.100	8.07	8.32	6.81	6.78	8.36	8.61	6.34	6.42	7.55	–	RPDM97
		0.083		8.08		6.62		8.32		6.09		–	CMKAS00
		0.086		7.73		6.52		8.35		6.34		7.90	EBW04
		0.118		8.04		6.82		8.58		6.38		8.00	CGSB09
H 1-60	0.114	0.098	8.02	–	6.66	6.93	8.45	8.56	6.00	6.41	7.80	7.90	RPDM97
		0.117		7.46		6.50		8.58		6.13		–	CGSB09
H 2-1	0.059	0.038	7.00	6.73	5.79	6.06	7.92	7.71	6.52	5.35	7.08	–	PMS04
		0.041		7.16		5.97		7.76		5.42		–	CGSB09
H 2-10	0.090	0.089	7.72	7.87	6.42	6.74	8.24	8.62	5.76	5.78	7.79	–	CMKAS00
		0.103		7.80		6.62		8.54		5.84		–	CGSB09
H 2-45	0.096	0.103	7.40	7.85	6.28	6.53	8.27	8.39	5.62	5.84	7.57	–	CGSB09
Hf 2-1	0.127	0.135	8.66	8.71	7.02	7.19	8.83	8.73	6.88	6.53	8.10	–	CGSB09
IC4699	0.079	0.098	–	7.34	6.15	6.34	8.50	8.49	5.62	6.28	7.78	7.79	WL07
		0.101		7.69		6.49		8.50		6.37		7.81	CGSB09
M 1-39	0.089	0.067	8.21	8.22	7.03	7.02	8.70	8.61	7.38	6.45	–	–	CGSB09
M 1-45	0.017	–	8.23	8.41	6.85	6.82	8.49	8.68	6.89	–	–	–	CAK96
		0.112		8.30		6.96		8.73		–		–	RPDM97
M 1-46	0.104	0.080	7.75	7.95	6.26	7.13	8.97	8.87	8.15	6.53	7.62	–	GKA07
M 1-47	0.096	0.112	–	8.15	6.34	–	8.47	8.51	5.73	5.85	7.76	–	CAK96
M 1-60	0.127	0.117	8.50	8.73	6.86	7.4	8.52	9.06	6.38	6.74	8.00	–	CAK96
		0.117		8.96		7.21		8.78		6.67		8.22	GKA07
M 2-21	0.110	0.120	7.55	7.95	6.78	–	8.47	8.49	5.92	–	7.38	7.77	P91
		0.119		7.75		6.30		8.41		5.83		7.69	CGSB09
M 2-22	0.147	0.140	8.95	8.48	6.75	–	8.27	8.53	6.37	–	7.84	–	P91
		0.148		8.45		7.03		8.59		6.66		8.30	RPDM97
		0.166		8.67		6.97		8.63		6.56		–	CGSB09
M 3-23	0.118	0.122	8.27	–	6.99	–	8.79	8.64	6.76	–	8.14	7.92	EBW04
		0.125		8.50		7.11		8.63		6.54		7.95	CGSB09
M 3-24	0.149	0.165	8.22	8.34	6.74	6.73	8.48	8.51	6.45	6.41	7.96	8.01	CGSB09
M 3-29	0.088	0.100	7.56	7.98	6.22	6.70	8.45	8.51	6.24	5.89	8.08	7.85	WL07
		0.101		8.07		6.70		8.51		6.00		7.88	CGSB09
Pe 2-13	0.145	0.156	7.80	–	7.00	–	8.40	8.67	6.59	6.55	7.58	–	CGSB09
Vd 1-8	0.099	0.115	7.70	7.90	6.23	6.56	8.13	8.41	5.80	6.21	7.44	–	CGSB09

excitation lines and optical recombination lines, by solving level populations of the emitting ions. The ICFs are the same as adopted in Wesson, Liu, & Barlow (2005), which for S and Ne are the same as used in this work.

In order to verify the dispersion of the results, we computed the difference between the abundances obtained in this work and those from the literature. The helium abundances from this work differ of the abundances from the literature by 0.01, which is

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

175

Fig. 12. $\log(N/O)$ as a function of He/H . Crosses are data from the literature and filled circles are our data. The error bar at the upper left corner indicates the mean errors for the abundances.

lower than our error estimate for the helium abundances of this work. For the other elements, the differences are 0.16, 0.21, 0.14, 0.24, and 0.21 dex, for N, S, O, Ar, and Ne, respectively. These differences are similar to the errors estimated for these abundances, and are the result of the differences between the methods employed to obtain the chemical abundances, such as ICFs, as well as of the errors associated to different observation and reduction processes. In particular, we can compare our data with those from CGSB09 directly, since there are enough objects in common between the two samples. Figures 10 and 11 show a comparison between abundances from this work and CGSB09 for helium. Abundances from CGSB09 display a systematic tendency to higher values compared to our data. Nonetheless, the difference is not larger than the expected errors for the abundances.

4.3. Abundance correlations

Correlations between the chemical abundances for the different elements are an important tool to understand the evolution of the central stars of PN (CSPN). In particular, the correlations between elements not produced by the progenitor stars give important information about the nucleosynthesis of massive stars and the formation and evolution of the Galaxy, as described by Ballero et al. (2007).

In Figure 12 we show the correlation between $\log(N/O)$ and He/H for our data and for the works previously mentioned. As discussed earlier, helium and nitrogen abundances are modified during the evolution of the progenitor star, and PNe with high abundances of helium and nitrogen are originated

Fig. 13. Correlation between sulfur and oxygen abundances from our results (filled circles) and from the literature (crosses). Mean errors are shown at the upper left corner. The continuous line is a linear bisector fit to the data, while dashed lines are the one-sigma confidence levels obtained from the uncertainties in the fit parameters.

from massive stars, so that the correlation between these elements must be positive. From Figure 12 it can be seen that the correlation between $\log(N/O)$ and helium is positive, although there is no tight correlation between these quantities. Indeed, excluding helium abundances lower than 0.050, which are not realistic and probably indicate the presence of neutral helium in these nebulae, the linear Pearson correlation coefficient of our data is 0.47, showing a small correlation. The whole sample, which consists of literature and our data, shows a correlation coefficient 23% lower compared with our data. It is important to note that both ours and literature data show a large spread in this correlation, which is probably related to distinct efficiencies in the mixing episodes occurring along the evolution for stars with different masses. It is expected that nitrogen enhancement would not be high in non-type I PNe, which represent 80% of the PNe population in the Galaxy (Peimbert & Serrano 1980). In Figure 12 it is possible to see that most objects show a low N/O ratio, except for a small number of PNe with a $\log(N/O)$ ratio close to 0.5. These PNe could have originated from massive stars, pointing to recent star formation. Cuisinier et al. (2000) showed that bulge PNe have lower N/O ratio compared with disk PNe. Therefore, those PNe with high N/O ratio could be located in the transition between the disk and the bulge.

Figures 13, 14, and 15 show the correlations between S, Ar and Ne with O. The symbols are as

Fig. 14. The same as Figure 13 for argon and oxygen.

Fig. 15. The same as Figure 13 for neon and oxygen.

in Figure 12. Since these elements are produced by the same process and their abundances do not change significantly in IMS, a positive correlation is expected between the sulfur, argon, neon and oxygen abundances in PNe. In these figures positive correlations are observed, with linear correlation coefficients of 0.60, 0.68, and 0.78 for sulfur, argon, and neon, respectively. These correlations indicate a medium to large correlation. Concerning our data and excluding the helium abundances lower than 0.050 since they are not realistic, as discussed before, the slope and the y -intercept of a bisector method for the correlation between sulfur, argon, and neon with oxygen are, in this order, 1.2 ± 0.2 and $(-0.3 \pm 0.1) \times 10$, 1.3 ± 0.2 and $(-0.4 \pm 0.1) \times 10$, 0.9 ± 0.1 and $(-0.0 \pm 0.1) \times 10$. These slopes differ from the whole sample by -4% , 20% , and -15% for sulfur, argon, and neon, respectively. From these results we can see that a linear correlation between the α -elements with oxygen with a slope close to unity is a good approximation. The linear correlations between α -elements and oxygen found throughout this section suggest that these elements are in lockstep in PNe, so that modifications (if any) during the evolution of the progenitor star are small. Again, there is a generally good agreement between our new abundances and those from the literature.

5. SUMMARY AND CONCLUSION

In summary, this work reports an important result concerning PNe and the chemical evolution of the Galaxy.

We present the analysis of the chemical abundances of a PNe sample located towards the Galactic bulge. New chemical abundances were derived through spectrophotometric observations made at

the 1.60 m telescope of the LNA-Brazil, comprising the elements He, N, S, O, Ar, and Ne. 54 PNe were considered; for 33 objects abundances were derived here for the first time. A comparison between the chemical abundances from this work and abundances obtained from the literature was performed. The analysis shows that the distributions of abundances are similar but not identical. Some objects of this work are listed in other investigations and a direct comparison between these abundances shows that the differences are of the order of 0.2 dex, indicating that the distinct methods used to derive the abundances are the main source of this difference. With the present results, we intend to enlarge the number of planetary nebulae with accurate chemical abundances, providing a large and homogeneous set of chemical abundances, and contributing to the understanding of this stage of star evolution as well as the study of the chemical evolution of the inner Galaxy.

Part of this work was supported by the Brazilian agencies FAPESP and CNPq. O.C. would like to acknowledge FAPESP for his graduate fellowship (processes 05/03194-4 and 07/07704-2).

REFERENCES

- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., Stenholm, B., & Tyllenda, R. 1992, Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (Part 1 and 2; Garching: ESO)
- Alexander, J., & Balick, B. 1997, *AJ*, 114, 713
- Aller, L. H. 1984, *Physics of Thermal Gaseous Nebulae* (Astrophysics and Space Science Library, vol. 112; Reidel, Dordrecht)
- Andrievsky, S. M., Luck, R. E., Martin, P., & Lépine, J. R. D. 2004, *A&A*, 413, 159

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY

177

- Ballerio, S. K., Matteucci, F., Origlia, L., & Rich, R. M. 2007, *A&A*, 467, 123
- Cahn, J. H., Kaler, J. B., & Stanghellini, L. 1992, *A&AS*, 94, 399
- Carigi, L., Peimbert, M., Esteban, C., & García-Rojas, J. 2005, *ApJ*, 623, 213
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chiappini, C., Górný, S., Stasińska, G., & Barbuy, B. 2009, *A&A*, 494, 591 (CGSB09)
- Chiappini, C., Matteucci, F., & Romano, D. 2001, *ApJ*, 554, 1044
- Costa, R. D. D., Chiappini, C., Maciel, W. J., & de Freitas Pacheco, J. A. 1996, *A&AS*, 116, 249
- Costa, R. D. D., de Freitas Pacheco, J. A., & Idiart, T. P. 2000, *A&AS*, 145, 467
- Costa, R. D. D., Escudero, A. V., & Maciel, W. J. 2005, in *AIP Conf. Proc.* 804, *Planetary Nebulae as Astronomical Tools*, ed. R. Szczerba, G. Stasińska, & S. K. Górný (Melville: AIP), 252
- Costa, R. D. D., & Maciel, W. J. 2006, in *IAU Symp.* 234, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, ed. M. J. Barlow & R. H. Méndez (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 243
- Costa, R. D. D., Maciel, W. J., & Escudero, A. V. 2008, *Baltic Astron.*, 17, 321
- Cuisinier, F., Acker, A., & Köppen, J. 1996, *A&A*, 307, 215 (CAK96)
- Cuisinier, F., Maciel, W. J., Köppen, J., Acker, A., & Stenholm, B. 2000, *A&A*, 353, 543 (CMKAS00)
- Daflon, S., & Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- de Freitas-Pacheco, J. A., Barbuy, B., Costa, R. D. D., & Idiart, T. E. P. 1993, *A&A*, 271, 429
- Escudero, A. V., & Costa, R. D. D. 2001, *A&A*, 380, 300
- Escudero, A. V., Costa, R. D. D., & Maciel, W. J. 2004, *A&A*, 414, 211 (ECM04)
- Exter, K. M., Barlow, M. J., & Walton, N. A. 2004, *MNRAS*, 349, 1291 (EBW04)
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Girard, P., Köppen, J., & Acker, A. 2007, *A&A*, 463, 265 (GKA07)
- Górný, S. K., Stasińska, G., Escudero, A. V., & Costa, R. D. D. 2004, *A&A*, 427, 231 (GSEC04)
- Górný, S. K., Chiappini, C., Stasińska, G., & Cuisinier, F. 2009, *A&A*, 500, 1089
- Gutenkunst, S., Bernard-Salas, J., Pottasch, S. R., Sloan, G. C., & Houck, J. R. 2008, *ApJ*, 680, 1206
- Kingdon, J., & Ferland, G. J. 1995, *ApJ*, 442, 714
- Kingsburgh, R. L., & Barlow, M. J. 1994, *MNRAS*, 271, 257
- Lattanzio, J., & Forestini, M. 1999, in *IAU Symp.* 191, *Asymptotic Giant Branch Stars*, ed. T. Le Bertre, A. Lèbre, & C. Waelkens, (San Francisco: ASP), 31
- Lecureur, A., et al. 2007, *A&A*, 465, 799
- Maciel, W. J., Lago, L. G., & Costa, R. D. D. 2005, *A&A*, 433, 127
- _____. 2006, *A&A*, 453, 587
- Maciel, W. J., & Pottasch, S. R. 1980, *A&A*, 88, 1
- Maciel, W. J., & Quireza, C. 1999, *A&A*, 345, 629
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Peimbert, M., & Serrano, A. 1980, *RevMexAA*, 5, 9
- Pequignot, D., Petitjean, P., & Boisson, C. 1991, *A&A*, 251, 680
- Perinotto, M. 1991, *ApJS*, 76, 687 (P91)
- Perinotto, M., & Morbidelli, L. 2006, *MNRAS*, 372, 45
- Perinotto, M., Morbidelli, L., & Scatarzi, A. 2004, *MNRAS*, 349, 793 (PMS04)
- Ratag, M. A., Pottasch, S. R., Dennefeld, M., & Menzies, J. W. 1992, *A&A*, 255, 255
- _____. 1997, *A&AS*, 126, 297 (RPDM97)
- Rich, R. M. 1988, *AJ*, 95, 828
- Rich, R. M., & Origlia, L. 2005, *ApJ*, 634, 1293
- Stanghellini, L., Shaw, R. A., & Villaver, E. 2008, *ApJ*, 689, 194
- Stasińska, G., Richer, M. G., & McCall, M. L. 1998, *A&A*, 336, 667
- Torres-Peimbert, S., & Peimbert, M. 1977, *RevMexAA*, 2, 181
- van Loon, J. T., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 857
- Wang, W., & Liu, X.-W. 2007, *MNRAS*, 381, 669 (WL07)
- Weiland, J. L., et al. 1994, *ApJ*, 425, L81
- Wesson, R., Liu, X.-W., & Barlow, M. J. 2005, *MNRAS*, 362, 424
- Zoccali, M., et al. 2006, *A&A*, 457, L1
- Zoccali, M., et al. 2003, *A&A*, 399, 931

Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, **47**, 49–61 (2011)

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY II: THE BULGE-DISK TRANSITION

O. Cavichia, R. D. D. Costa, and W. J. Maciel

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

Received 2010 November 29; accepted 2011 January 14

RESUMEN

En este trabajo se usa una muestra de nebulosas planetarias localizadas en el disco interno y en el bulbo de la Galaxia con objeto de encontrar la distancia galactocéntrica que mejor separa estas dos poblaciones desde el punto de vista de las abundancias. Se utilizan escalas de distancias estadísticas para estudiar la distribución de abundancias en la interfase disco-bulbo. Mediante una prueba de Kolmogorov-Smirnov se encuentra la distancia a la cual las propiedades químicas de estas regiones mejor se separan.

El resultado del análisis estadístico indica que, en promedio, la población interior tiene menores abundancias que la exterior. Además, la población interior no sigue el gradiente radial del disco hacia el centro galáctico. Basados en nuestros resultados, sugerimos que la interfase disco-bulbo está situada a 1.5 kpc del centro, y marca la transición entre la población del bulbo y la del disco interno, definida como la población de masas intermedias.

ABSTRACT

In this work, a sample of planetary nebulae located in the inner-disk and bulge of the Galaxy is used in order to find the galactocentric distance which better separates these two populations, from the point of view of abundances. Statistical distance scales are used to study the distribution of abundances across the disk-bulge interface. A Kolmogorov-Smirnov test is used to find the distance at which the chemical properties of these regions better separate.

The results of the statistical analysis indicate that, on the average, the inner population has lower abundances than the outer. Additionally, for the α -element abundances, the inner population does not follow the disk radial gradient towards the galactic center. Based on our results, we suggest a bulge-disk interface at 1.5 kpc, marking the transition between the bulge and inner-disk of the Galaxy as defined by the intermediate mass population.

Key Words: Galaxy: abundances — Galaxy: evolution — planetary nebulae: general — techniques: spectroscopic

1. INTRODUCTION

Chemical abundances of Planetary Nebulae (PNe) are an important tool to investigate the chemical evolution of the Galaxy. As a final stage of evolution of low and intermediate-mass stars ($\sim 1\text{--}8 M_{\odot}$), the abundances of α -elements found in PNe usually are not modified by the evolution of the progenitor star. In this sense, chemical abundances of PNe can be used to study the chemical evolution of galaxies

as done by Maciel, Lago, & Costa (2005, 2006), Fu et al. (2009), Stanghellini & Haywood (2010).

The chemical abundances obtained from PNe are relatively accurate and the nebulae can be observed at large distances in the Galaxy, even in regions obscured by the dust in the galactic disk, since they have bright emission lines, such as $[\text{O III}]\lambda 500.7 \text{ nm}$ and $\text{H}\alpha$. Therefore PNe are useful to study the pattern of abundances in the inner-disk and bulge of the

Galaxy, where the extinction in the optical range is very severe (see for example Escudero & Costa 2001; Escudero, Costa, & Maciel 2004; Chiappini et al. 2009; Cavichia, Costa, & Maciel 2010). On the other hand, PNe distances are still subject to discussion. Only in a few cases can the distances be determined by a direct method, such as for nearby PNe, which have the distances determined by trigonometric parallax, or in cases where there is a main sequence binary companion. In the cases where accurate individual distances cannot be determined, alternative methods have been developed in order to obtain reliable distances. In these cases, distances are derived from nebular properties (see e.g., Maciel & Pottasch 1980; Cahn, Kaler, & Stanghellini 1992; Stanghellini, Shaw, & Villaver 2008). These methods are called statistical methods and the distances so obtained are called statistical distances. In spite of the uncertainties, statistical distance scales are still the best tool to study the chemical abundance patterns in the Galaxy from the point of view of PNe, as done by Maciel & Quireza (1999), Maciel et al. (2006), Perinotto & Morbidelli (2006), and recently by Gutenkunst et al. (2008), Stanghellini & Haywood (2010), Henry et al. (2010).

From the point of view of the chemical evolution of the Galaxy, the bulge and the disk display different chemical abundance patterns such as the radial abundance gradients in the disk (Carigi et al. 2005; Daflon & Cunha 2004; Andrievsky et al. 2004; Maciel et al. 2005, 2006), or the wide abundance distribution in the bulge (Rich 1988; Zoccali et al. 2003, 2006). Also, the bulge and the disk may have different evolution histories, as described for example by the multiple infall scenario (Costa, Escudero, & Maciel 2005; Costa, Maciel, & Escudero 2008) or by the inside out formation model (Chiappini, Matteucci, & Romano 2001), respectively. As a consequence, we expect these differences to be reflected on the chemical properties of each component.

Additionally, the gas density, and consequently the star formation rate (SFR), also decrease in the inner Galaxy as found by Portinari & Chiosi (1999). They attribute this result to the influence of the galactic bar in the first 3 kpc of the Galaxy (see for example Gerhard 2002; Binney 2009). The decrease of the SFR is reflected on the α -element abundances in PNe, since a lower SFR limits the total mass ejected by the progenitor star, and consequently the chemical enrichment of the ISM decreases throughout the succeeding stellar generations. The galactic evolution models also point to a severe decrease in the SFR and chemical abundances at radii smaller

than 3 kpc (Portinari & Chiosi 2000). Other chemical evolution models also predict a flatter abundance gradient in the inner-disk, such as those by Hou, Prantzos, & Boissier (2000) and Mollá & Díaz (2005).

Some recent work seems to support this scenario, based on the fact that towards the galactic center, stars do not follow the chemical abundance gradient found in the disk (Cunha et al. 2007). Davies et al. (2009) studying the chemical abundance patterns of the Scutum red supergiant clusters, located at the end of the galactic bar, find that there is a minimum in the abundances in this region, compared to other azimuthal angles.

From the point of view of PNe, the results of Gutenkunst et al. (2008) also point to a discontinuity in the abundance gradient towards the galactic center, in the sense that the abundances of bulge PNe do not follow the trend of those from the disk, as can be seen in their Figure 4. Górny et al. (2004) also notice that the oxygen gradient of the PNe population in the galactic disk flattens in the most internal parts of the Galaxy, and may even change sign. On the other hand, Chiappini et al. (2009) compared the abundances of PNe located in the bulge, inner-disk and Large Magellanic Cloud. Their results do not show any clear difference between bulge and inner-disk objects.

Other previous studies of the galactic bulge based on abundances of PNe such as Ratag et al. (1992), Cuisinier et al. (2000), Escudero & Costa (2001), Escudero et al. (2004), Exter, Barlow, & Walton (2004), find that bulge PNe have an abundance distribution similar to disk PNe, showing that He, O, Si, Ar, and Ca have a normal abundance pattern, and favoring therefore a slower galactic evolution than that indicated by stars. In conclusion, the distribution of chemical abundances in the inner region of the Galaxy is still an open question, especially regarding the bulge-disk connection. On the other hand, a detailed comparison of the bulge and inner-disk populations is important in order to characterize the galactic bulge as a “pseudobulge”, as suggested by photometric and kinematic evidences (Howard et al. 2009; Shen et al. 2010), in opposition to a classical bulge as suggested by Binney (2009).

Both from modelling and from observational results, we expect a galactocentric distance to exist which better separates the populations of the bulge and inner-disk from the point of view of chemical abundances. However, such transition is still to be determined from the point of view of chemical abundances. The goal of this paper is to perform a

statistical analysis using the new data provided by Cavichia et al. (2010, hereafter Paper I), and additional data from the literature, in order to characterize the interface between the bulge and inner-disk of the Galaxy, as defined by the PNe population. Taking into account both the abundance distributions and the individual distances for a sample of PNe, we are able to characterize the interface by establishing at which galactocentric distance bulge and disk characteristics better separate.

This paper is organized as follows: in § 2 the details of the sample and the new distances to our objects are presented. In § 3 the method used in order to characterize the bulge-disk transition is described. In § 4 we discuss the results and compare them with other results in the literature. Finally, in § 5 the main conclusions are presented.

2. THE SAMPLE AND NEW DISTANCES

2.1. *The Sample*

An extensive number of statistical scales have been proposed in the literature, and two of them have been adopted in order to study the chemical abundance distribution in the inner Galaxy: the Stanghellini et al. (2008, hereafter SSV08), and the Zhang (1995, hereafter Z95), distance scales. These scales are based on the Shklovsky method but with the introduction of a relationship between the ionized mass and the radius of the nebula, as proposed by Maciel & Pottasch (1980). SSV08 is a recent revision of the Cahn et al. (1992, hereafter CKS92), scale based on the physical properties of the PNe in the Magellanic Clouds, whose distances are accurately known. As the authors argue, this new distance scale is the most reliable to date.

The selection criteria applied to search for objects in the two catalogues (SSV08 and Z95) were the following: we selected those PNe which had 5 GHz fluxes lower than 100 mJy, optical diameters smaller than 12 arcsec, and galactic coordinates within the range $|\ell| \leq 10^\circ$ and $|b| \leq 10^\circ$. The galactic coordinates were used to take into account only the PNe which are in the galactic center direction. The combination of the other two criteria leads to the rejection of about 90–95% of the PNe which are in the galactic center direction, but have heliocentric distances of less than 4 kpc (cf. Stasińska, Richer, & McCall 1998). These criteria are commonly used by other authors to select bulge PNe (e.g., Exter et al. 2004 and Chiappini et al. 2009), so that most of the objects considered in this work should be at or near the bulge.

In order to study the chemical abundance distribution in the inner Galaxy, we have made use of the data published by our group (Cavichia et al. 2010; Escudero et al. 2004; Escudero & Costa 2001). We also searched for chemical abundances of PNe located in the bulge and inner-disk of the Galaxy in the following works: Ratag et al. (1997), Exter et al. (2004), Górny et al. (2004), Perinotto, Morbidelli, & Scatarzi (2004), de Freitas Pacheco, Maciel, & Costa (1992), Köppen, Acker, & Stenholm (1991), Samland et al. (1992), Cuisinier et al. (2000). All these works deal with the same region of interest, and, besides that, they contain significant and homogeneous samples, which is very important in multi-object study, as we propose in this work. For more details on these works see Paper I. Adding these objects to our original sample in Paper I, our database contains 140 objects, as given in Table 1. In this table, the columns give the PN G number, the name of the nebula, the galactocentric distance in kpc for the SSV08 and the Z95 distance scales, respectively. An asterisk marks those PNe whose distances were derived in the present work. The galactocentric distances of the objects located beyond the galactic bulge are given with a negative sign in Table 1. The extinction in this region is very high, and the uncertainties in the distances are large, reaching 30% in some cases. For example, an object with a heliocentric distance of 8 kpc in this direction according to both scales will have a true heliocentric distance between 5.6 and 10.4. Therefore, it is unlikely that these objects are really located far beyond the galactic bulge, so that we assume that they actually belong to the bulge population. The implications of this assumption will be further discussed in § 3.3. More details on the new distances and the determination of the galactocentric distances are given in § 2.2.

2.2. *New distances to the Planetary Nebulae*

Several of the objects for which the chemical abundances were determined in Paper I, do not have distances published by SSV08. In order to include these PNe in our analysis, their distances were estimated from equations (8a) and (8b) of SSV08. In cases where the 5 GHz flux was not available, their equivalent 5 GHz flux from $H\beta$ flux was derived using equation (6) in CKS92. The optical thickness parameter was derived from equation (2) in SSV08. Angular radii were obtained from the literature, most of them from Acker et al. (1992), and some from more recent works such as Tytenda et al. (2003) and Ruffle et al. (2004). The objects with new distances are marked with an asterisk in Table 1, and the data

TABLE 1
GALACTOCENTRIC DISTANCES OF PNE IN THE SAMPLE

PN G	Name	R_{SSV08} (kpc)	R_{Z95} (kpc)	PN G	Name	R_{SSV08} (kpc)	R_{Z95} (kpc)
000.1–01.1	M3-43	–	1.81	009.4–09.8	M3-32	1.85	1.57
000.2–01.9	M2-19	–0.30	0.63	009.6–10.6	M3-33	–1.45	–
000.3–04.6	M2-28	–	–0.70	009.8–04.6	H1-67	0.64	0.80
000.4–02.9	M3-19	0.31	–0.73	010.4+04.5	M2-17	–	0.85
000.7–02.7	M2-21	–2.20	–	010.7–06.4	IC4732	1.51	3.22
000.7–03.7	M3-22	0.50	–0.63	010.7–06.7	Pe1-13	–1.37	–
000.7+03.2	Hen 2-250	–	1.07	010.7+07.4*	Sa2-230	1.41	–
000.9–04.8	M3-23	3.78	3.45	010.8–01.8	NGC 6578	4.42	–
001.0+01.9	K1-4	6.06	–	011.0+05.8	NGC 6439	1.89	–
001.2–03.0	H1-47	–	–2.07	350.5–05.0*	H1-28	–1.93	–
001.2+02.1	Hen 2-262	–1.57	1.39	350.9+04.4	H2-1	2.45	–
001.4+05.3	H1-15	–1.29	0.73	351.1+04.8	M1-19	–2.75	0.71
001.7–04.6	H1-56	–	–3.06	351.2+05.2	M2-5	–	0.80
001.7+05.7	H1-14	1.73	2.24	351.6–06.2*	H1-37	–1.81	–
002.0–02.0*	H1-45	–7.12	–0.36	352.0–04.6	H1-30	–	2.88
002.0–06.2	M2-33	–1.09	–1.02	352.1+05.1	M2-8	–1.39	1.05
002.1–02.2	M3-20	0.44	2.71	352.6+03.0	H1-8	–0.91	–
002.1–04.2	H1-54	–4.39	–0.57	353.7+06.3	M2-7	1.19	–1.00
002.2–02.7	M2-23	3.75	–0.51	354.2+04.3	M2-10	–	–2.73
002.2–09.4	Cn1-5	2.83	3.70	355.1–02.9	H1-31	–	–3.78
002.4+05.8	NGC 6369	6.92	–	355.1–06.9	M3-21	–	2.55
002.6–03.4	M1-37	–	–0.62	355.4–02.4	M3-14	2.33	1.58
002.6+08.1	H1-11	1.19	1.30	355.4–04.0	Hf2-1	1.92	–
002.7–04.8	M1-42	2.53	3.15	355.7–03.0	H1-33	–4.05	–1.23
002.7+01.6	H2-20	–	0.53	355.7–03.4*	H1-35	2.15	2.03
002.8–02.2	Pe2-12	–	–4.12	355.9–04.2	M1-30	–	2.18
003.1+02.9	Hb4	2.98	–	355.9+03.6*	H1-9	2.19	–
003.1+03.4	H2-17	–	–0.98	356.2–04.4	Cn2-1	–0.56	1.91
003.2–06.1	M2-36	2.03	1.29	356.3–06.2*	M3-49	–5.33	–
003.3–04.6	Ap1-12	3.42	–	356.5–02.3	M1-27	3.41	4.27
003.4–04.8	H2-43	–	3.03	356.5–03.9	H1-39	–7.28	–2.08
003.5–04.6	NGC 6565	3.37	3.68	356.7–04.8	H1-41	2.37	1.51
003.6–02.3	M2-26	–0.40	–1.46	356.8–05.4*	H2-35	1.86	–
003.7–04.6	M2-30	–1.55	–0.68	356.9–05.8	M2-24	–1.52	–3.86
003.8–04.3	H1-59	–1.53	–3.18	356.9+04.4	M3-38	–6.07	–0.65
003.8–04.5	H2-41	–0.85	–6.23	356.9+04.5	M2-11	–	1.08
003.8+05.3	H2-15	–7.40	–8.96	357.1–04.7	H1-43	–5.33	–3.59
003.9–02.3	M1-35	1.93	3.38	357.1+03.6	M3-7	1.73	2.62
004.0–03.0	M2-29	–0.75	–2.01	357.2–04.5	H1-42	1.94	3.22
004.0–05.8	Pe1-12	1.66	–2.33	357.2+07.4	M4-3	–	–0.37
004.1–04.3	H1-60	–2.24	–0.82	357.3+03.3	M3-41	–	3.87
004.6+06.0	H1-24	–	0.89	357.3+04.0	H2-7	–	–1.32
004.8–05.0	M3-26	0.82	–0.82	357.4–03.2	M2-16	1.05	2.18
004.8+02.0	H2-25	–3.45	–4.22	357.4–03.5	M2-18	–7.74	–1.48
004.9+04.9	M1-25	1.50	3.11	357.4–04.6	M2-22	–0.79	–1.97
005.0+04.4	H1-27	0.65	–2.94	357.5+03.2	M3-42	1.17	–1.78
005.2+05.6	M3-12	–	1.24	357.6+01.7	H1-23	–1.74	1.89
005.5–02.5*	M3-24	1.34	–	357.6+02.6	H1-18	–	0.72
005.7–05.3	M2-38	1.24	–1.01	357.9–05.1	M1-34	–	2.15
005.8–06.1	NGC 6620	–1.19	1.61	358.2+03.5	H2-10	–5.35	–0.50
005.8+05.1	H2-16	2.81	–	358.2+03.6	M3-10	–1.40	1.72
006.0–03.6	M2-31	–	3.14	358.2+04.2	M3-8	0.96	0.78
006.1+08.3*	M1-20	–1.12	2.34	358.3–02.5	M4-7	1.66	2.81
006.4–04.6*	Pe2-13	1.92	–	358.3+03.0*	H1-17	0.42	–0.59
006.4+02.0	M1-31	2.94	4.10	358.5–04.2*	H1-46	–0.75	1.04
006.8–03.4*	H2-45	1.89	–	358.6+01.8	M4-6	–	1.76
006.8+04.1	M3-15	–	3.94	358.6+07.8	M3-36	–	–6.05
007.0–06.8	VY2-1	0.86	2.57	358.7–05.2*	H1-50	–3.03	0.79
007.0+06.3*	M1-24	–1.00	–	358.8+03.0	Th3-26	0.66	–
007.1–06.0	H1-66	–	–1.70	358.9+03.2	H1-20	0.64	2.91
007.2+01.8*	Hb6	3.78	–	358.9+03.3*	H1-19	–2.95	–0.51
007.5+07.4	M1-22	–	–4.02	359.1–01.7	M1-29	–	4.70
007.8–04.4	H1-65	–	–2.25	359.1–02.3	M3-16	1.30	1.50
008.0+03.9	NGC 6445	6.64	–	359.3–03.1	M3-17	–3.60	–1.10
008.1–04.7	M2-39	–4.02	–2.21	359.4–03.4	H2-33	0.54	–1.78
008.2–04.8	M2-42	–1.48	0.66	359.7–02.6	H1-40	0.84	0.36
008.2+06.8*	Hen 2-260	–12.23	–3.62	359.8+03.7	Th3-25	–6.52	–
008.3–07.3*	NGC 6644	2.18	4.01	359.8+06.9	M3-37	–8.69	–5.50
009.0+04.1	Th4-5	–	1.69	359.9–04.5	M2-27	–4.45	2.68
009.4–05.0	NGC 6629	5.67	–	359.9+05.1	M3-9	4.70	–

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY II

53

TABLE 2
NEW DISTANCES

PN G	Name	θ (arcsec)	F (mJy)	τ	d (kpc)
002.0-02.0	H1-45	0.8	20	2	15.1
005.5-02.5	M3-24	5.1	4.9	4.3	6.7
006.1+08.3	M1-20	0.8	50	1.7	8.1
006.4-04.6	Pe2-13	6.6	3.4	4.7	6.2
006.8-03.4	H2-45	4.6	9.7	3.9	6.2
007.0+06.3	M1-24	3.2	6.2	3.8	8.5
007.2+01.8	Hb6	2.5	240	2	4.3
008.2+06.8	Hen 2-260	0.5	10	1.9	20.4
008.3-07.3	NGC6644	1.3	100	1.8	6.1
010.7+07.4	Sa2-230	5	4	4.4	7.1
350.5-05.0	H1-28	3.9	1.5	4.6	9.9
351.6-06.2	H1-37	4.3	1.3	4.7	9.7
355.7-03.4	H1-35	1	90	1.7	5.9
355.9+03.6	H1-9	3.5	30	3.2	5.9
356.3-06.2	M3-49	4.9	0.2	5.7	13.2
356.8-05.4	H2-35	5.4	0.9	5.1	9.1
358.3+03.0	H1-17	0.5	40	1.4	7.9
358.5-04.2	H1-46	0.6	40	1.5	8.5
358.7-05.2	H1-50	0.7	30	1.8	10.9
358.9+03.3	H1-19	0.7	30	1.9	10.9

used in the determination are shown in Table 2. In this table, Column 1 gives the PN G number, Column 2, the name, Column 3, the angular diameter, Column 4, the 5 GHz flux, Column 5, the optical thickness parameter, and Column 6 lists the new distances derived for these objects.

2.3. Galactocentric distances and distribution

Heliocentric distances were converted into galactocentric distances using equation 1, where d is the heliocentric distance, b and ℓ the galactic latitude and longitude, respectively, and R_0 the solar distance to the galactic center. In this work we adopted $R_0 = 8$ kpc, as suggested by recent studies (Gillessen et al. 2009; Nishiyama et al. 2006).

$$R = \sqrt{R_0^2 + (d \cos b)^2 - 2 R_0 d \cos b \cos \ell}, \quad (1)$$

In order to check the distribution of distances for the PNe in our database, Figure 1 shows the distribution of the PNe with respect to the galactocentric distance for both distance scales used in this work, Z95 (left) and SSV08 (right), including the new distances derived in this work. The figure also shows a Gaussian fit to each histogram. The mean and standard deviation are (0.6 ± 0.3) kpc and (2.6 ± 0.3) kpc for the SSV08 scale, and (0.6 ± 0.2) kpc and (2.5 ± 0.2) kpc for the Z95 scale. For both scales,

the mean is consistent with the most recent determinations of the solar distance to the galactic center, which are all near 8 kpc, while the widths are larger than the standard deviation expected of 1.2 kpc for the bulge. As discussed by Z95, this dispersion is a convolution of the probably real Gaussian distribution of the bulge, with the extra spread introduced by the mass-radius relationship.

3. DETERMINATION OF THE BULGE-DISK INTERFACE

3.1. Abundance differences between bulge and inner-disk PNe

In order to study the chemical abundance distribution in the inner Galaxy and to determine the bulge-disk interface, we made use of a method similar to that suggested by Maciel et al. (2006). First, a galactocentric distance (R_L) is chosen, which defines a limit for the sample. Then the sample is divided into two groups: Group I is composed by PNe with galactocentric distances smaller than the limit previously settled, and Group II, is composed by PNe with galactocentric distances larger than this limit. For each group, the average abundances and the standard error of the mean are calculated for the available elements, namely He, O, N, S, and Ne. Then, the limiting radius R_L is varied, considering distances in the interval from 0.1 to 3.6 kpc, in 0.7 kpc steps for each distance scale.

The results are shown in Figures 2 and 3 for the SSV08 and Z95 distance scales, respectively. In each figure, Group I is represented by filled circles joined by continuous lines and Group II by squares joined by dashed lines. Each pair of circle/square points in each plot represents the average abundance for that element adopting a given limit for the bulge-disk interface, as a function of the limiting distance. Therefore, each plot shows how the differences between the groups evolve adopting distinct limits to define them. Considering elements heavier than He, it can be seen that, on average, abundances of Group I are lower than those of Group II objects for both distance scales. That is, in most cases the objects of Group I, which are closer to the galactic center, have systematically lower abundances compared with the objects of Group II, for all chosen values of the limiting radius (R_L). The main exceptions are the helium abundances for both distance scales and argon for the Z95 scale, which present similar distributions for both groups. In the case of helium, these results are not surprising, as (a) this element is equally contaminated by the PN progenitor stars, both in the bulge

Fig. 1. Galactocentric distance distribution for the Z95 distance scale (left) and for the SSV08 distance scale (right). For each histogram a Gaussian fit is shown (see the text for more details).

Fig. 2. Average abundances of PNe of Group I (circles joined by continuous lines) and Group II (squares joined by dashed lines) for the SSV08 distance scale. The abscissa gives the limiting galactocentric distance R_L , considered to be in the range 0–4 kpc. Error bars indicate the standard error of the mean for each subsample.

and in the galactic disk, and (b) helium does not show any measurable radial abundance gradient, in contrast with the remaining elements considered in this paper. (See a detailed discussion of the helium gradient in Maciel 2000).

Examining Figure 2 we see that for the α -elements oxygen, sulfur and argon the differences

between both samples reach a minimum between 1.5 and 2.5 kpc, where it is of the order of 0.1 dex or lower. In Figure 3, examining now the α -elements, we see that a minimum difference appears around 1.5 or 2 kpc. For neon, the abundance difference between the groups is of the order of 0.2 dex, while for the other elements this difference is of the order

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY II

55

Fig. 3. The same as Figure 2 for the Z95 scale.

of 0.15 dex. For argon this difference is not clear, which is already expected since the ionization correction factor used to derive its abundance can lead to uncertainties larger than those for other elements.

3.2. Kolmogorov-Smirnov test

Our goal in this section is to find the distance that best characterizes the separation of the two groups, in the sense that the populations of each group should be as distinct as possible. In this case, we will be able to ascertain a value for the galactocentric distance of the bulge-disk interface based on the intermediate mass population represented by the PNe sample. In order to find such distance, we performed a Kolmogorov-Smirnov test for Groups I and II at each step of the procedure described above. The test returns the probabilities that the two groups are drawn from the same distribution. Small probabilities show that the cumulative distribution function of Group I is significantly different from Group II. The results are displayed in Figure 4. For each element the probability is shown as function of the limiting distance R_L . For each distance step, the left filled bar represents the SSV08 scale and the right empty bar the Z95 scale. Since we are looking for small probabilities, we can see from the

figure that the lowest probabilities are achieved at 1.5 kpc for the Z95 distance scale for the elements O, S, Ar, and Ne. The probabilities for each element and distance are listed in Table 3 and the lowest values are highlighted in black. Again, it is clear that for the Z95 distance scale the lowest probabilities are achieved at 1.5 kpc for all the α -elements. On the other hand, SSV08 does not show a unique distance for the lowest probabilities. Indeed, considering only the α -elements, no distances are alike. Nevertheless, examining Figure 2 in detail, we can see that there is a step in the abundance radial distributions for the α -elements concerning the distance of 2.2 kpc. So that the safest conclusion we can draw is that $R_L < 2.9$ kpc based on the SSV08 distance scale.

3.3. Resulting abundance distributions

Adopting the separation distances obtained for each element and distance scale, namely 1.5 kpc for Z95 and 2.2 kpc for SSV08, the distribution of the abundances for each group are shown in Figures 5 and 6 for the Z95 and SSV08 distance scales, respectively. Empty histograms represent Group I objects, while filled histograms represent Group II objects. The number of objects used is also given for each plot.

Fig. 4. Kolmogorov-Smirnov probability bar plot for each element as a function of the limiting radius of Groups I and II. Left filled bars correspond to the SSV08 scale and empty right bars to the Z95 scale.

TABLE 3
KOLMOGOROV-SMIRNOV PROBABILITIES

R_L (kpc)	$P(R_L)$ SSV08						$P(R_L)$ Z95					
	0.1	0.8	1.5	2.2	2.9	3.6	0.1	0.8	1.5	2.2	2.9	3.6
He	0.574	0.865	0.379	0.118	0.080	0.293	0.003	0.0026	0.022	0.763	0.971	0.767
N	0.053	0.075	0.335	0.103	0.099	0.647	0.0819	0.208	0.097	0.390	0.124	0.262
O	0.014	0.001	0.058	0.001	0.001	0.008	0.015	0.012	0.0051	0.560	0.459	0.126
S	0.022	0.074	0.370	0.154	0.077	0.583	0.352	0.047	0.0334	0.917	0.344	0.799
Ar	0.720	0.864	0.989	0.394	0.508	0.845	0.586	0.295	0.0188	0.185	0.285	0.070
Ne	0.014	0.046	0.128	0.001	0.000	0.007	0.009	0.059	0.0056	0.017	0.111	0.092

In Figure 5 the oxygen distribution for Group I is wider than that for Group II, while most objects from Group II have abundances centered at 8.5 dex. The other α -elements also show this pattern according to which Group II objects favor higher abundances than those from Group I. However, these differences are not larger than the individual errors in abundances. Among the α -elements, neon displays the largest difference between the two distributions. Nevertheless, some caution must be taken here. In a recent study by Milingo et al. (2010), there are some evidences that neon enhancement is present in a significant portion of PNe. This enhancement could be

explained considering the charge exchange reaction $O^{++} + H^0 \rightarrow O^+ + H^+$ (see Peimbert, Luridiana, & Torres-Peimbert 1995, and references therein). Since the neon ICF depends inversely on the O^{++} abundance, the charge exchange reaction could increase the neon elemental abundance. If the neon enhancement is real, it does not represent the abundance of the interstellar medium at the time of the formation of the progenitor star. Thus, the neon distribution in Figure 5 must be interpreted carefully.

In Figure 6, showing the distribution of the abundances for the SSV08 scale, the oxygen distribution for Group I objects is wider than for Group II and the

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY II

57

Fig. 5. Abundance distributions for Groups I and II using the Z95 distance scale. Unfilled histograms represent Group I objects and filled histograms are for Group II. The number of objects in each distribution is shown at the top.

Fig. 6. The same as Figure 5 for the SSV08 distance scale.

TABLE 4
AVERAGE ABUNDANCES OF GROUPS I AND II FOR EACH DISTANCE SCALE

Element	SSV08		Z95	
	Group I	Group II	Group I	Group II
He/H	0.110 ± 0.004	0.099 ± 0.009	0.111 ± 0.004	0.117 ± 0.004
$\epsilon(\text{N})$	8.02 ± 0.06	8.22 ± 0.10	8.07 ± 0.06	8.25 ± 0.08
$\epsilon(\text{O})$	8.49 ± 0.04	8.69 ± 0.06	8.50 ± 0.04	8.64 ± 0.07
$\epsilon(\text{S})$	6.62 ± 0.05	6.74 ± 0.14	6.68 ± 0.06	6.84 ± 0.07
$\epsilon(\text{Ar})$	6.37 ± 0.05	6.56 ± 0.07	6.38 ± 0.05	6.48 ± 0.08
$\epsilon(\text{Ne})$	7.74 ± 0.05	8.00 ± 0.12	7.64 ± 0.07	7.95 ± 0.07

values are between 8.0 and 9.3 dex. The same trend is seen in the distributions for the SSV08 scale when compared with the Z95 scale: compared to Group I objects, the α -element distributions for Group II show a tendency to higher abundances.

Table 4 shows the average abundances and the standard error of the mean for Group I and II objects, adopting the distances 1.5 and 2.2 kpc for the Z95 and SSV08 scales as the limit between the two groups. Although these abundances are similar, reflecting the large dispersion of abundances found in these regions of the Galaxy, some important differences are apparent. In particular, the N, O, S, Ar, and Ne abundances are *smaller* for Group I compared to Group II for both distance scales. For N and O the difference between the two groups is 0.20 dex. For S, Ar, and Ne it is 0.12, 0.19 and 0.26 dex, respectively. In spite of the fact that these differences are not larger than the individual errors in the abundances, we can draw important conclusions about these results. The standard error of the mean is small since both groups have several objects and therefore the difference between both groups is statistically significant. This can be seen considering the lower and upper 90% and 68% confidence limits of each group. Although there are some overlaps between the distributions, for N, O, Ar, and Ne they are statistically significantly different considering the 68% confidence limit of each group for the SSV08 distance scale. Only the S distributions are not statistically different considering this method. For the Z95 distance scale, the distributions of N, O, and S of each group are significantly different considering the same confidence limit. The Ne distributions are statistically different considering the 90% confidence limit for this scale. These results are an important indication that bulge nebulae (Group I) do not follow the trends observed in the inner-disk (Group II), as we will discuss in § 4.

Relaxing the assumption that objects with adopted negative galactocentric distances belong to the bulge would not change the derived conclusions. We performed some tests excluding these objects, and the main conclusions are unchanged: bulge objects have lower α -element abundances than those in the inner disk. Adopting positive distances for these objects makes the group separation less clear, as the mixing of both populations is enhanced, but even in this case bulge objects still have lower abundances compared to inner disk objects.

The galactocentric distance of 1.5 kpc for the Z95 distance scale marks the limit at which the Groups I and II are more likely to separate from the point of view of the chemical abundances, as shown by the Kolmogorov-Smirnov test. On the other hand, the galactocentric distance of 2.2 kpc for the SSV08 scale was chosen from eye inspection in the radial abundances distributions, marking the limit in the α -elements abundances. In this case too, objects from Group II, whose galactocentric distances are greater than 2.2 kpc, have higher abundances than those from Group I, whose distances are lower than this limit.

Since the bulge and the disk display different chemical abundance characteristics, such as for example the radial abundance gradients found in the disk, or the large abundance distribution found in the bulge, as we discussed in § 1, we expect the existence of a galactocentric distance which better separates the two populations. Our analysis point to a separation at $R_L = 1.5$ kpc for the Z95 distance scale and $R_L < 2.9$ kpc for the SSV08 scale. Therefore, we can assign to Group I those objects that pertain to the bulge, and to Group II those that pertain to the inner-disk.

4. DISCUSSION

There are other evidences that point to a transition from the bulge to the inner-disk at a galactocen-

tric distances similar to the distances found in this work. Indeed, infrared observations of the bulge, like those from the COBE/DIRBE satellite (Weiland et al. 1994), support these results. From their Figure 1, it is clear that the nuclear radius of the bulge is between 10° and 15° . For the canonical solar distance to the galactic center of 8 kpc adopted in this work, the bulge longer radius is between 1.4 and 2.1 kpc.

From the point of view of giant stars, Tiede & Terndrup (1999) performed photometric and spectroscopic observations of 503 stars in four windows toward the bulge, with coordinates (ℓ, b) of $(-28.8^\circ, -6^\circ)$, $(-8.7^\circ, 6.0^\circ)$, $(8.4^\circ, -6.0^\circ)$ and $(24.4^\circ, 6.1^\circ)$. According to their results, the abundance distribution in the inner Galaxy presents a discontinuity. The authors argue that such a difference is larger than any bias in the sample selection and not due to errors in the abundances. As we are suggesting, they assign the difference found to the different populations in the line of sight.

Smartt et al. (2001) observed type-B stars located between 2.5 and 5 kpc from the galactic center. Due to the young nature of these stars, their photospheric abundances reflect the present day abundances of the ISM. Their results agree with ours in the sense that the oxygen abundance decreases for distances smaller than 3 kpc, as can be seen from their Figure 3. However, the error bars are large and it is only possible to say that the oxygen abundances do not follow the radial gradient of the disk toward the galactic center, since they are 0.3 to 0.4 dex lower than what we expected from the Rolleston et al. (2000) radial gradient, given their position.

In the light of recent studies using PNe, Gutenkunst et al. (2008) point to a discontinuity in the abundance gradient towards the galactic center, in the sense that the abundances of bulge PNe do not follow the trend of those from the disk, as can be seen in their Figure 4. The same trend can be seen in Figure 3 of Stanghellini & Haywood (2010). Considering PNe type III as defined by Peimbert (1978), which represent the old disk population, it is possible to note from their figure that oxygen abundances are smaller for galactocentric distances of less than 4 kpc.

Finally, Mishurov, Lépine, & Acharova (2002) proposed a galactic formation model where the spiral arms are inductors of stellar formation and they can exist only between the internal and external Lindblad resonances. As a consequence, the SFR decreases strongly outside these limits, and the chemical abundances are depleted in these regions. Combining these evidences with our results, we can point

out to a bulge-disk interface for the intermediate mass population, marking therefore the transition between the disk and the bulge populations, at a galactocentric distance of 1.5 for the Z95 distance scale. On the other hand, for the SSV08 distance scale the Kolmogorov-Smirnov test was not conclusive, and we can point out that, for galactocentric distances smaller than 2.9 kpc, the α -elements abundances do not follow the disk radial gradient towards the center of the Milky Way galaxy.

5. SUMMARY AND CONCLUSION

This work reports an important result concerning PNe and the chemical evolution of the Galaxy. In addition to our previous work (Cavichia et al. 2010, Paper I), where we presented the chemical abundances and the analysis of these abundances for a sample of 56 PNe in the direction of the galactic bulge, among which 35 PNe have their abundances derived for the first time, we extended our data base to 140 PNe in order to study the chemical abundance distribution in the inner disk and bulge of the Galaxy.

In this work, a statistical analysis was performed in order to find the galactocentric distance where bulge and disk characteristics intersect. Two distance scales were used: Zhang (1995) and Stanghellini et al. (2008). Applying the Kolmogorov-Smirnov test, the former results in a distance of 1.5 kpc, while for the latter the test was not conclusive. Nevertheless, the radial α -elements abundance distributions for both scales indicate that they do not follow the trend of the disk. On average, the abundances for objects with galactocentric distances smaller than 1.5 and 2.2 kpc for the Z95 and SSV08 distance scales, respectively, are lower than for objects with distances greater than this limit, although this difference is not larger than the errors in individual abundances. Considering the SSV08 distance scale, the abundance difference between the two groups of PNe is based on 68, 62, 53, and 56 PNe of Group I (bulge) for O, S, Ar, and Ne, respectively, and 16, 15, 14, 12 PNe of Group II (inner disk) for the same elements. For the Z95 distance scale, the abundance difference is based on 72, 66, 50, and 43 PNe of Group I, and 41, 39, 28, 29 of Group II, for the same elements. Furthermore the combined error of the four elements (O, S, Ar, Ne) of each group is considerably smaller than the abundance difference between the two groups derived from the average difference of the four elements.

Taking into account the results derived in this work as well as other evidences from the literature, we propose the galactocentric distance of 1.5 kpc (for

the Z95 distance scale) as the mark of the transition between the bulge and the inner-disk of the Galaxy.

Part of this work was supported by the Brazilian agencies *FAPESP* and *CNPq*. O.C. would like to acknowledge FAPESP for his graduate fellowship (processes 05/03194-4 and 07/07704-2). We also thank the referee for his/her comments and suggestions.

REFERENCES

- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., Stenholm, B., & Tylenda, R. 1992, *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae* (Part 1 and 2; Garching: ESO)
- Andrievsky, S. M., Luck, R. E., Martin, P., & Lépine, J. R. D. 2004, *A&A*, 413, 159
- Binney, J. 2009, in *IAU Symp. 254, The Galaxy Disk in Cosmological Context*, ed. J. Andersen, J. Bland-Hawthorn, & B. Nordström (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 145
- Cahn, J. H., Kaler, J. B., & Stanghellini, L. 1992, *A&AS*, 94, 399 (CKS92)
- Carigi, L., Peimbert, M., Esteban, C., & García-Rojas, J. 2005, *ApJ*, 623, 213
- Cavichia, O., Costa, R. D. D., & Maciel, W. J. 2010, *RevMexAA*, 46, 159 (Paper I)
- Chiappini, C., Górný, S., Stasińska, G., & Barbuy, B. 2009, *A&A*, 494, 591
- Chiappini, C., Matteucci, F., & Romano, D. 2001, *ApJ*, 554, 1044
- Costa, R. D. D., Escudero, A. V., & Maciel, W. J. 2005, in *AIP Conf. Proc. 804, Planetary Nebulae as Astronomical Tools*, ed. R. Szczerba, G. Stasińska, & S. K. Górný (Melville: AIP), 252
- Costa, R. D. D., Maciel, W. J., & Escudero, A. V. 2008, *Baltic Astron.*, 17, 321
- Cuisinier, F., Maciel, W. J., Köppen, J., Acker, A., & Stenholm, B. 2000, *A&A*, 353, 543 (CMKAS00)
- Cunha, K., Sellgren, K., Smith, V. V., Ramirez, S. V., Blum, R. D., & Terndrup, D. M. 2007, *ApJ*, 669, 1011
- Daflon, S., & Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- Davies, B., et al. 2009, *ApJ*, 696, 2014
- de Freitas Pacheco, J. A., Maciel, W. J., & Costa, R. D. D. 1992, *A&A*, 414, 211
- Escudero, A. V., & Costa, R. D. D. 2001, *A&A*, 380, 300
- Escudero, A. V., Costa, R. D. D., & Maciel, W. J. 2004, *A&A*, 414, 211
- Exter, K. M., Barlow, M. J., & Walton, N. A. 2004, *MNRAS*, 349, 1291
- Fu, J., Hou, J. L., Yin, J., & Walton, N. A. 2009, *ApJ*, 696, 668
- Gerhard, O. 2002, in *ASP Conf. Ser. 273, The Dynamics, Structure and History of Galaxies*, ed. G. S. Da Costa & H. Jerjen (San Francisco: ASP), 73
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009, *ApJ*, 692, 1075
- Górný, S. K., Stasińska, G., Escudero, A. V., & Costa, R. D. D. 2004, *A&A*, 427, 231
- Gutenkunst, S., Bernard-Salas, J., Pottasch, S. R., Sloan, G. C., & Houck, J. R. 2008, *ApJ*, 680, 1206
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., Jaskot, A. E., Balick, B., Morrison, M. A., & Milingo, J. B. 2010, *ApJ*, 724, 748
- Hou, J. L., Prantzos, N., & Boissier, S. 2000, *A&A*, 362, 921
- Howard, C. D., et al. 2009, *ApJ*, 702, L153
- Köppen, J., Acker, A., & Stenholm, B. 1991, *A&A*, 248, 197
- Maciel, W. J. 2000, in *IAU Symp. 198, The Light Elements and their Evolution*, ed. L. da Silva, R. De Medeiros, & M. Spite (San Francisco: ASP), 204
- Maciel, W. J., Lago, L. G., & Costa, R. D. D. 2005, *A&A*, 433, 127
- . 2006, *A&A*, 453, 587
- Maciel, W. J., & Pottasch, S. R. 1980, *A&A*, 88, 1
- Maciel, W. J., & Quireza, C. 1999, *A&A*, 345, 629
- Milingo, J. B., Kwitter, K. B., Henry, R. B. C., & Souza, S. P. 2010, *ApJ*, 711, 619
- Mishurov, Y. N., Lépine, J. R. D., & Acharova, I. A. 2002, *ApJ*, 571, L113
- Mollá, M., & Díaz, A. I. 2005, *MNRAS*, 358, 521
- Nishiyama, S., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1093
- Peimbert, M. 1978, in *IAU Symp. 76, Planetary Nebulae*, ed. Y. Terzian (Dordrecht: Reidel), 215
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Torres-Peimbert, S. 1995, *RevMexAA*, 31, 147
- Perinotto, M., & Morbidelli, L. 2006, *MNRAS*, 372, 45
- Perinotto, M., Morbidelli, L., & Scatarzi, A. 2004, *MNRAS*, 349, 793
- Portinari, L., & Chiosi, C. 1999, *A&A*, 350, 827
- . 2000, *A&A*, 355, 929
- Ratag, M. A., Pottasch, S. R., Dennefeld, M., & Menzies, J. W. 1992, *A&A*, 255, 255
- . 1997, *A&AS*, 126, 297
- Rich, R. M. 1988, *AJ*, 95, 828
- Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L., & Ryans, R. S. I. 2000, *A&A*, 363, 537
- Ruffle, P. M. E., Zijlstra, A. A., Walsh, J. R., Gray, M. D., Gesicki, K., Minniti, D., & Comeron, F. 2004, *MNRAS*, 353, 796
- Samland, M., Köppen, J., Acker, A., & Stenholm, B. 1992, *A&A*, 264, 184
- Shen, J., Rich, R. M., Kormendy, J., Howard, C. D., De Propris, R., & Kunder, A. 2010, *ApJ*, 720, L72
- Smartt, S. J., Venn, K. A., Dufton, P. L., Lennon, D. J., Rolleston, W. R. J., & Keenan, F. P. 2001, *A&A*, 367, 86

PLANETARY NEBULAE IN THE INNER MILKY WAY II

61

- Stanghellini, L., & Haywood, M. 2010, *ApJ*, 714, 1096
Stanghellini, L., Shaw, R. A., & Villaver, E. 2008, *ApJ*, 689, 194 (SSV08)
Stasińska, G., Richer, M. G., & McCall, M. L. 1998, *A&A*, 336, 667
Tiede, G. P., & Terndrup, D. M. 1999, *AJ*, 118, 895
Tylanda, R., Siódmiak, N., Górny, S., Corradi, R. L. M., & Schwarz, H. E. 2003, *A&A*, 405, 627
Weiland, J. L., et al. 1994, *ApJ*, 425, L81
Zhang, C. Y. 1995, *ApJS*, 98, 659 (Z95)
Zoccali, M., et al. 2006, *A&A*, 457, L1
Zoccali, M., et al. 2003, *A&A*, 399, 931

Chemical evolution of the Milky Way bulge and disk with radial gas flows

O. Cavichia^{1*}, M. Mollá², R. D. D. Costa¹ and W. J. Maciel¹

¹*IAG, University of São Paulo, 05508-900, São Paulo-SP, Brazil*

²*CIEMAT, Universidad Complutense de Madrid, Spain*

Accepted 1988 December 15. Received 1988 December 14; in original form 1988 October 11

ABSTRACT

In preparation.

Key words: circumstellar matter – infrared: stars.

1 INTRODUCTION

In preparation.

2 THE CHEMICAL EVOLUTION MODEL

The chemical evolution model is an update of the model developed by Mollá & Díaz (2005). The main differences are the inclusion of radial gas flows and the central bulge. Here we briefly describe some important aspects of the model, referring for a more detailed description the original papers.

The central bulge was included in the code following Molla & Ferrini (1995). The bulge mass is calculated using the relation from ? which is given by

$$M(R) = \frac{V^2 R}{G} + \frac{\sigma^2 R^3}{Gh^2}. \quad (1)$$

where V is the circular velocity, R is the bulge radius, h is the disk scale length, σ is the velocity dispersion, and G the gravitational constant. Howard et al. (2009) find a dispersion velocity of $116 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ and Hammer et al. (2007) give a disk scale length of $2.3 \pm 0.6 \text{ kpc}$. Nakasato & Nomoto (2003) define the bulge radius as $< 2 \text{ kpc}$. So that in this work we adopt the bulge radius as 2 kpc . From ?, one can estimate the circular velocity at a radius of 2 kpc been $\approx 63 \text{ km s}^{-1}$. Using these values, equation 1 results in a bulge mass of $4.732 \times 10^9 M_\odot$. ?

The multiphase model of Mollá & Díaz (2005) is a generalization of the model developed by Ferrini et al. (1992) for the solar neighborhood, and later applied to the whole Galaxy by Ferrini et al. (1994) and other spiral galaxies by Mollá et al. (1996); Mollá & Roy (1999). The enriched material is originated from the stars at the end of their evolution, taking in to account their nucleosynthesis, initial mass function (IMF) and the final fate, through a quiet evolution, or type I and II supernovae explosions. In the multiphase

model, the star formation is a two-step process: first the diffuse gas forms molecular clouds. Then stars form from cloud-cloud collisions or by the interaction between massive stars and the molecular gas. The former is called spontaneous star formation and the latter induced star formation.

The model uses an IMF from Ferrini et al. (1990) given by

$$\Phi(m) = 2.1853 \times 10^{\left(\frac{-(0.73 + \log m \times (1.92 + 2.07 \times \log m))^{0.5}}{m^{1.52}}\right)}. \quad (2)$$

The original model was modified to include metallicity dependent yields. The stellar yields are from Woosley & Weaver (1995), while those from low mass stars are from Gavilán et al. (2005). Type I supernovae releases are considered including the model revised by Iwamoto et al. (1999).

In this model, the Galaxy is described as a three phase system with a halo a disk and a bulge. The total initial halo mass is assumed to be in the form of gas. The total mass M and its radial distribution $M(R)$ are calculated from the respective rotation curves. These rotation curves are derived from the universal rotation curve from Persic et al. (1996). The galaxy is divided into concentric cylindrical regions, each of 2 kpc wide. From the rotation curve, one be able to calculate the radial mass distribution $M(R)$ using the expression

$$M(R) = 2.32 \times 10^5 R \ V(R)^2. \quad (3)$$

The halo gas collapses to fall in the equatorial disk, originating the disk or bulge as a secondary structure. The infalling halo gas is parametrized by f_{gh} , where g_h is the halo mass gas and f is the infall rate. The mass which remains in the halo gives a ratio M_{halo}/M_{disk} for the baryonic component. The collapse time-scale, which defines this infalling gas rate, depends on the galactocentric distance through the expression:

$$\tau(R) = \tau_0 e^{\frac{R-R_c}{R_d}}, \quad (4)$$

where its assumed that the total mass surface density follows the surface brightness exponential shape. In this equation,

* E-mail: cavichia@astro.iag.usp.br

2 *O. Cavichia, M. Mollá, R. D. D. Costa and W. J. Maciel*

$\tau_0 = 4$ Gyr, $R_d = 2$ kpc is the disk scale length, and $R_c = R_{opt/2} = 6.5$ kpc is the characteristic disk radius. For more details about the collapse-time scale see Mollá & Díaz (2005) and Ferrini et al. (1994). For the bulge, in order to reproduce the giant stars metallicity distribution function, the collapse time-scale is fixed to be 0.7 Gyr, which is shorter than the disk collapse time-scale at $R=0$ kpc.

The mass in the different phases of each region changes by the processes associated with the stellar formation and death by: the star formation due to spontaneous fragmentation of gas in the halo; formation of gas clouds in the disk from the diffuse gas; induced star formation in the disk due to the interaction between massive stars and gas clouds; and finally, the restitution of the diffuse gas associated to these process of cloud and star formation. In the halo, the star formation rate for the diffuse gas follows a Schmidt law with a power $n = 1.5$. In the disk, the stars form into two steps: first, molecular clouds are formed from the diffuse gas also following a Schmidt law with $n = 1.5$ and a proportionality factor μ . The stars are produced by a spontaneous process associated with cloud-cloud collisions at a rate which is proportional to a parameter H , and a stimulated star formation process proportional to a is assumed.

2.1 Radial flows

The complete set of equations for each zone is given by Mollá et al. (1996) and Ferrini et al. (1992). Here we just describe the processes associated with the variation of the gas mass in each radial zone.

$$\frac{dg}{dt} = -\mu g^n + a' c s_2 + H' c^2 + f g_H + W + f g_{rf} \quad (5)$$

The first term in this equation is related with the cloud formation from diffuse gas, the second is the induced star formation via massive star-cloud interaction, the third is the star formation from cloud collisions, the fourth is the infalling gas from the halo, the fifth is the restitution of the mass due to the death of stars. The novelty in this equation is the last term, which is responsible for the radial flows between each radial zone. This term is defined as:

$$f g_{rf}(k) = F_2(k) - F_1(k), \quad (6)$$

where $F_1(k)$ and $F_2(k)$ are functions which define the quantity of gas that is leaving and entering in the shell r_k , as illustrated in figure 1.

Each of these functions can be separated into two others functions as:

$$F_2(k) = F_{21}(k) + F_{22}(k) \quad F_1(k) = F_{11}(k) + F_{12}(k). \quad (7)$$

These functions are illustrated in figure 1 and correspond to flows in the directions:

- Inward the shell r_k from the shells r_{k+1} (F_{21}) and r_{k-1} (F_{22}).
- Outward the shell r_k to the shells r_{k+1} (F_{11}) and r_{k-1} (F_{12}).

The flows in the k shell can be written in terms of the gas density $g(k)$ and the velocity $v(k)$ as:

$$F_{21}(k) = v_{k+1/2}(k) [\chi(v_{k+1/2}(k)) \times g(k+1)] \quad (8)$$

$$F_{22}(k) = -v_{k-1/2}(k) [\chi(-v_{k-1/2}(k)) \times g(k-1)] \quad (9)$$

Figure 1. Scheme for the radial flows in the shell r_k .

$$F_{11}(k) = -v_{k+1/2}(k) [\chi(-v_{k+1/2}(k)) \times g(k)] \quad (10)$$

$$F_{12}(k) = v_{k-1/2}(k) [\chi(v_{k-1/2}(k)) \times g(k)], \quad (11)$$

where the function $\chi(x)$ is a step function defined as:

$$\chi(v(k)) = \begin{cases} 1 & \text{if } v(k) > 0 \\ 0 & \text{if } v(k) < 0 \end{cases} \quad (12)$$

As discussed by Lacey & Fall (1985), gas flows in the disk can be generated by the viscosity ν in the gas layer. This viscosity will induce an inward flow in the inner parts of the Galaxy and an outward in the outer parts with velocity $|v| \propto \nu/r$. The authors estimate that $\nu \approx 1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}$ for HI clouds. So that, in our models, the velocities of the flows are given by $v(k) = v_0/r_k$, where $0 < v_0 < 5 \text{ km s}^{-1}$. Since there are no direct measurements of the velocities of the gas flows, one can vary v_0 between these limits in order to investigate the effects of the radial gas flows in the distributions of gas, SFR and chemical abundances in the bulge, inner disk, and outer disk of the Galaxy.

3 RESULTS

In order to include the effects of the Galactic Bar in the inner few kpc of the MW, we adopt the radial flow velocity pattern described by Portinari & Chiosi (2000) in their figure 15. In this case, the Galactic Bar ends in correspondence to its CR around 3 kpc, and it has an OLR around 4.5 kpc. Gas-dynamical models (Fux 1999) give a range of $3 < R_{cr} < 4.5$ kpc. In this work, we adopt the Bar corotation radius to be $R_{cr} \sim 3$ kpc. In all models with radial flows, we consider that the disk radial flows start at the beginning of the MW formation and last to the present time. So that in these models, the gas flow is outward the CR toward the OLR where it accumulates. The age of the Galactic Bar (T_{bar}) is not well established. Cole & Weinberg (2002) propose that $3 < T_{bar} < 6$ Gyr. Here we adopt $T_{bar} = 5$ Gyr. In this case, the Galactic Bar have formed 5 Gyr ago and the flows induced by the Galactic Bar start at T_{bar} . On the other hand, inflows in the disk are expected to occur during the entire evolution of the Galaxy. We have compute

Table 1. Model parameters used.

Model	$v_{\text{in}}(\text{km s}^{-1})$	$v_{\text{out}}(\text{km s}^{-1})$	α_d	ℓ_d	$\epsilon_{\mu\odot}$	$\epsilon_{1h\odot}$
A	0.0	0.0	–	0.5	0.3651	0.1353
B	+1.0	+1.0	–	0.5	0.3651	0.1353
C	–1.0	+1.0	–	0.5	0.3651	0.1353
D	variable (fig.)		1.6			
E	variable (fig.)		1.7			

two variable flow velocities which are show in figure ?? . The plus and minus signs in the velocities give the direction of the flows. As already mentioned, a positive velocity means that the flow is toward the centre of the Galaxy, meanwhile a negative velocity means that the flow is in the opposite direction.

The parameters of the models used in this work are described in table 1. The first column in this table indicates the name adopted for the model, the second and third columns the gas flow velocity and direction inside and outside the Bar corotation , respectively. The fourth column is the scale factor used in the pattern velocity of Portinari & Chiosi (2000), the fifth column is the scalelength of the exponential collapse time-scale. The sixth and seventh columns are the efficiencies of molecular cloud formation and cloud-cloud collision for the solar neighborhood. As discussed by Mollá & Díaz (2005), the ratio $\langle \ln \epsilon_{\mu} / \ln \epsilon_H \rangle \sim 0.4$ for a sample of galaxies with 11 morphological types. Taking this into account, we fixed this ratio for the solar neighborhood and let ϵ_{μ} vary radially since the spiral density waves are more concentrated in the inner regions than in the outer ones. This behaviour is not expected for ϵ_H , so it is kept constant along the Galactic disk.

In figure 2 it is shown the metallicity distribution function (MDF) for the bulge. The histogram is the data from Zoccali et al. (2008) for 204 bulge RGB stars. The models are represented by the lines. In this work we adopt as solar abundances those published by Asplund et al. (2009). The overall agreement between the models and the data is quiet good. Both model and observations peak at $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ dex. So that, in order to reproduce the bulge MDF, it is required the scenario where the bulge is formed by the fast collapse of primordial gas accumulating in the centre of the MW, as noted by many other authors as (?) and references therein. Galaxy. important to note that models which have radial flows do not show differences in the MDF in a level that observations would be able to constrain. This can be explained looking to figure ??, that shows the time evolution of the bulge SFR. Since the bulk of the bulge stars form at the first Gyr of the MW formation, the effects of the radial flows are not seen in the SFR at this point. Only after $T \sim 2$ Gyr it is possible to note an appreciate difference in the SFR due to radial flows.

The model predictions for the bulge metallicity time evolution are show in figure 5. Again, the effects of the radial flows are most noted in the las few Gyr of the MW evolution. It is interesting to note that radial flows as adopted in this paper tend to deplete the SFR and abundances in the bulge.

The superficial gas density profile predictions are show in figure 6. ? notice that the gas profile peak at 4 kpc is

Figure 2. Iron distribution (histogram) for 204 RGB stars from Zoccali et al. (2008) compared with our models using different radial flows. The continuous line is the standard model without radial gas flows. The dotted line is the model with a radial inflow velocity of 1 km s^{-1} , the dashed line is the model with a radial outflow velocity of 1 km s^{-1} and the dot dashed line is model with a radial flow towards the Bar corotation with velocity of 1 km s^{-1} .

Figure 3. Bimodal iron distribution (histogram) for 25 bulge microlensed dwarf stars from Bensby et al. (2010) and Bensby et al. (2011). A comparison with our models using different radial flows velocities are shown.

due to dynamical influence of the Galactic Bar and that static chemical evolution models are not able to reproduce if other constraints like the disk metallicity gradient are match as well. The model of MD05 is not an exception in this case. The static model predicts a much lower σ_{HII} than the observations do for $R < 6 \text{ kpc}$. The molecular ring at 4 kpc

4 *O. Cavichia, M. Mollá, R. D. D. Costa and W. J. Maciel*

Figure 4. Bulge star formation rate as a function of time for models with radial flows compared with the standard model.

Figure 5. Bulge iron metallicity as a function of time.

is only reproduced using radial gas flows. In particular, the model that includes the Bar is able to fit the gas profile at 4 kpc.

One advantage of the models with radial flows is that it is possible to fit, for the first time, the present disk SFR profile. The predictions of the models are shown in figure 7. The observational data are from Stahler & Palla (2005) and are based on supernova remnants, pulsars, and HII regions. The best fit is achieved when the velocity scale factor is 1.7. That is, in order to reproduce the SFR profile, one needs a faster velocity profile than PC00 used in their work.

4 DISCUSSION AND CONCLUSION

In preparation.

ACKNOWLEDGMENTS

REFERENCES

- Alves-Brito A., Meléndez J., Asplund M., Ramírez I., Yong D., 2010, *A&A*, 513, A35
 Andrievsky S. M., Bersier D., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Maciel W. J., Lépine J. R. D., Beletsky Y. V., 2002, *A&A*

Figure 6. Top: Molecular gas superficial density radial distribution for each model, compared to the observational data from Williams & McKee (1997) and Olling & Merrifield (2001). Bottom: Diffuse gas superficial density radial distribution. The observational data (circles) is from Nakanishi & Sofue (2003). The lines for the models are as in figure 4.

Figure 7. Star formation rate as a function of the galactocentric distance. The observational data (circles, squares and triangles) are from Stahler & Palla (2005). Lines represent our models and are as in figure 4.

- Andrievsky S. M., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Lépine J. R. D., Bersier D., Maciel W. J., Barbuy B., Klochkova V. G., Panchuk V. E., Karpishech R. U., 2002, *A&A*
 Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481
 Bensby T., Adén D., Meléndez J., et al. 2011, *A&A*, 533, A134
 Bensby T., Feltzing S., Johnson J. A., Gould A., Adén

Figure 11. Time evolution of the oxygen radial gradient. At the top right of each figure is indicated the age of the Galaxy at the moment of the simulation. The colors and lines styles are as in figure 4.

Figure 8. Comparison between the predictions of our model using different flows velocities and the literature data for $[\alpha/\text{Fe}]$ where α stands for O, Mg, and Si, vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$. The observational data for the bulge are filled circles from Alves-Brito et al. (2010) and filled squares from Bensby et al. (2010).

Figure 9. Iron radial distribution for Cepheids stars from Andrievsky et al. (2002,?) and Luck & Lambert (2011) compared with our models using different radial flows.

Figure 10. Oxygen radial distribution for disk PNe from compared with our models using different radial flows.

D., Asplund M., Meléndez J., Gal-Yam A., Lucatello S., Sana H., Sumi T., Miyake N., Suzuki D., Han C., Bond I., Udalski A., 2010, A&A, 512, A41
 Cole A. A., Weinberg M. D., 2002, ApJ, 574, L43
 Ferrini F., Matteucci F., Pardi C., Penco U., 1992, ApJ, 387, 138
 Ferrini F., Molla M., Pardi M. C., Diaz A. I., 1994, ApJ, 427, 745
 Ferrini F., Penco U., Palla F., 1990, A&A, 231, 391

Fux R., 1999, A&A, 345, 787
 Gavilán M., Buell J. F., Mollá M., 2005, A&A, 432, 861
 Hammer F., Puech M., Chemin L., Flores H., Lehnert M. D., 2007, ApJ, 662, 322

6 *O. Cavichia, M. Mollá, R. D. D. Costa and W. J. Maciel*

- Howard C. D., Rich R. M., Clarkson W., Mallery R., Kormendy J., De Propris R., Robin A. C., Fux R., Reitzel D. B., Zhao H. S., Kuijken K., Koch A., 2009, *ApJ*, 702, L153
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W. R., Thielemann F.-K., 1999, *ApJS*, 125, 439
- Lacey C. G., Fall S. M., 1985, *ApJ*, 290, 154
- Luck R. E., Lambert D. L., 2011, *AJ*, 142, 136
- Mollá M., Díaz A. I., 2005, *MNRAS*, 358, 521
- Molla M., Ferrini F., 1995, *ApJ*, 454, 726
- Mollá M., Ferrini F., Díaz A. I., 1996, *ApJ*, 466, 668
- Mollá M., Roy J. R., 1999, *ApJ*, 514, 781
- Nakanishi H., Sofue Y., 2003, *PASJ*, 55, 191
- Nakasato N., Nomoto K., 2003, *ApJ*, 588, 842
- Olling R. P., Merrifield M. R., 2001, *MNRAS*, 326, 164
- Persic M., Salucci P., Stel F., 1996, *MNRAS*, 281, 27
- Portinari L., Chiosi C., 2000, *A&A*, 355, 929
- Stahler S. W., Palla F., 2005, *The Formation of Stars*
- Williams J. P., McKee C. F., 1997, *ApJ*, 476, 166
- Woosley S. E., Weaver T. A., 1995, *ApJS*, 101, 181
- Zoccali M., Hill V., Lecureur A., Barbuy B., Renzini A., Minniti D., Gómez A., Ortolani S., 2008, *A&A*, 486, 177