

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
CENTRO DE CIÊNCIAS MATEMÁTICAS E DA NATUREZA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

**EVOLUÇÃO QUÍMICA DA GALÁXIA: FUNDAMENTOS, ANÁLISE
E UM MODELO COM REFUGOS**

Helio Jaques Rocha-Pinto

Orientadora: Lilia Irmeli Arany-Prado

Monografia apresentada para a obtenção do título de Astrônomo

Abril de 1993

Aos familiares, aos professores.
Aos amigos da faculdade.
A André Luís da Mota Lemos,
André Pereira Aldgeire
e Marcelo de Campos Trípoli Barbosa.
Ao meu amor Cintia Quireza Campos.

*Eu semeei meus sonhos,
onde você está passando agora.
Ande suavemente, pois você
está pisando em meus sonhos.*
W. B. Yeats.

RESUMO

Neste trabalho, apresentamos, de forma breve, os fundamentos da evolução química da Galáxia, fazemos uma revisão do problema das anãs G, na qual analisamos uma grande parte dos modelos propostos para explicar o problema, e finalmente, propomos um modelo para a evolução química da vizinhança solar, no qual consideramos a existência de três famílias de objetos galácticos, conforme o seu estado de condensação: estrelas, refugos e gás. Neste modelo, estrelas são definidas como todo objeto, com massa maior ou igual à massa mínima necessária para a ignição do hidrogênio, e que irá dar origem a uma trajetória no diagrama HR à esquerda do limite de Hayashi; os refugos incluem os remanescentes (objetos compactos resultantes da morte estelar) e os resíduos (objetos cuja massa não é grande o suficiente para queimar hidrogênio); gás é definido como toda a massa que pode se condensar para formar estrelas e/ou resíduos. Sob a aproximação de perda de massa súbita, desenvolvemos equações para a evolução de massa de cada família e estudamos a distribuição de metalicidade predita por este modelo, adotando diversas condições iniciais, sob a aproximação de reciclagem instantânea. Em especial, investigamos o papel dos cometas como sorvedouros de metais (Tinsley & Cameron 1974). Os resultados mostram que o lento enriquecimento do meio interestelar pode ser razoavelmente explicado e indicam a importância de se considerar os refugos na solução para o problema das anãs G.

Palavras chave: Galáxia: evolução; cometas.

ABSTRACT

In this monograph we present, in short, the foundations of galactic chemical evolution; a review of the G dwarf problem, in which we discuss the majority of the models proposed to explain the problem; and finally we propose a model for the chemical evolution of the solar neighborhood which takes into account three families of galactic objects according to their condensation states: stars, refuses and gas. In this framework, stars are defined as every condensed object with mass greater than or equal to the minimum mass which ignites hydrogen and which will give rise to an evolutionary track on the HR diagram to the left of Hayashi's limit; refuses include the remnants, which are compact objects resulting from stellar deaths, and the residues, which have masses not large enough to ignite hydrogen; gas is defined as the mass which can be condensed to form stars and/or residues. Considering the sudden mass loss approximation, we have developed equations for the mass evolution of each family. In the instantaneous recycling approximation, we have studied the metallicity distribution predicted by this model, adopting several initial conditions. Particularly, the role of comets as metal sinks (Tinsley & Cameron 1974) is investigated. The results show that the slow enrichment rate of the interstellar medium can be explained fairly well, and they also indicate the importance of comets in the solution for the G dwarf problem.

Key-words: Galaxy: evolution; comets.

RESUMAJO¹

En tiu monografio ni prezentas, resume, la fundamentojn de la kemia evoluado de la Galaksio; kaj revizion pri la problemo de la nanosteloj G, en kiu ni pritraktas grandan nombron de modeloj proponitaj por ekspliki la problemon. Laste, ni prezentas modelon por la kemia evoluado de la suna najbaraĵo, en kiu ni konsideras la eston de tri grupoj de galaksiaj objektoj, laŭ sia stato de kondenso: la steloj, la refugoj² kaj la gaso. En tiu formalismo, steloj estas difinitaj kiel ĉiuj objektoj, kies masoj estas pli grandaj aŭ egalaj al la minimuma necesa maso por la bruligo de la hidrogeno, kaj kiu estigos trajektorion en la diagramo HR maldekstre de la limito de Hayashi; refugoj entenas restaĵojn (kompaktaj objektoj rezultantaj el stelaj mortoj) kaj residuojn (objektoj kies masoj estas nesufiĉe grandaj por la bruligo de la hidrogeno); gaso estas difinita kiel ĉiu maso kiu povas kondensiĝi por naski stelojn kaj/aŭ residuojn. Konsiderante la proksimumon de subita perdo de maso, ni ekvaciigas la variadon de maso de ĉiu grupo. Je la proksimumo de tuja regasigo, pere de kelkaj komencaj kondiĉoj, ni studas la distribuon de stelaj metalkvantoj antaŭdiritan de tiu modelo. Speciale, ni ekzamenas la rolon de kometoj kiel konsumejoj de pezaj elementoj (Tinsley & Cameron 1974). La rezultoj montras ke la malrapida riĉigado de la interstela medio povas esti bone komprenigita, kaj ili ankaŭ montras la gravecon de la kometoj en la solvo de la problemo de la nanosteloj G.

Fakvortoj: Galaksio: evoluado; kometoj.

¹ O presente texto está escrito em Esperanto. A versão foi motivada pela simplicidade, lógica e neutralidade do Esperanto como língua capaz de promover a união dos povos do mundo. De conformidade com a resolução 8C/DR/116 da Conferência Geral da UNESCO, realizada em 10 de dezembro de 1954, em Montevidéu, que apoia o uso do Esperanto na ciência, educação e cultura.

² La neologismo "refugo" tie ĉi uzata signifas objekton kiu kaptas mason de la interstela medio, pro sia kondensiĝo, sed kiu ne povas plu regasigi tiun mason.

ÍNDICE

Resumo	i
Abstract	ii
Resumajo	iii
Índice	iv
Agradecimentos	vi

Introdução	1
------------------	---

PARTE I- FUNDAMENTOS DA EVOLUÇÃO QUÍMICA

Capítulo 1- Breve história da evolução galáctica	4
Capítulo 2- Formação e evolução estelar	8
2.A- Fases da vida estelar	8
2.B- Progenitores de anãs brancas e supernovas	11
Capítulo 3- Origem dos elementos químicos	15
3.A- A distribuição de abundância dos elementos	15
3.B- Processos nucleossintéticos e sítios astrofísicos	17
Capítulo 4- A função de massa inicial e a taxa de formação estelar	24
4.A- A função de massa inicial local	25
4.B- A taxa de formação estelar local	28
Capítulo 5- Equações básicas da evolução química	30
5.A- O sistema galáctico	30
5.B- A evolução química da vizinhança solar	31
5.C- O modelo simples	36

PARTE II- O PROBLEMA DAS ANÃS G

Capítulo 6- Distribuição de metalicidade na vizinhança solar	44
6.A- Dados observacionais	45
6.B- Modelos com fluxo de gás	49
6.C- Modelos com função de massa inicial variável e bimodal	57
6.D- A não homogeneidade química do meio interestelar	61
6.E- Outros modelos	64
6.F- Distribuição de metalicidade em outras regiões	65
6.G- Discussão	69

PARTE III- O APRISIONAMENTO DE METAIS POR OBJETOS NÃO ESTELARES

Capítulo 7- Formalismo e definições	72
7.A- Os estados de condensação da matéria	72
7.B- Equações fundamentais	74
7.C- Cálculo dos parâmetros	82
Capítulo 8- Resultados e discussão	85
8.A- O lento enriquecimento do meio interestelar	85
8.B- A distribuição de metalicidade	88
8.C- Conclusões	95
Glossário de siglas não usuais aqui utilizadas	97
Referências	98

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi financiado pelo CNPq, através do Programa de Iniciação Científica do Observatório Nacional. Os cálculos computacionais e a edição do texto foram realizados parcialmente no Observatório Nacional, no Observatório do Valongo e nos Laboratórios Públicos de Informática do NCE/UFRJ.

Agradeço à Profa. Lilia Irmeli Arany-Prado pela excelente orientação e pela minuciosa e dedicada correção dos rascunhos deste trabalho.

Agradeço ao Dr. Lício da Silva pelo grande apoio proporcionado durante toda a confecção do trabalho.

Agradeço ao Dr. Walter J. Maciel e ao Prof. José A. Buarque de Nazareth pelas discussões que contribuíram para enriquecer este trabalho.

Agradeço à Profa. Dra. Heloísa M.B. Roberty, à Profa. Encarnación A.M. Gonzalez, ao Prof. Jorge Albuquerque Vieira, e a Ricardo P. Schiavon e a Gustavo F. Porto de Mello, pelo constante apoio e/ou freqüentes sugestões.

Agradeço ainda aos colegas da turma 1989, César A. Caretta, Jônatas A. Suzuki e Jorge M. dos Santos Jr., pelo companheirismo, pela troca de idéias e experiências, e pela digitação de parte do texto.

INTRODUÇÃO

Até bem pouco tempo, quase todos os objetos celestes que podiam ser analisados pelos instrumentos astronômicos localizavam-se na Galáxia. O grande avanço tecnológico das últimas décadas permitiu que se estudasse objetos a distâncias cada vez maiores, tornando possível a rápida expansão do conhecimento acerca do Universo. Ainda assim, a maior parte dos dados observacionais, dos quais dispomos, referem-se à nossa galáxia, predominantemente, a uma pequena região nos arredores do Sol, chamada de vizinhança solar. O conjunto desses dados permite-nos construir um quadro relativamente consistente a respeito da estrutura atual e da evolução da Galáxia.

A evolução da Galáxia têm início no instante em que a nuvem pré-galáctica entra em colapso. O estudo da evolução galáctica costuma ser dividido em descrições da evolução química, dinâmica e fotométrica, para permitir simplicidade no estabelecimento de suposições teóricas.

Vários argumentos teóricos levam a supor que a composição química das nuvens proto-galácticas consistiam em aproximadamente 77% de hidrogênio e 23% de hélio. Os demais elementos químicos foram gradualmente sendo produzidos por reações nucleares em estrelas e supernovas. Portanto, durante sua vida, a Galáxia vem sendo paulatinamente enriquecida em outros elementos químicos. A teoria de evolução química visa justamente interpretar os dados relativos à variação das abundâncias químicas na Galáxia. Neste aspecto, a teoria de evolução química torna-se uma importante ferramenta auxiliar para o estudo de diversos processos físicos, que ocorrem em escala galáctica, decorrentes em grande parte da evolução dinâmica deste sistema, e que podem influenciar a evolução das abundâncias químicas.

Este trabalho analisa diversos tópicos da evolução química da Galáxia, com ênfase especial para distribuição de metalicidade na vizinhança solar.

O trabalho está dividido em oito capítulos, distribuídos em três partes. A primeira parte contém os fundamentos da evolução química galáctica. Na segunda parte, tratamos detalhadamente da distribuição de metalicidade na vizinhança solar, o que deu origem ao problema das anãs G. Na terceira parte, investiga-se o papel dos objetos não estelares, os

quais denominamos refugos, na evolução química da vizinhança solar.

Os três primeiros capítulos tratam muito brevemente da evolução galáctica, da formação e da evolução estelar e da nucleossíntese. Nossa intenção foi a de fornecer os elementos mínimos necessários que pudessem situar o leitor não especializado ou iniciante. Para aqueles que já possuam conhecimentos nestas áreas, recomenda-se que a leitura seja iniciada a partir do capítulo 4.

Ao nos referirmos a um determinado elemento químico, utilizamos o seu nome por extenso, a menos de definições explícitas. Quando nos referirmos a um determinado isótopo (por exemplo, no capítulo 3, que trata da nucleossíntese), seguimos a notação usual recomendada pela *International Union for Pure and Applied Chemistry* (IUPAC). Ex.: O elemento hidrogênio; o isótopo ^{13}C .

As unidades não pertencentes ao sistema internacional utilizadas são a massa solar ($M_{\odot} = 1,99 \times 10^{30} \text{Kg}$), o parsec ($\text{pc} = 3,086 \times 10^{16} \text{m}$), e seus submúltiplos, e o giga-ano ($\text{Gano} = 10^9 \text{anos}$). Como é usual, a abundância de um elemento genérico X é designada por $[X/H] = \log(X/H) - \log(X/H)_{\odot}$, que indica o logaritmo da razão entre a abundância relativa ao hidrogênio, por massa, do elemento X, na estrela e no Sol.

Utilizaremos em diversas ocasiões os termos *estrelas de baixa massa*, *estrelas de massa intermediária* e *estrelas de grande massa*. Estes termos não possuem definições rigorosas, variando de autor para autor e, mesmo, dos objetivos a serem alcançados. Aqui, ao utilizarmos estes termos, estaremos nos referindo, exceto nota em contrário, a estrelas com massas $M \lesssim 1M_{\odot}$ (de baixa massa), estrelas com massas $1M_{\odot} \lesssim M \lesssim 6M_{\odot}$ (de massa intermediária) e estrelas com massas $M \gtrsim 6M_{\odot}$ (de grande massa).

Para finalizar, cabe a nota de que, no jargão utilizado em evolução química, o termo metais designa o conjunto de todos os elementos químicos com número de massa $A > 4$, e não apenas os elementos chamados de metais pela Química. Assim, define-se metalicidade como a porcentagem de metais presentes em uma dada região ou objeto.

Parte um

FUNDAMENTOS DA EVOLUÇÃO QUÍMICA

BREVE HISTÓRIA DA EVOLUÇÃO GALÁCTICA

O mecanismo de formação galáctica não está ainda bem compreendido. Em geral é aceita a idéia de que as galáxias se formam por condensação de matéria que uma vez satisfeita distribuída num ou outro uniformemente no Universo (Larson 1960). Logo após o Big Bang a gravidade desenvolveu, com o tempo, um papel fundamental na formação destas estruturas.

As duas teorias para a formação das galáxias são a de que a matéria inicialmente colapsa em grandes nuvens, as protogaláxias, e depois tem início a formação estelar; a outra afirma que estrelas podem se formar antes do colapso das protogaláxias. Ainda não está claro qual delas é a mais correta.

As galáxias dividem-se em diversos tipos morfológicos. Uma primeira classificação foi introduzida por Hubble e consiste a seguir de Hubble de tipos morfológicos, mostrados na figura 1.1. Outros sistemas de classificação foram desenvolvidos nos últimos anos e o sistema de Hubble ainda se mantém e continua a ser usado por muitos astrônomos. A seguir de Hubble que foi introduzida a partir de certas características morfológicas, está também profundamente relacionada com certos tipos de galáxias. Em particular, há uma relação entre os tipos de galáxias e a população estelar predominante. As galáxias classificadas entre os primeiros tipos morfológicos da população possuem em geral uma população estelar velha, enquanto aquelas classificadas entre os últimos tipos de população estelar possuem em geral uma população estelar jovem. Há a possibilidade de passar uma população de estrelas predominantemente jovem para uma população de tipos morfológicos das galáxias e vice-versa. Entretanto, há evidências de que a população estelar muda com o processo de formação das galáxias. As formas das galáxias parecem estar relacionadas com o processo de formação das galáxias.

BREVE HISTÓRIA DA EVOLUÇÃO GALÁCTICA

O mecanismo de formação galáctica não está ainda bem compreendido. Em geral, é aceita a idéia de que as galáxias se formam por condensação da matéria que uma vez esteve distribuída mais ou menos uniformemente no Universo (Larson 1990), logo após o *Big Bang*. A gravidade desempenhou, com certeza, um papel fundamental na formação destas estruturas.

Há duas teorias para a formação das galáxias: uma considera que o gás primordial inicialmente colapsa em grandes nuvens, as protogaláxias, e depois tem início a formação estelar; a outra assume que estrelas podem se formar antes do colapso das protogaláxias. Ainda não está claro qual delas é a mais correta.

As galáxias dividem-se em diversos tipos morfológicos. Uma primeira classificação foi introduzida por Hubble e constitui a seqüência de Hubble de tipos morfológicos, mostrada na figura 1.1. Outros sistemas de classificação foram desenvolvidos mas, em linhas gerais, o sistema de Hubble ainda se mantém e poucas são as galáxias que não podem ser classificadas por este sistema. A seqüência de Hubble, que foi construída a partir de características morfológicas, está também profundamente relacionada com certas características físicas das galáxias. Em particular, há uma relação entre os tipos e as populações estelares predominantes. As galáxias classificadas entre os primeiros tipos morfológicos da seqüência possuem em geral uma população estelar velha, enquanto aquelas classificadas entre os últimos tipos da seqüência, experimentam em geral uma vigorosa formação estelar e possuem uma população de estrelas predominantemente jovens. Esta e outras correlações, entre os tipos morfológicos das galáxias e suas características físicas, indicam como se processou a formação destes sistemas. As formas das galáxias parece estar rela-

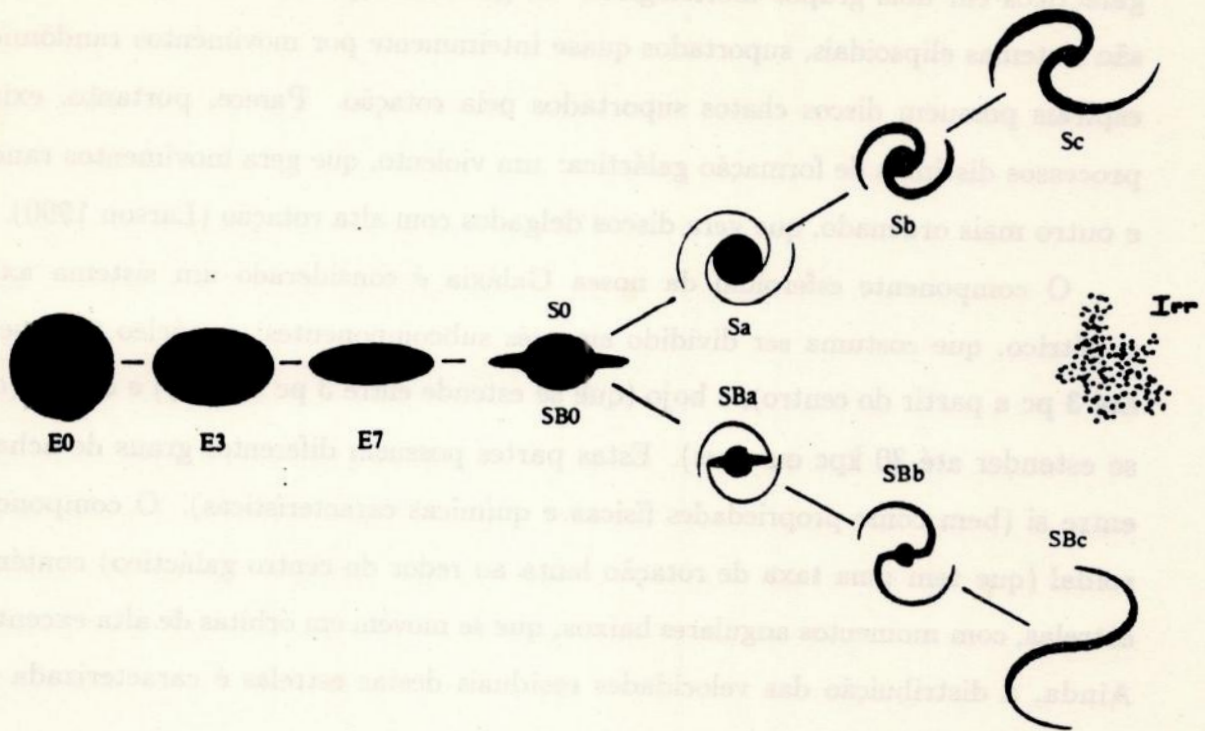


Fig.1.1 - Seqüência de Hubble de tipos morfológicos. As galáxias são divididas em três grandes grupos: as elípticas, as espirais e as irregulares. As elípticas e espirais são também subdivididas em subclasses.

cionadas às escalas de tempo para a formação estelar e para o colapso dissipativo da nuvem protogaláctica (Sandage 1986; Ferrini & Galli 1988). Por exemplo, em galáxias elípticas, a escala de tempo para a formação estelar foi muito menor que a escala de tempo para o colapso dissipativo. O gás foi rapidamente consumido na formação de estrelas e atualmente estaria praticamente esgotado. Isto explica a falta de gás e de estrelas jovens nestes sistemas. Por outro lado, nas galáxias espirais, a escala de tempo para a formação de estrelas no disco é maior do que aquela para o colapso dissipativo, para a formação do disco. As estrelas que se formaram durante o colapso distribuem-se num halo galáctico, o componente esferoidal das galáxias espirais e, em muitos aspectos, semelhante a uma galáxia elíptica. Entretanto, o gás não é rapidamente consumido e acaba por se acumular no plano galáctico formando o disco, no qual a formação de estrelas prossegue. Isto explica igualmente porque as galáxias espirais possuem consideráveis quantidades de gás e uma grande população estelar jovem.

Uma das principais características da seqüência de Hubble é a divisão dos sistemas

galácticos em dois grupos morfológicos: as galáxias elípticas e as espirais. As elípticas são sistemas elipsoidais, suportados quase inteiramente por movimentos randômicos, e as espirais possuem discos chatos suportados pela rotação. Parece, portanto, existir dois processos distintos de formação galáctica: um violento, que gera movimentos randômicos; e outro mais ordenado, que gera discos delgados com alta rotação (Larson 1990).

O componente esferoidal da nossa Galáxia é considerado um sistema axialmente simétrico, que costuma ser dividido em três subcomponentes: o núcleo (que se estende até 3 pc a partir do centro), o bojo (que se estende entre 3 pc e 3 kpc) e o halo (que pode se estender até 30 kpc ou mais). Estas partes possuem diferentes graus de achatamento entre si (bem como propriedades físicas e químicas características). O componente esferoidal (que tem uma taxa de rotação lenta ao redor do centro galáctico) contém muitas estrelas, com momentos angulares baixos, que se movem em órbitas de alta excentricidade. Ainda, a distribuição das velocidades residuais destas estrelas é caracterizada por uma grande dispersão.

No disco, ao contrário, o gás não pode mover-se em órbitas de alta excentricidade devido às colisões entre as nuvens interestelares. Assim, o gás é confinado em órbitas quase perfeitamente circulares. O disco também é caracterizado por um estado de rotação diferencial, i.e., as partes mais internas possuem uma taxa de rotação mais rápida que as partes externas.

Este quadro levou Eggen *et al.* (1962) a imaginar um modelo no qual o colapso de uma nuvem protogaláctica levaria à formação de um componente esferoidal e de um disco, gerado pelo acúmulo de gás não convertido em estrelas, durante o colapso, no plano galáctico. Para o caso do disco, este modelo parece ser muito satisfatório. Entretanto, a formação do disco não necessariamente teria cessado à época atual, já que uma protogaláxia provavelmente estaria embebida num tênue envoltório de gás primordial, que poderia continuar colapsando lentamente. Isto daria origem a um *infall* (queda) de gás no disco (vide seção 6.B para o efeito deste *infall* na evolução química). Entretanto, para que o modelo fosse capaz de reproduzir os movimentos randômicos do componente esferoidal, Eggen *et al.* (1962) postularam um rápido colapso, com duração não maior que 0,2 Ganos.

Um modelo mais realista para a formação do componente esferoidal foi desenvolvido

por Larson (1969). Neste modelo, o componente esferoidal é formado antes do disco por agregação de protogaláxias constituídas de pequenas nuvens com grandes movimentos randômicos. A colisão destas nuvens dissipa energia e conduz ao colapso; o material que não é convertido em estrelas deposita-se no plano dando origem ao disco.

Existe ainda um outro modelo para a formação de componentes esferoidais, que foi sugerido por Toomre (1977), no qual a fusão de galáxias espirais pequenas pode gerar galáxias maiores devido à fricção dinâmica durante o encontro das galáxias menores. A violência do encontro destrói qualquer disco pré-existente e gera os grandes movimentos randômicos observados nas galáxias elípticas e nos componentes esferoidais.

Uma descrição atualizada deste tópico pode ser encontrada em Larson (1990).

FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO ESTELAR

2.A- Fases da vida estelar

2.A.α) A protoestrela

O processo de condensação de uma nuvem de gás que leva à formação de estrelas é ativado pela autogravidade. Vários outros processos físicos geram forças contrárias, no sentido de impedir o colapso. A tendência natural é haver um certo equilíbrio entre a força da gravidade, que tende a colapsar a nuvem, e a pressão interna da própria nuvem. Em geral, a gravidade dominará, se a densidade da nuvem exceder um valor crítico, que na vizinhança solar é $\approx 2\text{-}3$ átomos/cm³. Conforme a nuvem se condensa, ela irá fragmentando-se em partes menores, que irão dar origem às protoestrelas, objetos que possuem inicialmente raios muito grandes e baixas temperaturas. A fonte de energia das protoestrelas é a conversão de energia potencial gravitacional em energia térmica. Como inicialmente a protoestrela é quase que totalmente transparente à radiação, sua luminosidade aumenta rapidamente, embora a temperatura permaneça muito baixa (~ 10 a 20 K). Num dado instante, a protoestrela torna-se totalmente convectiva. Nesta fase, a protoestrela, no diagrama HR, cruza o limite de Hayashi, e começa a traçar uma trajetória que a levará à seqüência principal.

Embora a protoestrela seja convectiva, com o aumento da temperatura surge um núcleo radiativo que cresce gradualmente. Quando a temperatura atinge um determinado valor crítico, iniciam-se no núcleo as reações de fusão do hidrogênio. Este ponto é definido como o nascimento da estrela, e corresponde ao seu ingresso na seqüência principal.

A duração da fase protoestelar depende da massa que está colapsando. Entretanto, é curta, se comparada ao tempo de vida da estrela (cerca de 2×10^4 anos, para estrelas com

$100M_{\odot}$, até 3×10^8 anos, para estrelas com $0,5M_{\odot}$).

2.A.β) A seqüência principal

Quando se inicia a queima de hidrogênio no núcleo estelar, a estrela se posiciona na chamada seqüência principal de idade zero. A seqüência principal de idade zero é um *locus* teórico dos pontos onde a queima do hidrogênio se inicia, e não corresponde à seqüência principal usualmente observada, em geral nos aglomerados estelares jovens. Isto se deve às diferenças entre os intervalos de tempo necessários para estrelas de diferentes massas atingirem a seqüência principal, como vimos no item 2.A.α, e à evolução dentro da própria seqüência principal.

Durante a fase de seqüência principal, a principal fonte de energia é a queima hidrostática do hidrogênio. Esta queima se processa basicamente por dois conjuntos de reações (item 3.B.β): a cadeia próton-próton, que predomina em estrelas de baixa massa; e o ciclo CNO, principal responsável pela geração da energia liberada pelas estrelas de grande massa. É esta energia que cria uma pressão de radiação que se opõe à gravidade, e que mantém a estrela aproximadamente em equilíbrio.

A fase de seqüência principal é um período relativamente estável e longo: a estrela gasta aproximadamente 90% de sua vida nesta fase. Eventualmente, o hidrogênio do núcleo estelar é exaurido. O núcleo estelar fica composto basicamente de hélio, resultante da queima de hidrogênio. Termina assim a fase de seqüência principal.

2.A.γ) A fase de gigante

Quando o hidrogênio se exaure no núcleo estelar, a estrela torna a colapsar. A temperatura volta a crescer, até que permite a queima do hidrogênio nas regiões vizinhas ao núcleo. Esta nova fonte de energia expande o envoltório estelar, enquanto o núcleo estelar continua a colapsar e ter a sua temperatura aumentada. Nesta fase, a estrela apresenta uma grande luminosidade, mas uma baixa temperatura superficial. Torna-se uma gigante vermelha.

Para estrelas com $M \lesssim 0,5M_{\odot}$, o núcleo estelar de hélio colapsa até tornar-se degenerado. Quando isso acontece, a pressão de degenerescência eletrônica consegue suportar a força gravitacional. Tais estrelas nunca irão queimar o hélio. Entretanto, nas de massas

$0,5 \lesssim M \lesssim 3M_{\odot}$, a temperatura do núcleo estelar de hélio aumenta o bastante (devido à formação de hélio nas conchas de queima de hidrogênio e à continuidade do processo de colapso) para levantar a degenerescência. Em muitas estrelas este processo é extremamente rápido, e o hélio é queimado em condições explosivas, o que é denominado *flash* do hélio. Entretanto, estrelas com massas $M \gtrsim 8M_{\odot}$ passam à fase seguinte sem que o hélio torne-se degenerado.

O *flash* do hélio provoca uma enorme reestruturação na estrela. A estrela passa a possuir um núcleo convectivo onde se processa a queima do hélio, circundado por uma concha de hélio inerte, e por outra, de queima de hidrogênio. Por outro lado, esta nova fonte de energia torna a estrela mais azul. A estrela torna-se uma gigante do ramo horizontal, e posiciona-se, no diagrama HR, no ramo horizontal de idade zero. O ramo horizontal corresponde a uma “seqüência principal” para a queima de hélio no núcleo estelar.

Novamente, após um certo tempo, o combustível nuclear, no caso o hélio, se exaure. O núcleo torna a contrair-se, enquanto o aumento da temperatura provoca a queima do hélio na concha que circunda o núcleo. A estrela volta a expandir seu envoltório e apresenta-se mais avermelhada. Este período corresponde à chamada fase assintótica das gigantes.

Estrelas com $M \gtrsim 3M_{\odot}$ eventualmente conseguem queimar o carbono, e alguns outros elementos pesados resultantes das queimas anteriores. Entretanto, estas queimas se processam muito rapidamente, tal que gigantes que estão queimando estes combustíveis em seu núcleo não são muito diferentes das demais gigantes do ramo assintótico.

2.A.δ) Fases finais da vida estelar

Após a seqüência principal, as mudanças estruturais nas estrelas ocorrem em escalas de tempo muito rápidas. Grosseiramente, os destinos finais das estrelas podem ser determinados essencialmente por suas massas iniciais.

Estrelas com $M \lesssim 0,5M_{\odot}$ terminam suas vidas logo após a fase de gigante vermelha. O envoltório estelar é expelido para o meio interestelar, na forma de uma nebulosa planetária, e sobra uma anã branca como remanescente.

Estrelas com maiores massas passam por diversos estágios da fase de gigante antes de morrerem. As de massas $0,5 \lesssim M \lesssim 3M_{\odot}$ terminam suas vidas com um núcleo estelar de carbono degenerado. Aquelas com massas $3 \lesssim M \lesssim 8M_{\odot}$ têm destino incerto. Alguns

autores acreditam que o *flash* associado a um núcleo estelar degenerado de carbono seja um processo incontrolável, levando a uma explosão de supernova sem remanescente (item 2.B.β). Aquelas com massas maiores que $\sim 8M_{\odot}$, após os sucessivos estágios possíveis de queima termonuclear, também terminam como supernovas; as massas remanescentes associadas sofrem rápida contração, durante a qual ocorre a fusão de prótons e elétrons em nêutrons. Os remanescentes com massa $\lesssim 1,4M_{\odot}$ (massa limite de Chandrasekhar), conseguem suportar o colapso mediante a pressão de degenerescência dos nêutrons, e tornam-se estrelas de nêutrons ou pulsares. A pressão de degenerescência dos nêutrons não é capaz, entretanto, de suportar o colapso dos remanescentes com massas maiores que $1,4M_{\odot}$. Estes últimos tendem a colapsar em objetos superdensos que possuem um fortíssimo campo gravitacional, os buracos negros.

2.B- Progenitores de anãs brancas e supernovas

Muitas das incertezas associadas aos cálculos de produção de elementos químicos provém do conhecimento ainda insuficiente a respeito dos progenitores de supernovas e anãs brancas (Tinsley 1975b, 1979, e referências aí contidas). Em linhas gerais, assume-se que o destino final de uma estrela está especificado por sua massa e composição química iniciais. Entretanto, ainda existem incertezas acerca dos destinos das estrelas, principalmente daquelas de massa intermediária. Apresentaremos, a seguir, um cenário simplificado, baseado em Wilson & Matteucci (1992).

2.B.α) Anãs brancas

Estrelas de baixa massa, que queimam com moderação o seu combustível termonuclear, terminam seu período de vida como anãs brancas. A massa inicial da estrela, bem como a sua composição química, determinam em qual estágio evolutivo a estrela se torna uma anã branca.

Estrelas com $0,08 \leq M \leq 0,5M_{\odot}$ convertem o hidrogênio de seu núcleo em hélio. Suas baixas massas não permitem atingir temperaturas centrais necessárias à queima do hélio. O núcleo se degenera e a estrelas termina como uma anã branca de hélio.

Estrelas com massa $0,5M_{\odot} < M \leq M_{flash}$, onde M_{flash} é a massa máxima que pode ter uma estrela que experimenta o *flash* do hélio, terminam como anãs brancas de carbono

e oxigênio (C-O), após a queima explosiva do hélio. Apenas aquelas com $M \geq 1M_{\odot}$ contribuem para a reciclagem e o enriquecimento químico do meio interestelar por terem tempos de vida menores que a idade galáctica. O valor exato de M_{flash} ainda não está estabelecido. Modelos estelares clássicos prevêm $M_{flash} = 2,2M_{\odot}$.

Estrelas com massa $M_{flash} < M \leq M_w$, onde M_w é a massa máxima de uma estrela que forma uma anã de C-O, queimam hélio em um núcleo estelar não degenerado, mas formam um núcleo degenerado de C-O. Também terminam como anãs brancas (de C-O). Segundo Wilson & Matteucci (1992), $M_w \sim 8M_{\odot}$.

Segundo Trimble (1991), poderiam haver também algumas anãs brancas de oxigênio, neônio e magnésio, que surgiriam se algumas estrelas queimassem não explosivamente o carbono do núcleo antes das ejeções de suas supernovas. Entretanto, devido à grande incerteza na estimativa de M_w e da massa mínima que vai formar supernovas, é muito difícil afirmar suas existências.

2.B.β) Supernovas de tipo I

Tradicionalmente, as supernovas de tipo I (SN I) foram associadas à queima explosiva do carbono em anãs brancas de C-O, as quais, devido à transferência de massa num sistema binário cerrado, onde a secundária teria massa $M \leq 1M_{\odot}$, tiveram a massa acrescida além do limite de Chandrasekhar (ver ítem 2.A.δ). Este cenário foi proposto para explicar a ocorrência de SNs I em populações estelares reconhecidamente antigas. Entretanto, as observações mostram taxas altas de SNs I tanto em populações antigas quanto em populações jovens (Tinsley 1979). Isto mostrou que o mesmo fenômeno poderia estar associado a objetos diferentes. Atualmente, aceita-se a existência de alguns tipos de SN I: as supernovas de tipo Ia (SN Ia), as de tipo Ib (SN Ib), as de tipo Ic (SN Ic), e especula-se acerca das de tipo $I\frac{1}{2}$ (SN $I\frac{1}{2}$).

As SNs Ia são as SNs I clássicas, geradas pela detonação do carbono em anãs brancas. São encontradas em todos os tipos de galáxias.

As SNs Ib apresentam uma curva de luz semelhante à da SN Ia, mas com um máximo de luminosidade com 1,5-2 vezes menor em magnitude que o máximo típico das SNs Ia. Ao contrário das primeiras, as SNs Ib são encontradas apenas em espirais. Os modelos propostos para a SN Ib incluem: explosão de estrelas Wolf Rayet (estrelas com massas

iniciais $\gtrsim 30M_{\odot}$; detonação do hélio numa colisão entre uma anã branca de C-O e uma estrela com núcleo não degenerado de hélio; e estrelas de sistemas binários, com massas iniciais entre 13 e $15M_{\odot}$.

As SNs Ic apresentam um rápido declínio da curva de luz. Associam-se os progenitores de SNs Ic a estrelas de sistemas binários, com massa iniciais um pouco menores que $13M_{\odot}$.

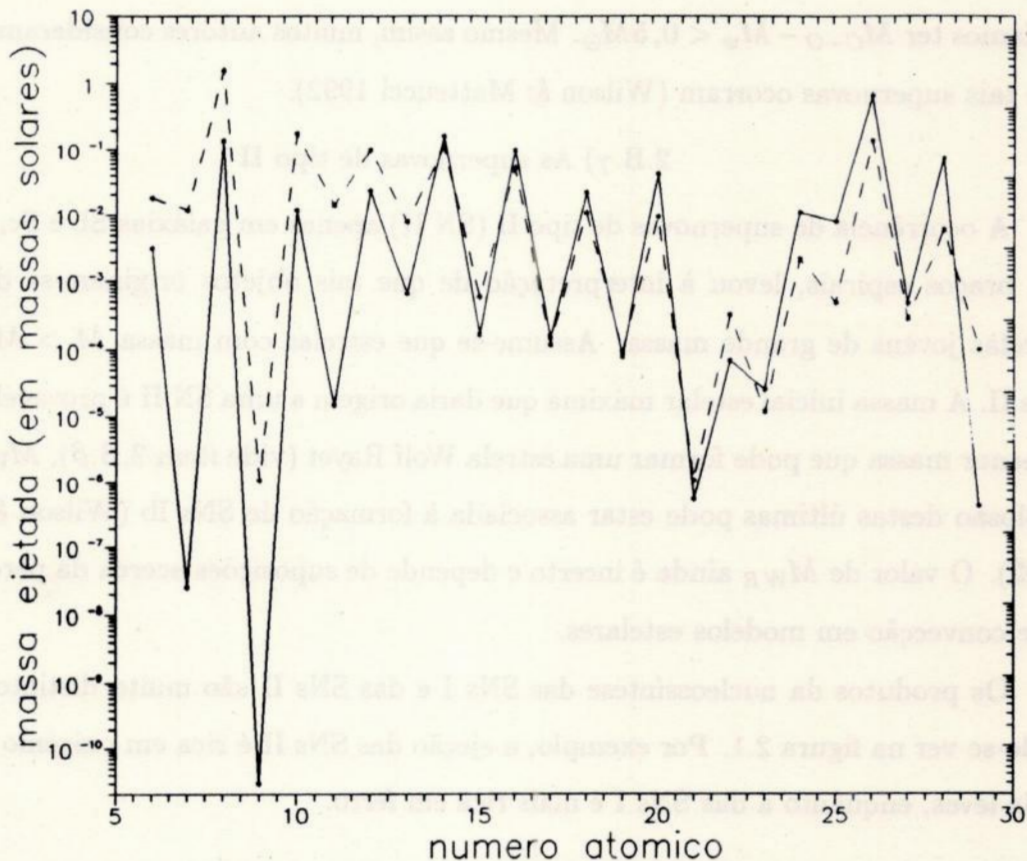


Fig.2.1 - Composição química da ejeção das SNs I e SNs II. O gráfico mostra a quantidade de cada elemento químico, com número atômico entre 6 e 29, que é produzida em cada evento. Os dados referentes a SNs I (linha cheia) são de Nomoto et al. (1984), enquanto os referentes a SNs II (linha tracejada) são de Woosley et al. (1988), ambos referidos em Trimble (1991).

A lista das SNs I inclui ainda as SNs $I\frac{1}{2}$ (Iben & Renzini 1983). Tais supernovas são previstas teoricamente. Elas são geradas por estrelas com massa inicial entre $M_w < M \leq M_{C-O}$, onde M_{C-O} é a massa inicial estelar máxima que produz um núcleo degenerado

de C-O. Tais estrelas queimariam explosivamente o carbono de seus núcleos quando suas massas atingissem o limite de Chandrasekhar, a menos que $M_w \geq M_{C-O}$. Tais estrelas seriam totalmente destruídas, sem deixar remanescentes, e certamente contribuiriam fortemente para o enriquecimento químico galáctico (ver ítem 6.C.β). Pesquisas indicam que $M_{C-O} = 6.6 - 9M_{\odot}$. Como tais estrelas produzem uma grande quantidade de metais, sua ocorrência não pode ser muito freqüente, caso contrário, teríamos uma superprodução em relação aos valores observados. Segundo Arnett (1974), para que isto não ocorresse deveríamos ter $M_{C-O} - M_w < 0,5M_{\odot}$. Mesmo assim, muitos autores consideram improvável que tais supernovas ocorram (Wilson & Matteucci 1992).

2.B.γ) As supernovas de tipo II

A ocorrência de supernovas de tipo II (SN II) apenas em galáxias Sb e Sc, e associada aos braços espirais, levou à interpretação de que tais objetos originam-se da morte de estrelas jovens de grande massa. Assume-se que estrelas com massa $M > M_{C-O}$ geram SNs II. A massa inicial estelar máxima que daria origem a uma SN II é provavelmente igual à menor massa que pode formar uma estrela Wolf Rayet (vide ítem 2.B.β), M_{WR} , já que a explosão destas últimas pode estar associada à formação de SNs Ib (Wilson & Matteucci 1992). O valor de M_{WR} ainda é incerto e depende de suposições acerca da perda de massa e de convecção em modelos estelares.

Os produtos da nucleossíntese das SNs I e das SNs II são muito distintos, conforme pode-se ver na figura 2.1. Por exemplo, a ejeção das SNs II é rica em oxigênio e elementos mais leves, enquanto a das SNs I é mais rica em ferro.

ORIGEM DOS ELEMENTOS QUÍMICOS

A questão de como foi formada a matéria sempre intrigou o espírito científico. Segundo Aristóteles, os elementos químicos deveriam ser criados a partir de uma matéria prima que ele chamou de *prote hyle*. Esta idéia de que houvesse uma partícula elementar que constituísse a matéria influenciou fortemente o pensamento científico. Tal hipótese ganhou grande apoio no fim do século passado, com a descoberta de que os pesos dos elementos químicos eram múltiplos do peso de uma suposta partícula, que fora chamada *proton* (i.e. partícula primordial).

No começo do século, o conhecimento humano acerca das partículas subatômicas cresceu exponencialmente. À comprovação da existência do próton, seguiram-se as descobertas de um grande número de partículas elementares. Por outro lado não havia ainda uma teoria satisfatória que explicasse o mecanismo de formação dos elementos químicos.

O ramo do conhecimento humano que investiga os processos físicos que deram origem aos elementos químicos, a nucleossíntese, é relativamente recente. Durante as décadas de 40 e 50, grandes progressos foram obtidos na formulação dessa teoria. O que permitiu isto foi o desenvolvimento da física nuclear, a qual estabelece que a fusão de núcleos leves gera núcleos mais pesados, com liberação de energia. As condições para a ocorrência de fusão nuclear são atingidas em interiores estelares. Portanto, as estrelas têm papel fundamental na produção dos elementos químicos. No presente capítulo, discutiremos a distribuição padrão de abundância dos elementos químicos na vizinhança solar, e os processos físicos responsáveis pela produção destes elementos.

3.A- A distribuição de abundância dos elementos

Dados de meteoritos são as principais fontes para a distribuição de abundância dos

elementos no sistema solar. Destes, os mais confiáveis são os condritos carbonáceos, meteoritos que tiveram sua composição inicial praticamente inalterada ao longo da história do sistema solar e, por isso, refletem diretamente a composição inicial da nuvem que gerou o Sol e os planetas.

A distribuição padrão de abundância reflete basicamente a combinação dos efeitos de diversos processos físicos que concorreram para a produção dos elementos. Uma teoria de nucleossíntese que possa ser considerada boa deve ser capaz de prever esta distribuição, que constitui, nas palavras de Gamow (1952), "o mais antigo documento arqueológico da história do Universo".

Na figura 3.1 mostramos um gráfico com a distribuição de abundância por número, cujos valores são dados em Cameron (1973). O hidrogênio e o hélio, que constituíram a quase totalidade da matéria primordial, são os mais abundantes. Após estes elementos, os mais abundantes são o carbono, o nitrogênio e o oxigênio, elementos que compõem o ciclo CNO de queima do hidrogênio (item 3.B.β). A curva apresenta uma queda exponencial de $Z = 1$ até $Z = 40$, com exceção de uma depressão em $Z = 3-5$, e de um pico centrado em $Z = 26$. A queda exponencial indica a crescente raridade dos processos de síntese de elementos mais pesados, refletindo que os sítios astrofísicos que produzem tais elementos são menos freqüentes. A depressão corresponde às abundâncias de lítio, berílio e boro. Tais elementos são muito instáveis, e facilmente destruídos em interiores estelares. O pico corresponde ao chamado grupo do ferro (*iron peak*). Os núcleos destes elementos possuem as maiores energias de ligação e, portanto, reações termonucleares envolvendo o ferro absorvem energia e não levam à síntese de elementos mais pesados (quando um núcleo estelar alcança este estágio, o colapso estelar é inevitável).

Para $Z > 40$, a curva se mantém aproximadamente constante. Estes elementos são formados por captura de nêutrons. A quase constância da distribuição nesta região indica que a seção de choque para captura de nêutrons é aproximadamente constante.

Há também picos menos pronunciados em $Z \approx 50$, e $Z \approx 82$, que correspondem a núcleos com números mágicos de prótons e/ou nêutrons.

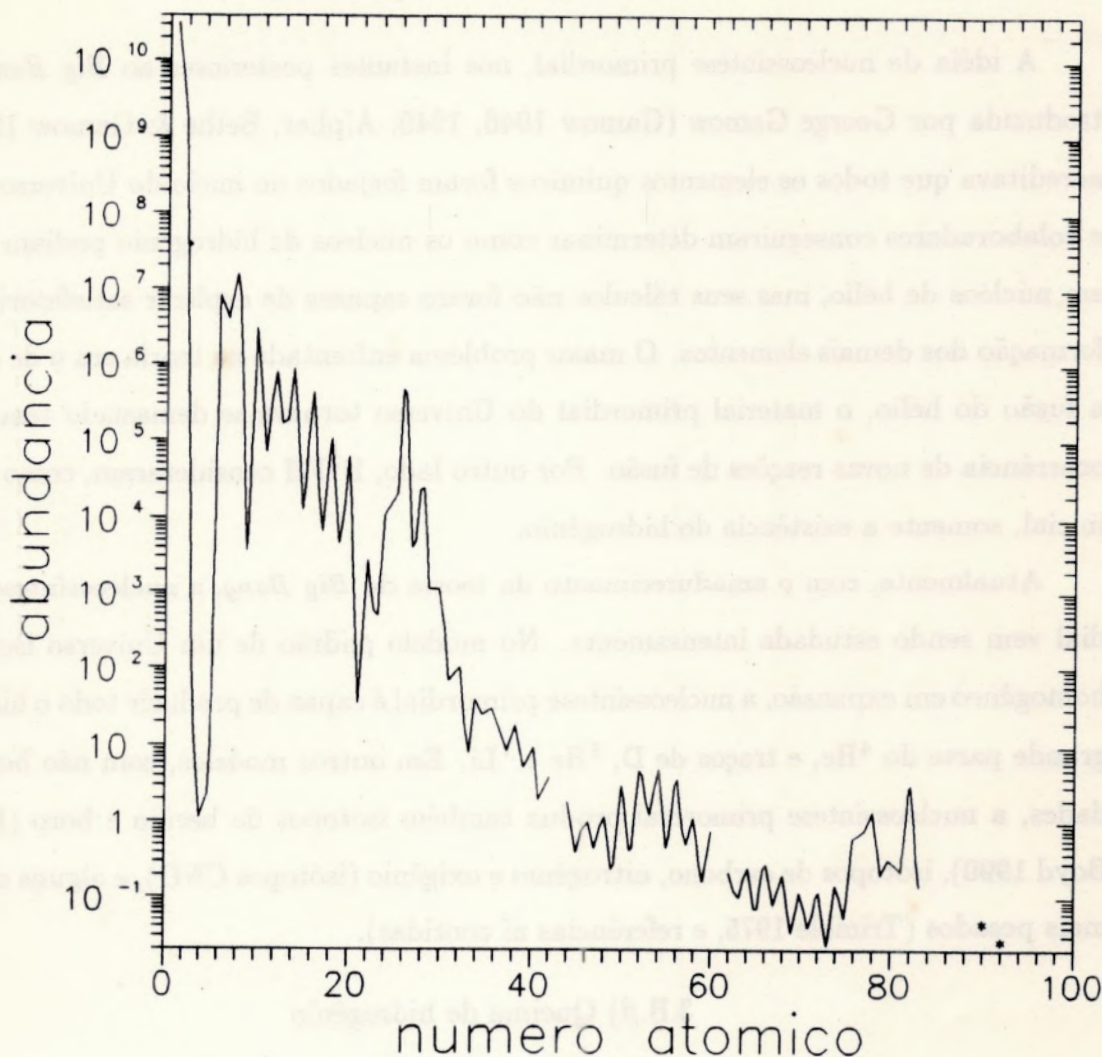


Fig.3.1 - Distribuição padrão de abundância (por número) de elementos químicos na vizinhança solar. Dados de Cameron (1973). A curva está quebrada em $Z = 43$ (que corresponde ao tecnécio), $Z = 61$ (correspondente ao promécio) e apresenta apenas duas abundâncias medidas para $Z > 80$. A razão é que os elementos ausentes têm meia vida menor que a idade do sistema solar.

3.B- Processos nucleossintéticos e sítios astrofísicos

Burbidge, Burbidge, Fowler & Hoyle (1957; B²FH) e Cameron (1957) identificaram nove processos nucleossintéticos que seriam os responsáveis pela criação dos elementos químicos. Discutiremos rapidamente cada um deles, bem como o sítio astrofísico no qual eles devem ocorrer. As revisões de Trimble (1975, 1991) fornecem uma visão ampla do tema.

3.B.α) Nucleossíntese primordial

A idéia de nucleossíntese primordial, nos instantes posteriores ao *Big Bang*, foi introduzida por George Gamow (Gamow 1946, 1949; Alpher, Bethe & Gamow 1948). Ele acreditava que todos os elementos químicos foram forjados no início do Universo. Gamow e colaboradores conseguiram determinar como os núcleos de hidrogênio podiam fundir-se em núcleos de hélio, mas seus cálculos não foram capazes de explicar satisfatoriamente a formação dos demais elementos. O maior problema enfrentado na teoria era o de que, após a fusão do hélio, o material primordial do Universo tornava-se demasiado tênue para a ocorrência de novas reações de fusão. Por outro lado, B²FH consideraram, como condição inicial, somente a existência do hidrogênio.

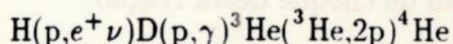
Atualmente, com o amadurecimento da teoria do *Big Bang*, a nucleossíntese primordial vem sendo estudada intensamente. No modelo padrão de um Universo isotrópico e homogêneo em expansão, a nucleossíntese primordial é capaz de produzir todo o hidrogênio, grande parte do ⁴He, e traços de D, ³He e ⁷Li. Em outros modelos, com não homogeneidades, a nucleossíntese primordial produz também isótopos de berílio e boro (Kajino & Boyd 1990), isótopos de carbono, nitrogênio e oxigênio (isótopos CNO), e alguns elementos mais pesados (Trimble 1975, e referências aí contidas).

3.B.β) Queima de hidrogênio

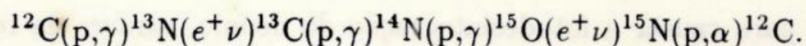
A queima hidrostática do hidrogênio nos núcleos das estrelas é a primeira fonte de energia termonuclear da qual elas dispõem. A queima do hidrogênio também ocorre em conchas que circundam o núcleo estelar nas fases pós-seqüência principal. Estes processos são compostos por um conjunto de cadeias de reações nucleossintéticas, que são a cadeia próton-próton, o ciclo CNO e, em temperaturas mais elevadas, os ciclos Ne-Na e Mg-Al. Os ciclos CNO, Ne-Na e Mg-Al também podem ocorrer em condições explosivas. Possíveis sítios para ocorrência deste fenômeno são: superfícies de estrelas de nêutrons que experimentam crescimento de massa, e novas.

A cadeia próton-próton (p-p) ocorre em temperaturas $\sim 10^7$ K e promove a fusão do hélio. Todas as estrelas iniciam sua vida queimando hidrogênio através da cadeia p-p, mas só as estrelas de grande massa atingem temperaturas centrais altas o suficiente para

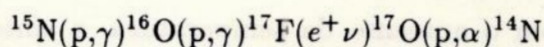
iniciarem reações mais energéticas. Ela é constituída principalmente das seguintes reações



O ciclo CNO é o principal responsável pela geração de energia em estrelas de grande massa da seqüência principal. Neste ciclo, o ${}^{12}\text{C}$ age como um catalizador, que proporciona a fusão do ${}^4\text{He}$. As reações principais que compõem este ciclo são



Há ainda um outro ramo de reações que se inicia com o ${}^{15}\text{N}$:



O ciclo CNO produz também a maioria dos isótopos de carbono, nitrogênio e oxigênio. Para que o ciclo tenha início é necessária uma abundância inicial de ${}^{12}\text{C}$. Como no modelo padrão de *Big Bang* não há produção de carbono, este ciclo não ocorreu na primeira geração estelar. O processo de produção do carbono é a queima do hélio, comentada adiante.

Os ciclos Ne-Na e Mg-Al são semelhantes ao ciclo CNO, nos quais há um elemento catalizador. Tais reações podem produzir vários isótopos de neônio, sódio, magnésio e alumínio.

3.B.γ) A queima do hélio

A queima do hélio ocorre em estrelas com $M > 0,5M_{\odot}$ (Trimble 1991), que já deixaram a seqüência principal, quando as temperaturas centrais atingem $\sim 10^8\text{K}$. A queima do hélio é processada pela reação denominada *triplo alfa*, isto é, $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$. Esta notação, na verdade, inclui a reação intermediária ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma) {}^8\text{Be}$. O ${}^8\text{Be}$ entretanto é altamente instável e decai rapidamente em dois núcleos de hélio. Mas no interior de uma estrela, o gás pode ficar quente o suficiente para permitir uma pequena concentração de equilíbrio de ${}^8\text{Be}$, que torna possível a reação seguinte ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma) {}^{12}\text{C}$. A queima do hélio prossegue com as reações ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) {}^{16}\text{O}$ e ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma) {}^{20}\text{Ne}$.

Em particular, a reação ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) {}^{16}\text{O}$ tem papel crucial para a determinação da razão entre o carbono e o oxigênio no núcleo estelar, ao final da queima do hélio, e, por conseguinte, da distribuição dos produtos da queima do carbono e do oxigênio (Matteucci

1986). Existem ainda muitas incertezas nos valores destes parâmetros devido às incertezas na determinação da seção de choque desta reação.

Durante a queima do hélio, pode haver também reações entre partículas α e isótopos ^{13}C e ^{14}N produzidos durante o ciclo CNO. Estas reações produzem ^{25}Mg , ^{18}O e ^{22}Ne .

3.B.δ) O processo α

Quando a temperatura central da estrela atinge $\sim 10^9\text{K}$, os fótons são suficientemente energéticos para causar a fotodesintegração do neônio, através da reação $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$. Estas reações produzem um grande fluxo de partículas α , que por sua vez podem ser capturadas por outros núcleos remanescentes de neônio, construindo ^{24}Mg , pela reação $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$. Com o aumento da temperatura, a síntese de ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar e ^{40}Ca também ocorre, sendo cada um formado a partir do anterior, pela captura de um α emitido nas reações de fotodesintegração. Estes são os chamados núcleos alfa.

Outras reações ocorrem a temperaturas um pouco mais baixas, e que igualmente podem produzir núcleos alfa, bem como outros isótopos. Elas compõem o conjunto de reações da queima do carbono e do oxigênio, através de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, e $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$.

3.B.ε) O processo e

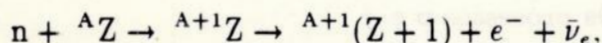
À temperaturas maiores que $3 \times 10^9\text{K}$, vários processos nucleares ocorrem em profusão através das reações de fotodesintegração (γ, α) , (γ, p) e (γ, n) , de captura (α, γ) , (p, γ) , (n, γ) , (p, n) e (n, p) , bem como outras reações envolvendo núcleos pesados. Nestas condições ocorre um equilíbrio estatístico entre os núcleos, os prótons e os nêutrons livres. O principal resultado deste processo é a síntese dos elementos do grupo do ferro (vanádio, cromo, ferro, cobalto e níquel).

3.B.ζ) O processo s

O "processo s" (do inglês *slow*) consiste na captura lenta e sucessiva de nêutrons pelos elementos usualmente formados nos processos já descritos acima. A captura "lenta" ocorre quando a escala de tempo para a captura de nêutrons é maior que a escala de tempo de decaimento beta. A produção de nuclídeos de processo s depende, portanto, da existência de nuclídeos metálicos mais leves, que são chamados de núcleos sementes. Por isso, os

nuclídeos de processo s são também chamados de secundários, sendo os núcleos sementes, os elementos primários.

A formação de um elemento de processo s pode ser esquematizada na seguinte forma: seja A_Z um nuclídeo de número atômico Z e número de massa A ; este elemento é exposto a um fluxo de nêutrons, capturando um nêutron, e logo a seguir decai; as reações são



onde e^- é um elétron, e $\bar{\nu}_e$ é um antineutrino eletrônico.

O elemento resultante [${}^{A+1}_{(Z+1)}$] também pode, por sua vez, capturar outro nêutron, e assim por diante.

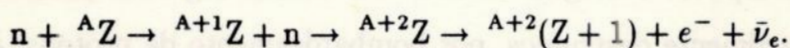
Ainda não há modelos e sítios astrofísicos únicos, capazes de produzir a grande variedade de nuclídeos de processo s, nas abundâncias observadas. Há entretanto dois sítios aceitos para a ocorrência do processo:

- i) núcleos de estrelas de grande massa ($\gtrsim 8M_\odot$), que se aproximam do final da queima do hélio. Aí são produzidos os nuclídeos de processo s com $A \leq 90$. A melhor reação para produzir a fonte de nêutrons necessária é ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$.
- ii) conchas convectivas de queima de hidrogênio e hélio, no ramo assintótico das gigantes, das estrelas com massas menores que $8M_\odot$, onde são produzidos os demais nuclídeos de processo s, com $A > 90$. A reação que é fonte de nêutrons é ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$.

3.B.η) O processo r

Quando a escala de tempo para a captura de nêutrons é muito menor do que a escala de tempo para o decaimento beta, os núcleos sementes capturam muitos nêutrons antes de decair. Tal processo é chamado “processo r” (do inglês *rapid*) e produz principalmente os nuclídeos pesados ricos em nêutrons, e todos os nuclídeos com $A \geq 210$.

Esquematizamos abaixo as reações que ocorreriam com um núcleo semente de números atômico e de massa, respectivamente, Z e A , que capturasse dois nêutrons e decaísse logo a seguir:

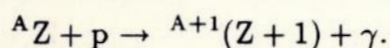


Os nuclídeos de processo r podem ser primários e/ou secundários. Ainda não há consenso quanto ao sítio astrofísico no qual ele deve ocorrer. B²FH originalmente propuseram

que as condições físicas necessárias ao processo são semelhantes àsquelas existentes nos núcleos das supernovas. Entretanto, outros sítios propostos também parecem possuir as condições físicas necessárias. Estes incluem: novas, colisão de estrelas de nêutrons, núcleos estelares sob a ocorrência do *flash* do hélio, e zonas de queima de hélio e carbono em estrelas de grande massa, durante a passagem de uma onda de choque.

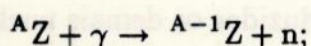
3.B.θ) Os processos p e γ

O processo p foi postulado por B²FH para explicar a existência de cerca de 30 nuclídeos ricos em prótons, que não podiam ser criados pelos processos s e/ou r. A proposta original consistia na captura de prótons por elementos pesados (usualmente os nuclídeos criados pelos processos s e/ou r), através de reações (p, γ), tal que teríamos, para um nuclídeo com números atômico e de massa, respectivamente, A e Z,



Por serem criados a partir de nuclídeos secundários, os núcleos ricos em prótons são considerados nuclídeos terciários.

A formação destes núcleos também poderia ocorrer pelas reações de fotodesintegração (γ,n), para as quais



este mecanismo é denominado, às vezes, de processo γ .

Segundo Lambert (1992), a formação de núcleos ricos em prótons pelo processo γ parece ser capaz de explicar as abundâncias observadas destes nuclídeos, com umas poucas exceções. O sítio mais adequado para a ocorrência deste processo é uma explosão de SN Ia (Howard *et al.* 1991).

3.B.ι) O processo x

O termo “processo x” foi introduzido por B²FH para designar o processo, então desconhecido, que seria responsável pela produção dos nuclídeos leves lítio, berílio e boro (LiBeB). A dificuldade em explicar a origem do LiBeB é devida a grande instabilidade destes nuclídeos, que são facilmente destruídos, por bombardeamento de prótons, à temperaturas superiores a 10⁶K. A criação destes nuclídeos deve então ocorrer em regiões de baixas temperatura e densidade.

Vários processos foram sugeridos para a criação do LiBeB, entre os quais a nucleossíntese primordial num *Big Bang* não homogêneo (seção 3.B.α). Dentre estes, o mais plausível parece ser a colisão de raios cósmicos (que contém partículas α de altas energias) com isótopos CNO e com hélio do meio interestelar, produzindo LiBeB. Prantzos *et al.* (1993) mostraram que tal mecanismo pode explicar satisfatoriamente os dados de abundância de LiBeB.

Além deste mecanismo, a produção de ^7Li também pode ocorrer em gigantes do ramo assintótico.



Fig. 4.1 - Relação entre a abundância de LiBeB e a metalicidade [Fe/H]. A abundância de LiBeB é dada em unidades de 10^{-10} e a metalicidade [Fe/H] é dada em unidades de 10^{-1} .

Seja $\psi(M, t)$ a densidade de pontos com massa M e idade t . A densidade de pontos com massa M e idade t é dada por $\psi(M, t)$.

$$(1.1) \quad \frac{dN(M, t)}{dt} = \psi(M, t) \frac{dM}{dt}$$

o a massa total conhecida em estrelas, no intervalo de tempo $[t, t + dt]$ é

$$(1.2) \quad dM_{\text{total}}(t) = \int M \psi(M, t) dM$$

Como ψ varia com a massa e o tempo, a equação (1.1) pode ser escrita como $\frac{dN}{dt} = \psi(M, t) \frac{dM}{dt}$. Assim, a equação (1.2) pode ser escrita como $dM_{\text{total}}(t) = \int M \psi(M, t) dM$.

CAPÍTULO 4

A FUNÇÃO DE MASSA INICIAL E A TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

Considere o plano massa *versus* tempo, tal como representado na figura 4.1. Neste plano, cada ponto representa o nascimento de uma estrela de massa inicial M , no instante t .

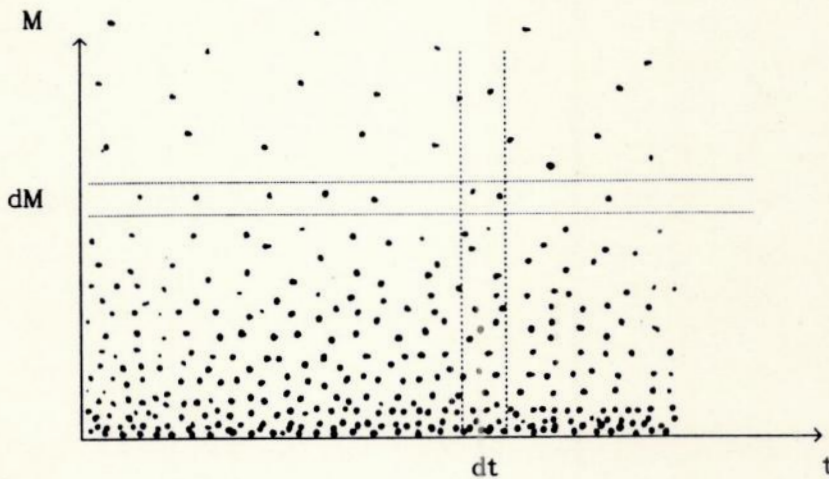


Fig.4.1 - Plano massa versus tempo, cada ponto representa uma estrela de massa M , nascida no instante t . A densidade de pontos neste plano é uma função $\varphi(M, t)$.

Seja $\varphi(M, t)$ a densidade de pontos neste plano. O número de estrelas com massas entre $(M, M + dM)$ nascidas³ no intervalo de tempo $(t, t + dt)$ é

$$d^2 n^*(M, t) = \varphi(M, t) dM dt; \quad (4.1)$$

e a massa total convertida em estrelas, no intervalo de tempo $(t, t + dt)$ é

$$dM_{form}(t) = \int_0^{\infty} M \varphi(M, t) dt dM. \quad (4.2)$$

³ Usamos n^* para indicar o número de estrelas que nascem. O superíndice * serve para diferenciar este valor do número de estrelas que morrem, que será utilizado adiante, representado por n^\dagger .

O problema principal na eq. (4.2) é encontrar uma forma para φ . Seguindo a hipótese pioneira de Salpeter (1955), suporemos que $\varphi(M, t)$ possa ser separada em duas funções: uma com dependência temporal e outra com dependência na massa, de tal forma que

$$\varphi(M, t) = \psi(t)\phi(M). \quad (4.3)$$

A função ψ , que recebe o nome de taxa de formação estelar (TFE), é a massa total convertida em estrelas no intervalo $(t, t + dt)$ por unidade de tempo. A função ϕ recebe o nome de função de massa inicial (FMI). Assim podemos reescrever (4.1) e (4.2):

$$d^2n^*(M, t) = \psi(t)\phi(M)dt dM; \quad (4.4)$$

$$dM_{form}(t) = \int_0^\infty M\psi(t)\phi(M)dt dM. \quad (4.5)$$

Levando em conta a definição de dM_{form} e de ψ , temos que

$$\frac{dM_{form}(t)}{dt} = \psi(t) = \int_0^\infty M\psi(t)\phi(M) dM,$$

donde

$$\int_0^\infty M\phi(M)dM = 1, \quad (4.6)$$

que é a equação de normalização para a FMI. A função de massa inicial pode, portanto, ser interpretada como estando relacionada à probabilidade de nascimento de uma estrela com massa inicial M .

4 A- A função de massa inicial local

A FMI local pode ser estimada a partir de contagens estelares, utilizando técnica análoga à técnica original de Salpeter (1955). Para maiores detalhes recomenda-se que o leitor recorra a Scalo (1986, e referências aí contidas). O método visa obter uma função de massa representativa da distribuição atual das estrelas, $\phi_{atual}(M)$, que chamaremos de função de massa atual. Este método aplica-se apenas a estrelas individuais do campo e não leva em conta a existência de sistemas estelares múltiplos. Entretanto, se o número

de tais sistemas for grande, como vários autores crêem (Abt & Levy 1976; Halbwachs 1986; Duquennoy 1988), a técnica de Salpeter subestima o número de estrelas formadas. Uma tentativa de incluir na FMI este efeito, devido à multiplicidade estelar, foi feita recentemente por Basu & Rana (1992a).

Relações entre a função de massa atual e a FMI são derivadas a seguir.

Seja τ_M o tempo de vida de uma estrela de massa inicial M . Estamos assumindo, no que se segue, que os tempos de vida das estrelas dependem unicamente de suas massas iniciais. O número de estrelas com tempos de vida maiores que a idade da galáxia (T_G) tem crescido desde o início da Galáxia e pode ser estimado diretamente por

$$\phi_{\text{atual}}(M) = \int_0^{T_G} \phi(M)\psi(t)dt, \quad \text{para } \tau_M \geq T_G. \quad (4.7a)$$

Se a FMI puder ser interpretada como uma FMI média passada, podemos escrever (4.7a) na forma simplificada:

$$\phi_{\text{atual}}(M) = \phi(M)\bar{\psi}T_G, \quad (4.7b)$$

onde $\bar{\psi}$ é a taxa média de formação estelar passada. A massa para o qual $\tau_M = T_G$ é chamada de massa de desligamento da seqüência principal (*turnoff mass* atual).

O número de estrelas com $\tau_M < T_G$ está desfalcado das estrelas que já morreram. Portanto, só se observam estrelas nascidas há menos que τ_M anos atrás. Teremos

$$\phi_{\text{atual}}(M) = \int_{T_G - \tau_M}^{T_G} \phi(M)\psi(t)dt, \quad \text{para } \tau_M < T_G. \quad (4.8a)$$

Ainda que a FMI seja considerada constante, a função de massa atual depende do comportamento passado da TFE. Para estrelas com tempos de vida pequenos em relação à idade da Galáxia, podemos simplificar a eq. (4.8a) tal que

$$\phi_{\text{atual}}(M) = \phi(M)\psi_1\tau_M, \quad \text{para } \tau_M \ll T_G, \quad (4.8b)$$

onde ψ_1 é a TFE atual.

A FMI e a TFE estão profundamente relacionadas por (4.7a) e (4.8a) e, portanto, não podem ser consideradas independentemente. A partir da função de massa atual, obtida

observacionalmente, e propondo-se uma forma para a TFE, é possível, através das referidas equações, obter a FMI [ver Miller & Scalo (1979); cabe a ressalva de que os autores usam uma notação diferente daquela aqui empregada, que é a de Tinsley (1980)].

A FMI é geralmente parametrizada por uma potenciação

$$\phi(M) \propto M^{-x}, \quad (4.9)$$

onde x é a chamada inclinação da FMI (Tinsley 1980). Salpeter (1955) encontrou originalmente o conhecido valor $x = 2,35$. Entretanto, uma relação de potência, como a da eq. (4.9), que seja única para todo o espectro de massas estelares, não parece ser suficiente para ajustar as observações, e vários autores ajustam inclinações distintas para diferentes ramos da FMI. Não há limites precisos para estes ramos da FMI, e seu número e extensão tem variado de autor para autor. Podemos assumir, aproximadamente, três ramos: o de baixa massa ($0,1 \lesssim M \lesssim 1M_{\odot}$), o de massa intermediária ($1 \lesssim M \lesssim 6M_{\odot}$) e o de estrelas de grande massa ($6 \lesssim M \lesssim 60M_{\odot}$).

Não há, até o presente momento, nenhuma descrição completa satisfatória para a forma da FMI, que deve depender, de fato, de diversos parâmetros físicos (inclusive, da composição química do gás). As dificuldades principais residem em descrever os mecanismos que dão formação às estrelas. As FMIs derivadas observacionalmente apresentam uma inclinação quase universal de 2,3, no ramo das estrelas de grande massa, enquanto que apresentam alguma variabilidade nos ramos de massas baixas e intermediárias (Larson 1992). Isto tem levado os autores a assumir uma bimodalidade para a FMI (Larson 1986), isto é, os processos que governam a formação de estrelas de grande massa e de baixa massa são distintos e por isso a FMI é dita bimodal. Larson (1992) sugere que a FMI depende da estrutura geométrica das nuvens de formação estelar e, em particular, que a inclinação da FMI no ramo das estrelas de grande massa pode resultar da presença de estruturas hierárquicas ou fractais dessas nuvens: se estas nuvens têm estruturas fractais e se as estrelas formarem-se com massas iniciais proporcionais às dimensões lineares das estruturas básicas das nuvens, então a inclinação da FMI é igual à dimensão fractal das nuvens, que é estimada em 2,3 [Larson (1992) e referências aí contidas].

A bimodalidade da FMI foi investigada recentemente por Walter & Boyd (1991),

através da contagem de estrelas na associação OB de Cassiopea-Taurus e na associação T (associação de estrelas jovens de baixa massa que contém estrelas T Tauri) de Taurus-Auriga. Os autores concluem que as duas associações parecem estar relacionadas cinematicamente e que se a FMI for conhecida, então o número de estrelas de alta massa pode ser utilizado como previsor do número de estrelas de baixa massa. Não há evidências de que a FMI observada difira aprecialmente daquela para estrelas do campo. Portanto, deve haver algum mecanismo que acopla os processos distintos de formação de estrelas de grande e de baixa massa.

4.B- A taxa de formação estelar local

A taxa de formação estelar é um dos parâmetros mais importantes no estudo e na compreensão da evolução química. Tentativas de resgate da história da taxa de formação estelar podem ser empreendidas, principalmente, por meio da:

- i) função de massa atual;
- ii) contagem de regiões de HII, reconhecidamente associadas a regiões de formação estelar;
- iii) distribuição de idades estelares inferida de suas idades estimadas por isócronas teóricas [idades isocronais, (Meusinger 1991)];
- iv) distribuição de idades estelares inferidas pela abundância de lítio em anãs e em gigantes vermelhas.

Os métodos que utilizam dados associados aos itens acima não tornam possível a obtenção de todo o comportamento temporal da TFE, mas apenas de uma taxa de formação estelar relativa $b = \psi_1/\bar{\psi}$. Vários trabalhos têm indicado que $b \approx 1$ ou ligeiramente menor (Miller & Scalo 1979; Meusinger 1992b, e referências aí contidas), o que indica uma TFE aproximadamente constante. Contudo, Meusinger (1991) mostrou que a distribuição de frequência de idades isocronais indica que a TFE pode ter tido um comportamento não monótono. Meusinger (1991) encontrou evidências de fortes pulsos de formação estelar que aumentaram a TFE por um fator de dois há 4-5 Ganos, ou por um fator de 1,5, há 4-8 Ganos.

Embora tenha aparentemente permanecido constante na média, é se esperar que a TFE decrescesse junto com o decréscimo da massa total de gás. Isto levou Schmidt (1959)

a postular a chamada "regra de Schmidt" para a TFE, que consiste em supor $\psi \propto \mu^n$, onde μ é a densidade superficial de gás, e n é uma constante, usualmente no intervalo 1-2. O trabalho de Schmidt indica $n = 2$ como uma boa aproximação. Entretanto, Miller & Scalo (1979) argumentaram que $n = 2$ produz uma TFE fortemente decrescente, incompatível com a função de massa atual e com $b \approx 1$. Miller & Scalo não encontraram qualquer argumento que indique que a TFE é dada por uma regra de Schmidt, senão com n muito baixo, $\lesssim 0,5$. O problema principal com a regra de Schmidt não é a constância observada da TFE local [isto pode ser contornado por um *infall* que mantenha μ aproximadamente constante (vide ítem 6.B.α)], mas sim o fato de que " n parece variar na Galáxia e de galáxia para galáxia" (Tinsley 1980). Existem outras variações de parametrização da regra de Schmidt que consideram a TFE proporcional à potência n : i) da densidade volumétrica de gás; ii) da massa total de gás (M_G), em geral com $n = 1$; iii) da densidade superficial de hidrogênio molecular (Rana & Wilkinson 1986).

Há uma grande dificuldade em descrever a TFE por uma lei física. Há tantos parâmetros relevantes para a formação estelar, ainda não avaliados, que uma expressão para a TFE, que os levassem todos em consideração, não teria utilidade prática. O conhecimento atual permite apenas expressões esquemáticas que relacionam a TFE com alguns poucos processos físicos, tidos como preponderantes. Na realidade, muitos estudos ainda são necessários para uma compreensão adequada da variação da TFE.

EQUAÇÕES BÁSICAS DA EVOLUÇÃO QUÍMICA

5.A- O sistema galáctico

Seja um sistema galáctico de massa total M^{tot} . Em geral, assume-se que haja dois únicos possíveis estados de condensação da matéria: o gasoso e o estelar. Assumimos que o meio interestelar é composto por um gás homogêneo. No caso particular da Galáxia, o sistema galáctico é composto, em linhas gerais, por um halo e por um disco.

O halo formou-se primeiro e possui uma população estelar velha, que apresenta baixa composição metálica, a chamada população II. Acredita-se que o halo tenha-se formado muito rapidamente, numa escala de tempo de 10^8 anos, e que a formação de estrelas nesta região tenha cessado. Este período inicial da evolução da Galáxia é chamado de fase halo.

O disco formou-se a partir do gás, que não participou da formação estelar no halo e que se acumulou no plano galáctico. Ele é composto por uma população estelar predominantemente jovem. Ao contrário do halo, a formação do disco deve ter sido mais demorada, e pode ainda estar ocorrendo (Larson 1990). O período da evolução galáctica que se segue à fase halo é denominado fase disco. Alguns autores assumem um período intermediário entre estas duas fases, durante a qual formaram-se as estrelas do chamado *disco grosso* (Gilmore & Wyse 1985), que se estende, a partir do plano galáctico, entre as alturas 300 pc e 1200 pc.

Neste trabalho, estamos interessados na evolução do disco, o qual será aproximado por uma sucessão de anéis cilíndricos concêntricos. Assume-se haver simetria azimutal. As correções para a dependência na coordenada perpendicular ao disco estão restritas às questões observacionais. Assim, para simplificar o formalismo, deixamos implícita a escolha de uma altura média de escala, e que as quantidades são fornecidas em unidades

de área do disco galáctico. Assim teremos, implicitamente, densidades superficiais das quantidades desejadas. Representaremos as massas de gás, de estrelas e a total, em cada anel, respectivamente, por, M_{Gi} , M_{Si} e M_i . Assim,

$$M^{tot}(t) = \sum_i M_{Gi}(t) + \sum_i M_{Si}(t) = \sum_i M_i(t). \quad (5.1)$$

5.B- A evolução química da vizinhança solar

A partir de agora vamos considerar a evolução química do anel cilíndrico do disco que contém o Sol, e que constitui o nosso sistema [por este motivo, omitiremos o sub-índice i da eq. (5.1)]. Entretanto, as equações apresentadas são igualmente aplicáveis ao halo (durante a fase halo) ou aos demais anéis, desde que se utilize parâmetros próprios para cada uma destas regiões. Segundo Tinsley (1974), a história evolutiva das estrelas e do gás na região próxima ao Sol foi afetada pela evolução de um material num volume maior na Galáxia. Nas palavras de Tinsley, "este nosso reservatório nucleogenético (*nucleogenetic pool*), que constitui o volume maior mencionado, inclui o anel cilíndrico descrito pelo movimento orbital da matéria local ao redor do centro galáctico, e se estende além do plano galáctico, tanto quanto as estrelas da população do disco podem ser levadas pela componente vertical de suas velocidades randômicas".

Sabemos que há um profundo intercâmbio entre estrelas e gás. Em linhas gerais, o gás sofre condensações para formar estrelas; as estrelas evoluem e morrem, devolvendo ao gás parte do material que aprisionavam. Além disto, o sistema pode ter sua massa acrescida ou reduzida por fluxos de gás para dentro ou para fora. Podemos representá-lo como na figura 5.1.

Nesta figura, as setas representam taxas de variação de massa. Podemos escrever as equações de variação de massa do gás, das estrelas e do sistema, respectivamente, como

$$\frac{d}{dt} M_G(t) = E(t) + f(t) - \psi(t) - O(t), \quad (5.3)$$

onde E é a taxa de ejeção de massa pelas estrelas, e f e O são respectivamente as taxas de acréscimo (*infall*) e perda (*outflow*) de massa do sistema, na forma de gás;

$$\frac{d}{dt} M_S(t) = -E(t) + \psi(t); \quad (5.4)$$

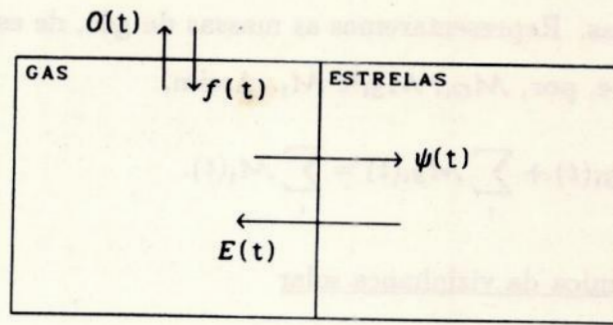


Fig.5.1 - Esquema que mostra as taxas de variação das massas totais das estrelas e do gás. O gás perde massa para formar estrelas a uma taxa ψ , que é denominada taxa de formação estelar. As estrelas perdem massa a uma taxa de ejeção E . Além disso, o sistema como um todo pode ganhar ou perder massa na forma de gás, às taxas f e O respectivamente.

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M} = f(t) - O(t). \quad (5.5)$$

A taxa de ejeção é de difícil estimativa quando se considera a perda de massa durante as várias fases da vida de uma estrela (bem como ventos estelares na fase de seqüência principal). A alternativa utilizada para contornar este problema é assumir a aproximação de perda de massa súbita (APMS), que consiste em considerar que cada estrela perde toda a massa que deveria ter perdido ao longo de sua vida em um único evento final. Dado que as estrelas passam cerca de 90% de sua vida na seqüência principal, período no qual podem ser desprezadas eventuais perdas de massa por ventos estelares, e se os 10% restantes puderem ser desprezados, diante das escalas de evolução galáctica, isso equivale a assumir que cada estrela morre tão logo deixa a seqüência principal. Segundo Tinsley (1980), a APMS deixa de ser válida em escalas de tempo da ordem de 10^6 anos. De fato, tais escalas podem estar associadas à perda de massa em estrelas pós seqüência principal. Como estamos interessados na evolução da Galáxia, podemos considerar como boa a APMS.

Supondo a APMS e sendo τ_M o tempo de vida típico de uma estrela de massa inicial M , o número de estrelas, com massa em $(M, M + dM)$, que morrem em $(t, t + dt)$, $d^2 n^\dagger$, deve ser igual ao número de estrelas, com massas no mesmo intervalo, nascidas em $(t -$

$\tau_M, t - \tau_M + dt$). Assim, de acordo com (4.1)

$$d^2 n^\dagger(M, t) = d^2 n^*(M, t - \tau_M) = \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM dt. \quad (5.6)$$

Assumindo, na APMS, que W_M é a massa do remanescente de uma estrela de massa M , a massa que será ejetada por esta estrela ao término de sua vida será $M - W_M$. A taxa de ejeção de massa por todas as estrelas em t será a integral de $(M - W_M) d^2 n^\dagger / dt$ no intervalo de massas apropriadamente escolhido.

$$E(t) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} (M - W_M) \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM, \quad (5.7)$$

onde M_{max} é a massa máxima assumida para uma estrela e M_{min} é a menor massa estelar que morre em t . Em geral, associa-se esta massa à menor massa de desligamento da seqüência principal (*turnoff mass*) no instante de tempo considerado. Definindo $R(t)$ como

$$R(t) = \frac{1}{\psi(t)} \int_{M_{min}}^{M_{max}} (M - W_M) \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM, \quad (5.8)$$

podemos ver que $E(t) = R(t)\psi(t)$. Chama-se $R(t)$ de fração de retorno de massa.

Estamos interessados na evolução da metalicidade do anel cilíndrico que contém o Sol. Na figura 5.1, à cada taxa de variação de massa podemos associar uma taxa de variação da massa de metais. Chamando Z a metalicidade média do gás (que é a razão entre massa de metais no gás e a massa total do gás), a variação da massa de metais no gás será

$$\frac{d}{dt} Z(t) M_G(t) = -Z(t)\psi(t) + E_Z(t) + Z_f(t)f(t) - Z(t)O(t), \quad (5.9)$$

onde E_Z é a taxa de ejeção de metais pelas estrelas que morrem em t e Z_f é a metalicidade média do material que flui para a região devido ao *infall*.

A taxa de ejeção de metais pode ser encontrada, na APMS, de forma semelhante àquela utilizada para a obtenção de E . A massa de metais que é ejetada por uma estrela inclui metais recém-sintetizados, bem como metais que já estavam presentes na nuvem da qual se formou esta estrela. Chamando de P_{ZM} a fração da massa estelar, de uma estrela com massa inicial M , que é convertida em metais⁴ e ejetada, por argumentos semelhantes

⁴ Deve-se chamar a atenção para o fato que na expressão "massa convertida em metais" está implícito apenas a massa que não era e/ou não constituía metais. Por exemplo, nas reações em que um metal captura um nêutron, próton ou uma partícula α , formando outros metais, a massa que é convertida em metal é apenas a do nêutron, do próton ou da partícula α .

aos que nos levaram à (5.7), podemos encontrar que a massa de metais recém-sintetizados, que é incorporada ao gás, em t , devido à ejeção estelar, é

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} MP_{ZM} \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM.$$

Para o conjunto dos metais, podemos considerar, como em Tinsley (1980), que a massa, no material ejetado, que não foi processada é $(M - W_M - MP_{ZM})$; a abundância desta região é a mesma da época do nascimento da estrela, $Z(t - \tau_M)$. Portanto, a taxa de ejeção de material não processado é

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} (M - W_M - MP_{ZM}) Z(t - \tau_M) \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM,$$

e a taxa de ejeção de metais será

$$E_Z(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} [(M - W_M - MP_{ZM}) Z(t - \tau_M) + MP_{ZM}] \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM. \quad (5.10)$$

5.B.α) A aproximação de reciclagem instantânea

A eq. (5.10) não é analítica e deve ser tratada por métodos numéricos. Isto se deve ao fato de que ψ depende não só de tempo, mas também do tempo de vida (que, por sua vez, depende da massa estelar). Entretanto, podemos lançar mão de uma outra aproximação que a torna analiticamente tratável. Consideramos que as estrelas que efetivamente enriquecem o meio interestelar são aquelas que têm um tempo de vida desprezível em relação à escala de tempo da evolução galáctica. Para efeitos matemáticos, cada estrela com massa $M \geq M_{\min}$ morre logo após o seu nascimento (i.e., $\tau_M \rightarrow 0$); as outras estrelas, com $M < M_{\min}$, vivem para sempre, dado que seus tempos de vida são da ordem de grandeza de T_G , ou maiores. Esta é conhecida como a aproximação de reciclagem instantânea (ARI).

Assumindo a ARI, a eq. (5.8) se reduz, então, a

$$R(t) \rightarrow R = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} (M - W_M) \phi(M) dM, \quad (5.11)$$

donde podemos escrever que

$$E(t) = R\psi(t). \quad (5.12)$$

Portanto, na ARI, as equações básicas ficam

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_G(t) = -(1 - R)\psi(t) + f(t) - O(t) \quad (5.13)$$

e

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_S(t) = (1 - R)\psi(t); \quad (5.14)$$

ainda, a eq. (5.10) toma a forma

$$E_Z(t) = RZ(t)\psi(t) + y(1 - R)[1 - Z(t)]\psi(t), \quad (5.15)$$

onde y é conhecido como *yield* (rendimento, ganho) e é definido como a massa de metais recém-produzidos e ejetados em unidades de massa aprisionada em estrelas que vivem para sempre e remanescentes estelares:

$$y \equiv \frac{1}{1 - R} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} MP_{ZM} \phi(M) dM. \quad (5.16)$$

Quando se supõe uma FMI constante, então R e y podem ser considerados constantes (dado que a evolução estelar é unicamente determinada pela massa).

Assumindo que $Z \ll 1$ em todas as situações de interesse, temos que a equação (5.9) fica

$$\frac{d}{dt} Z(t) \mathcal{M}_G(t) = -Z(t)[1 - R]\psi(t) + y[1 - R]\psi(t) + Z_f(t)f(t) - Z(t)O(t). \quad (5.17)$$

A ARI é muito útil, embora seja menos realista que a aproximação anterior, a de perda de massa súbita. Todavia, há evidências de que a ARI pode ser considerada uma aproximação adequada, desde que se estime a metalicidade Z de um objeto a partir de sua abundância de oxigênio (Pagel 1989a). Isto se deve ao fato que o grosso do oxigênio é produzido quase que exclusivamente em estrelas de grande massa (seção 2.B), para as quais $\tau_M \rightarrow 0$ é uma boa aproximação. O alerta de Pagel foi motivado pelo fato de que tradicionalmente utiliza-se o ferro para estimar a metalicidade. Como o sítio astrofísico para a produção do ferro não está ainda bem estabelecido, e uma vez que estrelas de massa intermediária podem produzir ferro (Tinsley 1979; Wheeler *et al.* 1989), as primeiras gerações

estelares apresentariam uma deficiência de ferro, que não indicaria necessariamente uma deficiência de metais, e que surgiria apenas por que o ferro ainda não havia sido ejetado e misturado ao meio interestelar na época do nascimento daquelas estrelas.

5.C- O Modelo simples

Para estarmos aptos a retirar informações das eqs. (5.13), (5.14) e (5.17), precisamos ter formas analíticas para ψ , f e O . Como já comentamos na seção 4.B, a forma de ψ é muito controversa e muitos estudos ainda devem ser feitos antes de podermos adotar uma parametrização confiável. As taxas de *infall* e *outflow* são parâmetros livres, que não podem ser assumidas diretamente do estudo da evolução química pois dependem de modelos da evolução dinâmica da Galáxia.

Um conjunto de suposições feitas por Schmidt (1963) permite soluções analíticas e, dada a sua simplicidade, constitui o chamado modelo padrão ou modelo simples de evolução química. Este modelo firma-se sob cinco hipóteses básicas:

- i) A vizinhança solar é um sistema fechado, i.e., $f = 0$ e $O = 0$;
- ii) A FMI é constante;
- iii) Assume-se a ARI;
- iv) A matéria primordial do disco é composta apenas de gás, com metalicidade inicial nula.
- v) Os produtos da ejeção estelar são eficientemente misturados ao meio interestelar, de tal forma que a composição química é homogênea ao longo do tempo.

As equações básicas do modelo simples são [vide eqs. (5.13), (5.14) e (5.17)]

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_G(t) = -\frac{d}{dt} \mathcal{M}_S(t) = -[1 - R]\psi(t); \quad (5.18)$$

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}(t) = 0; \quad (5.19)$$

$$\frac{d}{dt} Z(t) \mathcal{M}_G(t) = -Z(t)[1 - R]\psi(t) + y[1 - R]\psi(t). \quad (5.20)$$

Utilizando a identidade $vdu \equiv d(uv) - u dv$ aplicada à (5.20) e deixando implícita a dependência temporal,

$$\mathcal{M}_G \frac{d}{dt} Z = y(1 - R)\psi,$$

que dividida por (5.18) fica

$$\mathcal{M}_G \frac{d}{d\mathcal{M}_G} Z = -y,$$

ou, dado que y é constante,

$$dZ = -y d \ln \mathcal{M}_G. \quad (5.21)$$

Definindo $\mu = \mathcal{M}_G/\mathcal{M}$ como a densidade superficial fracionária de gás, e uma vez que, no modelo simples, a massa inicial de gás $\mathcal{M}_{G0} = \mathcal{M}$ e a metalicidade inicial $Z_0 = 0$, temos que

$$Z = y \ln \mu^{-1}. \quad (5.22)$$

Esta equação mostra uma relação única entre a metalicidade do gás e a fração de gás ainda presente na vizinhança solar. Além disto, prevê que $Z \rightarrow \infty$ quando $\mu \rightarrow 0$, o que não vem a ser um resultado realista (mais ainda se lembrarmos que as equações (5.17) e (5.20), que utilizamos para chegar à (5.22), são válidas apenas quando $Z \ll 1$).

Uma previsão interessante do modelo simples, que pode ser comparada aos dados observacionais, é aquela relativa à porcentagem de estrelas formadas que têm metalicidade menor que um valor Z dado. Representaremos por $S(Z)$ esta porcentagem. Como $\mathcal{M}_S = \mathcal{M} - \mathcal{M}_G$, a porcentagem de estrelas $S(Z)$ pode ser expressa na forma

$$S(Z) = \frac{\mathcal{M} - \mathcal{M}_G}{\mathcal{M} - \mathcal{M}_{G1}} = \frac{1 - \mu(Z)}{1 - \mu_1(Z)}, \quad (5.23)$$

onde os subíndices 1 indicam valores atuais. No instante atual, a metalicidade e a fração de gás estarão relacionados por

$$Z_1 = y \ln \mu_1^{-1}. \quad (5.24)$$

Dividindo (5.22) por (5.24), obtemos

$$\mu(Z) = \mu_1^{Z/Z_1}. \quad (5.25)$$

Substituindo este resultado em (5.23), temos que

$$S(Z) = \frac{1 - \mu_1^{Z/Z_1}}{1 - \mu_1}. \quad (5.26)$$

Como eliminamos o *yield* [eq. (5.16)], esta distribuição tem a vantagem de não depender da FMI. Além disto ela relaciona $S(Z)$ apenas com valores atuais, passíveis de serem estimados. $S(Z)$ também é chamada distribuição cumulativa de metalicidade (DCM). A chamada distribuição diferencial de metalicidade (DDM), que é recomendada por Pagel (1989a) por ser mais sensível aos modelos do que a DCM, pode ser encontrada facilmente derivando-se $S(Z)$ em relação a Z :

$$\frac{d}{dZ} S(Z) = \frac{1}{Z_1(1 - \mu_1)} \mu_1^{Z/Z_1} \ln \mu_1^{-1}. \quad (5.27)$$

Na figura 5.2 vemos uma comparação entre os resultados da eq.(5.24) e os dados observacionais compilados por Pagel (1989a), relativos a anãs de tipo espectral G da vizinhança solar (seção 6.A). Podemos notar a grande discrepância entre as duas distribuições. Em particular, a curva observada indica que praticamente não existem estrelas com metalicidade menor que dois décimos do valor atual. Isto não pode ser explicado pelo modelo simples, no qual é assumida, para um sistema fechado, uma formação estelar contínua desde uma época em que o gás era desprovido de metais (o que implica um certo número de estrelas iniciais pobres em metais). Esta falta de estrelas pobres tornou-se conhecida como *o problema das anãs G*, problema este que será descrito detalhadamente na parte II deste trabalho.

Além disto, o modelo simples prevê que Z cresce abruptamente a medida que o gás se esgota, mas isto está em desacordo com as medidas atuais. Os baixos valores das estimativas de Z indicam um lento enriquecimento do meio interestelar (Tinsley & Cameron 1974, e referências aí contidas).

Mesmo com estes insucessos, o modelo simples tem um papel fundamental. Foi o primeiro modelo analítico que modelou a evolução química da vizinhança solar, e ainda hoje suas hipóteses são utilizadas (Pagel 1979, Butcher 1987, Mathews *et al.* 1992, Maciel 1992). Suas falhas indicam pistas para a investigação dos processos físicos capazes de descrever a realidade de forma mais aprimorada.

5.C.α) O pronto enriquecimento inicial

A falta de estrelas com $Z < 0,2 Z_1$ pode ser contornada supondo-se que o disco tenha-se formado com uma metalicidade inicial $Z_0 = 0,2 Z_1$. Isto foi sugerido por Truran

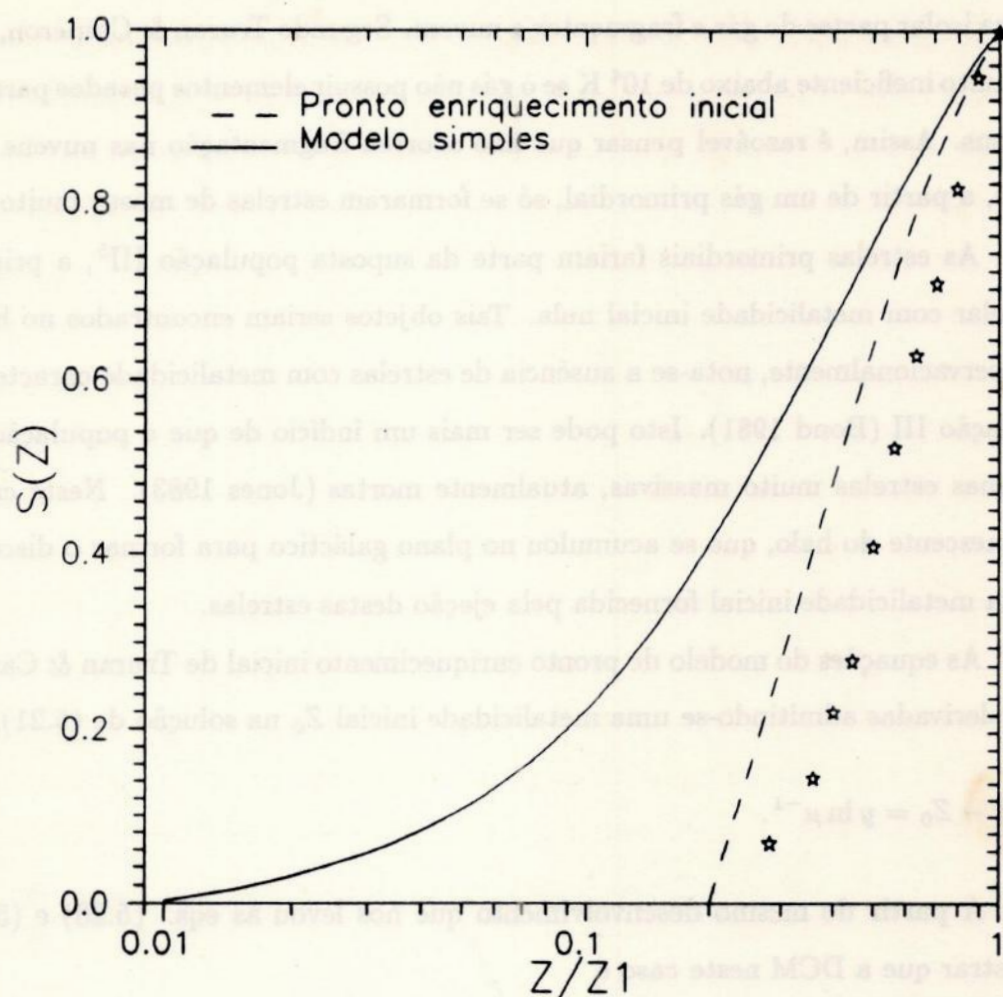


Fig.5.2 - Distribuição cumulativa de metalicidade de anãs G na vizinhança solar, após os dados de Pagel (1989a). Podemos ver que o número de estrelas pobres é inferior ao previsto pela teoria. Quando modificamos o modelo simples, permitindo-lhe uma metalicidade inicial, o resultado torna-se melhor.

& Cameron (1971). A metalicidade inicial seria fornecida por uma geração pré-galáctica (isto é, antes do colapso da nuvem protogaláctica) de estrelas com massas muito grande que teriam morrido e contaminado o gás com metais, antes do início da formação estelar no disco. A natureza das estrelas primordiais é tão polêmica quanto o problema das anãs G (Jones 1985). A formação estelar ocorre quando uma nuvem, devido a alguma perturbação, é comprimida à uma densidade suficientemente alta para entrar em colapso gravitacional. Uma nuvem original poderá fragmentar-se em partes menores, cada qual podendo gerar uma estrela. Este processo depende, entre outros, da eficiência do esfriamento da nuvem.

Tal esfriamento reduz a velocidade de propagação das ondas de pressão, o que contribui para isolar partes do gás e fragmentar a nuvem. Segundo Truran & Cameron, o esfriamento é muito ineficiente abaixo de 10^4 K se o gás não possuir elementos pesados para formar grãos e íons. Assim, é razoável pensar que não ocorreu fragmentação nas nuvens primordiais e que, a partir de um gás primordial, só se formaram estrelas de massa muito grande.

As estrelas primordiais fariam parte da suposta população III⁵, a primeira geração estelar com metalicidade inicial nula. Tais objetos seriam encontrados no halo galáctico. Observacionalmente, nota-se a ausência de estrelas com metalicidade característica da população III (Bond 1981). Isto pode ser mais um indício de que a população III continha apenas estrelas muito massivas, atualmente mortas (Jones 1983). Neste caso, o gás remanescente do halo, que se acumulou no plano galáctico para formar o disco, poderia ter uma metalicidade inicial fornecida pela ejeção destas estrelas.

As equações do modelo de pronto enriquecimento inicial de Truran & Cameron podem ser derivadas admitindo-se uma metalicidade inicial Z_0 na solução de (5.21), tal que

$$Z - Z_0 = y \ln \mu^{-1}. \quad (5.28)$$

A partir do mesmo desenvolvimento que nos levou às eqs. (5.26) e (5.27), pode-se mostrar que a DCM neste caso é

$$S(Z) = \frac{1 - \mu_1^{Z-Z_0/Z_1-Z_0}}{1 - \mu_1} \quad (5.29)$$

e a DDM é

$$\frac{d}{dZ} S(Z) = \frac{1}{(Z_1 - Z_0)(1 - \mu_1)} \mu_1^{Z-Z_0/Z_1-Z_0} \ln \mu_1^{-1}. \quad (5.30)$$

⁵ Há uma certa confusão entre estrelas primordiais e estrelas pré-galácticas. Jones (1983) chama a população estelar primordial (isto é, formada a partir de um gás com $Z = 0$) de população IV. Devido ao enriquecimento químico do Universo como um todo, toda estrela primordial é necessariamente pré-galáctica. Neste mesmo trabalho, o termo população III designa estrelas pré-galácticas, mas formadas a partir de um gás com $Z > 0$ já enriquecido pela ejeção das estrelas da população IV. Apesar desta confusão, manteremos o termo população III, dado que a nomenclatura de Jones não se fixou.

Na figura 5.2 mostramos também a distribuição predita pelo modelo de pronto enriquecimento, tomando $Z_0 = 0,2Z_1$. Como era de se esperar, a concordância é satisfatória. No capítulo que se segue veremos algumas outras alternativas que vem sendo buscadas para explicar a distribuição de metalicidade da vizinhança solar.

5.C.β) O problema da concentração de gás

O modelo simples assume um meio interestelar homogêneo, e nas suas equações básicas está implícito que o gás e as estrelas se distribuem uniformemente em todo o sistema. Entretanto, isto não é verificado em sistemas galácticos reais. Nas galáxias elípticas, a gravidade e a dissipação concentraram o gás nas regiões centrais, enquanto que nas galáxias espirais, as influências combinadas da gravidade, do momento angular e da dissipação, concentraram o gás no plano. Lynden-Bell (1975) introduziu, no modelo simples, modificações que simulam a evolução da concentração de gás durante a evolução galáctica. Ele supõe, grosseiramente, que o gás está distribuído homoganeamente nas partes centrais de uma galáxia elíptica (ou no plano de uma espiral), mas que além de um certo raio (no caso da espiral, além de uma certa altura média a partir do plano) não há mais gás. Assume que o volume desta região, onde ainda há gás, encerra uma massa total \mathcal{M}_a , tal que

$$\frac{\mathcal{M}_a(t)}{\mathcal{M}} = \left[\frac{\mathcal{M}_G(t)}{\mathcal{M}} \right]^c, \quad (5.31)$$

onde c é um fator de concentração. Quando $c = 0$, temos que $\mathcal{M}_a = \mathcal{M}$, isto é, a galáxia inteira possui uma distribuição homogênea de gás e não há concentração. Se $c = 1$, $\mathcal{M}_a = \mathcal{M}_G$; neste caso teremos uma galáxia na qual o gás remanescente concentra-se totalmente no centro. Segundo Lynden-Bell a grande maioria das galáxias tem $1/3 < c < 2/3$. Ele mostrou que, neste caso, a equação para a DCM é

$$S(Z) = \left[\frac{1 - \mu_1^{(1-c)} Z/Z_1}{1 - \mu_1^{(1-c)}} \right]^{1/(1-c)}. \quad (5.32)$$

Na figura 5.3 mostramos a comparação entre os resultados desta distribuição com os dados observacionais de Pagel (1989a; seção 6.A). Pode-se notar que a distribuição teórica deste modelo é consideravelmente melhor que a do modelo simples sem o efeito da concentração.

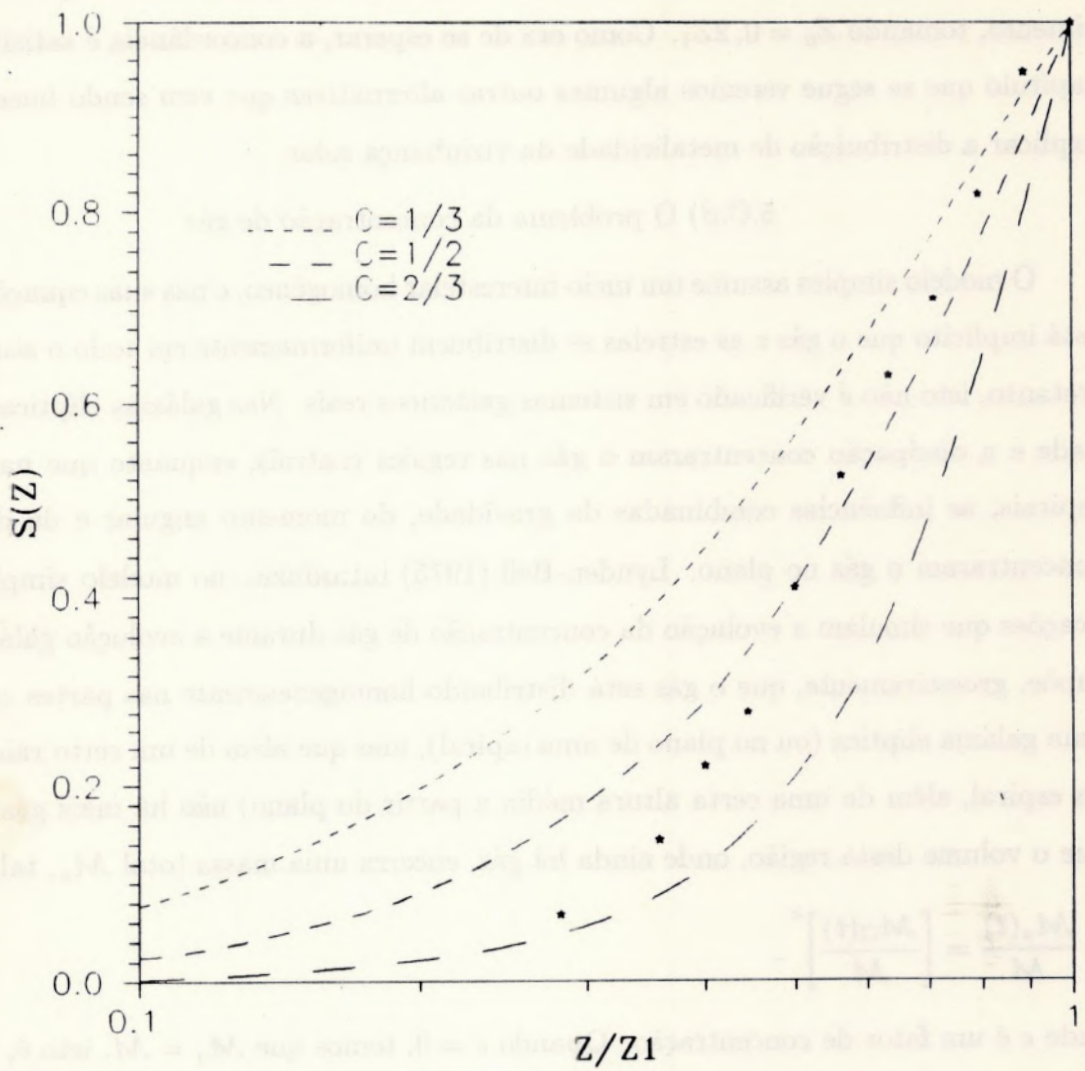


Fig.5.3 - Distribuição de metalicidade para o modelo simples modificado de Lynden-Bell (1975).

O PROBLEMA DAS ANÃS G

O chamado problema das anãs G já está estabelecido por van den Bosky (1963). A hipótese de metalicidade de estrelas de sequência principal com abundância solar é baseada em estudos de estrelas com baixa composição metálica. O problema surge do fato de que as idades correspondem a tempos de evolução durante os quais as estrelas podem explicar estas estrelas. Isto ficou evidente quando Schmidt (1963) demonstrou a existência de estrelas (tipo G-C). Àquela época e durante algum tempo, a maioria das estrelas contidas nestas de estrelas diversas, de tipos espectrais F, G e K, comparadas por Schmidt (1963). Essas (1964), Dixon (1965) e Bond (1970). Como não havia informações de estrelas, ele não podia ser considerada boa. Além disso, a discrepância entre dados e teoria era bastante alta. Dados mais convincentes foram obtidos, alguns anos depois, por Friel (1973) e Friel & Paschall (1975), que encontraram uma amostra que tendem a ser de 122 anãs G das categorias de estrelas próximas de Dixon (1965, 1966) e de Wisniewski et al. (1970). O uso de anãs G esparsas, garantindo a uniformidade da amostra, bem como a representatividade da história do empacotamento químico entre o conjunto de estrelas, o critério para a escolha de anãs é o de que uma anã está na sequência principal e, por isso, a abundância de sua história não foi ainda afetada pela metalicidade da própria estrela, sendo então indicadores de abundância do meio interestelar à época de seu nascimento, ainda, as anãs do tipo espectral G têm tempos de vida de ordem de grandeza de idade semelhante para a Galáxia; desta forma, todas as anãs G que nasceram ainda estão vivas, e portanto, podem ser usadas no estudo de história do empacotamento químico galáctico. É bem verdade que anãs K ou M também se espalham neste critério, contudo, por serem menos luminosas que as anãs G, as espectras de anãs K ou M estão confundidas em regiões densas, o que

DISTRIBUIÇÃO DE METALICIDADE NA VIZINHANÇA SOLAR

O chamado problema das anãs G foi estabelecido por van den Bergh (1962): a distribuição de metalicidade de estrelas na vizinhança solar indica uma substancial ausência de estrelas com baixa composição metálica. O problema surge do fato de que as idéias correntes a respeito da evolução química da vizinhança solar não puderam explicar esta ausência. Isto ficou evidente quando Schmidt (1963) desenvolveu o seu modelo simples (seção 5.C). Àquela época e durante algum tempo, a amostra utilizada continha dados de estrelas diversas, de tipos espectrais F, G e K, compilados por Schmidt (1963), Eggen (1964), Dixon (1966) e Bond (1970). Como não havia uniformidade na amostra, ela não podia ser considerada boa. Além disto, a discrepância entre dados e teoria era bastante alta. Dados mais confiáveis foram obtidos, alguns anos depois, por Pagel (1973) e Pagel & Patchett (1975), que encontraram uma amostra não tendenciosa de 133 anãs G dos catálogos de estrelas próximas de Gliese (1957, 1969) e de Woosley *et al.* (1970). O uso de anãs G, apenas, garantia a uniformidade da amostra, bem como a representatividade da história do enriquecimento químico entre o conjunto de estrelas: o critério para a escolha de anãs é o de que uma anã ainda está na seqüência principal e, por isto, a abundância de sua fotosfera não foi ainda afetada pela nucleossíntese da própria estrela, sendo então indicadora da abundância do meio interestelar à época de seu nascimento; ainda, as anãs de tipo espectral G têm tempos de vida da ordem de grandeza da idade assumida para a Galáxia; desta forma, todas as anãs G que nasceram ainda estão vivas, e portanto, podem ser usadas no resgate da história do enriquecimento químico galáctico. É bem verdade que anãs K ou M também se enquadram neste critério; contudo, por serem menos luminosas que as anãs G, as amostras de anãs K ou M estão confinadas em regiões menores, o que

pode causar efeitos de seleção (as anãs M, por exemplo, encontram-se mais espalhadas nas regiões fora do disco). O termo “problema das anãs G” surgiu após o trabalho de Pagel (1973). Muitos modelos e hipóteses vêm sendo sugeridos para resolver o problema. Alguns deles são discutidos a partir da seção 6.B.

6.A- Dados observacionais

As distribuições observacionais de metalicidade utilizadas atualmente são devidas a Pagel (1989a) e a Sommer-Larsen (1991). Pagel revisou os dados anteriores de Pagel & Patchett (1975), utilizando uma relação atualizada entre excessos no ultravioleta e $[Fe/H]$, bem como utilizando a abundância do oxigênio como indicador de metalicidade. Para isto serviu-se da relação calibrada por Sneden *et al.* (1979), Clegg *et al.* (1981) e Luck & Bond (1985):

$$[O/H] = 0,5 [Fe/H]; \quad \text{para } [Fe/H] \geq -1,2$$

$$[O/H] = [Fe/H] + 0,6; \quad \text{para } [Fe/H] < -1,2$$

Pagel recomenda explicitamente o uso de uma DDM (seção 5.C), em lugar da DCM. Para ele, a DCM foi útil nas décadas de 60 e 70, quando os dados eram escassos, mas a DDM provê um teste mais sensível, no qual a quantificação dos erros é imediata⁶. Nesta nova distribuição de metalicidade dada por Pagel (1989a), o número de estrelas da amostra passou a 132 anãs. A distribuição resultante foi corrigida devido aos erros observacionais e à dispersão intrínseca na relação idade-metalicidade. O autor assumiu que esta dispersão é uma gaussiana em $\log Z$ com desvio médio de 0,2 dex. Pagel ajustou igualmente a distribuição observada a uma gaussiana, e deconvoluiu desta última a gaussiana correspondente à dispersão. A correção para a distribuição observada é dada pela diferença entre a gaussiana ajustada e a gaussiana deconvoluída.

Sommer-Larsen (1991) também utilizou a abundância do oxigênio como indicador de metalicidade e a DDM, mas corrigiu a distribuição de metalicidade de Pagel & Patchett

⁶ Alguns autores já haviam usado a DDM antes, entre os quais Pagel & Patchett (1975), Lynden-Bell (1975) e Lacey & Fall (1983, 1985).

$\frac{[O/H]}{[O/H]_{\odot}}$	Z/Z_1	ΔN	$\Delta N(\leq Z)$	$\frac{\Delta N(\leq Z)}{N}$	$\frac{\Delta N}{N \Delta(O/H)}$
0,25 a 0,40	0,227 a 0,336	9	9	0,068	0,47
0,40 a 0,45	0,336 a 0,378	10	19	0,144	1,52
0,45 a 0,50	0,378 a 0,420	10	29	0,220	1,52
0,50 a 0,56	0,420 a 0,471	8	37	0,280	1,01
0,56 a 0,63	0,471 a 0,529	17	54	0,409	1,84
0,63 a 0,71	0,529 a 0,597	15	69	0,523	1,42
0,71 a 0,80	0,597 a 0,672	14	83	0,629	1,18
0,80 a 0,89	0,672 a 0,748	11	94	0,712	0,93
0,89 a 1,00	0,748 a 0,840	14	108	0,818	0,96
1,00 a 1,12	0,840 a 0,941	17	125	0,947	1,07
1,12 a 1,26	0,941 a 1,059	7	132	1,000	0,38

Tabela 6.1 - Dados observacionais

(1975), transformando-a numa distribuição de densidade superficial de metalicidade, dado que, como dissemos na seção 5.A, as quantidades referentes ao disco devem ser expressas em densidades superficiais (procedimento similar foi realizado por Rana (1991), que, entretanto, não utilizou o oxigênio). Esta transformação envolve a escolha de modelos para a estrutura vertical do disco e, como mostrou Sommer-Larsen, a distribuição resultante depende significativamente do modelo escolhido, e uma correção deste tipo não pode ser negligenciada.

Embora as distribuições de metalicidade de Pagel (1989a) e Sommer-Larsen (1991) sejam largamente utilizadas, não há ainda uma boa amostra que permita testar rigorosamente os modelos. Rana & Basu (1990) indicam que a função de massa atual (vide seção 4.A) de Rana (1987) prediz a existência de 9790 anãs G no volume que contém a amostra de Pagel (1989a), com apenas 132 estrelas. Ainda, há uma grande dispersão na relação $[O/H] \times [Fe/H]$ (Nissen & Edvardsson 1992), de maneira que a conversão de $[Fe/H]$ para

[O/H] acima mencionada pode não ser realista. Um levantamento mais completo de anãs G na vizinhança solar será de inestimável valor para a construção de uma distribuição de metalicidade empírica mais confiável.

Ao longo deste trabalho comparamos as distribuições previstas por diversos modelos apresentados com dados da tabela 2 de Pagel (1989a), que reproduzimos nas duas primeiras colunas da tabela 6.1.

Pagel assume que $Z \propto (O/H)/(O/H)_{\odot}$, isto é, que a metalicidade é indicada pela abundância de oxigênio (em relação à abundância solar). Por isso, tomamos a metalicidade atual $Z_1 = 1,19Z_{\odot}$, que corresponde ao valor médio do intervalo de maiores metalicidades na primeira coluna da tabela 6.1.

Os pontos da DCM observada correspondem à divisão do número de estrelas com metalicidade menor ou igual que um valor Z dado, $\Delta N(\leq Z)$ pelo número total de estrelas da amostra $N = 132$, para cada valor de Z . Os valores são mostrados na quinta coluna da tabela 6.1. Obviamente, o resultado é normalizado, tal que $\Delta N(\leq Z_1)/N = 1$.

Os pontos da DDM observada correspondem a $\Delta N/[N \Delta (O/H)]$, onde ΔN é o número de estrelas contidas no intervalo de abundância $\Delta(O/H)$. Os valores são mostrados na sexta coluna da tabela 6.1.

Neste ponto gostaríamos de destacar três trabalhos nos quais se discute a legitimidade dos dados.

Hearnshaw (1974) observou que se utilizarmos a abundância de carbono como indicador de metalicidade (em lugar da do ferro, que fora usada pelos demais autores), obteremos uma distribuição de metalicidade que pode ser grosseiramente explicada pelo modelo simples. Este resultado sugere que o problema das anãs G foi criado apenas pelo método de obtenção da metalicidade. Como foi dito brevemente na seção 5.B, o ferro realmente não é um bom indicador de metalicidade quando se assume a ARI; entretanto, por razões semelhantes, podemos dizer o mesmo quanto ao carbono. Segundo Tinsley (1979), o carbono pode ser produzido tanto por estrelas de grande massa quanto por estrelas de massa intermediária. Deste ponto de vista, o fato das anãs G terem, nos argumentos de Hearnshaw, a baixa metalicidade prevista pelo modelo simples, pode facilmente ser explicada levando-se em conta que grande parte do carbono ainda não havia sido ejetada por

ocasião do nascimento das primeiras gerações estelares no disco.

No segundo dos trabalhos mencionados, Biermann & Biermann (1977) questionaram a representatividade das anãs G. Os autores tomam uma idade média para as anãs G de cerca de 12 Ganos. Em suas palavras, “para uma idade galáctica de 15 Ganos, apenas as estrelas K0 (...) e as mais posteriores podem ser testemunhas das fases primordiais da Galáxia, e as anãs G, normalmente usadas, são demasiadamente jovens”. Biermann & Biermann sugerem que não se observam anãs G pobres justamente por que elas seriam mais antigas e já teriam morrido. De fato, os tempos de vida de anãs G de população I são provavelmente maiores que a idade do disco galáctico. Entretanto, os tempos de vida de anãs G com baixa composição metálica podem ser menores do que esta idade. Isto se deve ao fato de que as estrelas pobres têm opacidades menores. Sendo a opacidade menor, o transporte de energia é mais eficiente e o tempo de vida estelar, mais curto. Neste caso, nas amostras observacionais de anãs G haveria uma ausência de estrelas pobres, que já teriam morrido. Entretanto, Mould (1978) observou a ausência de estrelas pobres numa amostra de anãs M. Rana & Basu (1990) também encontraram um “problema das anãs G” numa amostra de anãs K. Isso nos leva a concluir que o argumento de Biermann & Biermann não tem, no momento, respaldo observacional.

No terceiro dos trabalhos mencionados, Bazan & Mathews (1990) investigaram o efeito da metalicidade sobre o tempo de vida estelar. Da mesma forma que no segundo trabalho mencionado acima, os autores afirmam que a hipótese de todas as anãs G já formadas no disco ainda estarem vivas deve ser considerada com reserva. Contudo, Meusinger & Stecklum (1992) argumentam que Bazan & Mathews definiram a amostra de anãs G por um intervalo de massas, e que tal amostra não pode ser comparada diretamente com os dados utilizados por Pagel (1989a) e outros. Meusinger & Stecklum (1992) investigaram a existência de distribuições de metalicidade tendenciosas devido à utilização de critérios de seleção fotométricos nas amostras de anãs G. O procedimento utilizado foi a comparação destas com amostras simuladas por um procedimento tipo Monte Carlo, utilizando uma combinação de modelos de evolução química e estelar. Eles concluem que não há nenhuma tendência significativa que alivie o problema das anãs G.

6.B- Modelos com fluxo de gás

No modelo simples, o anel cilíndrico que contém o Sol é considerado um sistema fechado, isto é, sem fluxo de gás para dentro ou para fora. Entretanto, isto pode não ser realista. Oort (1970) mostrou que as nuvens de hidrogênio de alta velocidade observadas podem ser geradas por gás intergaláctico que se move na direção do disco galáctico. Isto indicaria uma taxa de *infall* não nula. De fato, é previsto um *infall* de gás para o disco nos modelos de evolução dinâmica da Galáxia, nos quais o disco é formado por colapso dissipativo da nuvem pré-galáctica. Além disto, a evolução química do halo pode ser explicada por um modelo no qual o gás é removido das regiões de formação estelar (Hartwick 1976); esta massa poderia ser parcialmente acrescida ao disco e, novamente, haveria o *infall*. Estes argumentos levam a crer que a hipótese de um sistema fechado não é adequada para modelar o sistema.

O *infall* produz dois efeitos interessantes na evolução química:

- i) o *infall* contínuo de material pobre [ou, com Z_f muito pequeno; eq. (5.9)] promove uma diluição na abundância média do meio interestelar. Este efeito pode explicar o lento enriquecimento do meio interestelar;
- ii) no caso de um *infall* não desprezível, o disco galáctico teria uma massa total primordial muitas vezes menor que a sua massa atual. Assim, haveria poucas estrelas iniciais no disco. Com o passar do tempo, a massa do disco e a metalicidade do gás cresceriam concomitantemente à formação de novas estrelas, mas as únicas estrelas pobres seriam as poucas iniciais. Isto pode explicar o problema das anãs G.

O *infall* é, reconhecidamente, um dos processos mais plausíveis cogitados para explicar a evolução das abundâncias na vizinhança solar (Pagel 1989b; Matteucci & François 1989). Por isso, a literatura contém um vasto número de modelos de *infall*. Aqui vamos comentar apenas três modelos analíticos que consideramos os mais importantes: o *infall* de Larson (1972), o *infall* de Lynden-Bell (1975) e o modelo de duas zonas de Ostriker & Thuan (1975). Como referência, o leitor poderá recorrer, entre outras, às seguintes fontes: Chiosi (1980); Vader & de Jong (1981); Lacey & Fall (1983); Clayton (1984, 1985a,b) e Tosi (1988b).

6.B.α) O *infall* de Larson

O primeiro modelo de *infall* para a evolução química da vizinhança solar foi desenvolvido por Larson (1972). Larson supôs uma taxa de formação estelar, ψ , balanceada por uma taxa de *infall*, f , tal que $f \approx (1 - R)\psi$, onde R é a fração de retorno de massa (seção 5.B). Neste caso, assumindo uma taxa de *outflow* $O(t) = 0$ e a ARI, as equações básicas de evolução química (5.5), (5.13), (5.14) e (5.17) ficam

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}(t) = [1 - R]\psi(t); \quad (6.1)$$

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_G(t) = 0 \quad (6.2)$$

e, portanto, \mathcal{M}_G é constante;

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_S(t) = [1 - R]\psi(t); \quad (6.3)$$

e

$$\mathcal{M}_G \frac{d}{dt} Z(t) = [Z_f(t) - Z(t)][1 - R]\psi(t) + y[1 - R]\psi(t). \quad (6.4)$$

Dividindo a eq. (6.4) por (6.1), temos que

$$\mathcal{M}_G \frac{d}{d\mathcal{M}} Z = (Z_f - Z) + y,$$

ou

$$\frac{dZ}{(Z_f - Z) + y} = \frac{d\mathcal{M}}{\mathcal{M}_G}. \quad (6.5)$$

Tomando y constante, a solução de (6.5) depende de Z_f . Larson supôs Z_f constante, preferencialmente nula. Tinsley (1975a) encontrou uma outra solução supondo $Z_f = bZ$, onde b é uma constante.

No primeiro caso, Z_f constante, a solução de (6.5) é

$$Z - Z_f = y(1 - e^{-\nu}), \quad (6.6)$$

onde ν é a razão entre a massa que foi acrescida e a massa inicial do disco

$$\nu \equiv \frac{M - M_0}{M_0} = \frac{M - M_G}{M_G} = \mu^{-1} - 1. \quad (6.7)$$

O infall produz um equilíbrio entre a taxa de formação estelar e a taxa de enriquecimento do meio interestelar. Ao contrário do modelo simples, temos o valor assintótico $Z = y + Z_f$ quando $\mu \rightarrow 0$.

Usando um raciocínio semelhante ao utilizado no ítem 5.C, para a obtenção da distribuição de metalicidade do modelo simples a partir da eq. (5.22) [que como a eq. (6.6), também relaciona Z com μ], é possível mostrar que a DCM deste modelo é

$$S(Z) = \frac{1 - \left[1 + \ln \left| 1 - \frac{(Z - Z_f)}{(Z_1 - Z_f)} (1 - \exp[\mu_1^{-1} - 1]) \right| \right]^{-1}}{1 - \mu_1}. \quad (6.8)$$

No segundo caso, com $Z_f = bZ$, a solução de (6.5) é

$$Z = -\frac{1}{1-b}(y - e^{(b-1)\nu}), \quad (6.9)$$

e a DCM é

$$S(Z) = \frac{1 - \left[1 + \frac{1}{1-b} \ln |(b-1)(Z - Z_1) + \exp[(b-1)\nu_1]| \right]^{-1}}{1 - \mu_1}. \quad (6.10)$$

Na figura 6.1 apresentamos uma comparação entre as previsões do modelo de *infall* de Larson para o caso de Z_f nula. Como se pode ver, no *infall* de Larson há uma drástica falta de estrelas pobres, e a grande maioria das estrelas teria metalicidade Z_1 que, no modelo, é aproximadamente igual a y . Supor Z_f não nula ou, como no segundo caso, proporcional a Z não produz efeitos globais significativos, a não ser um ligeiro aumento no número de estrelas pobres. Entretanto, Tosi (1988b) indica que há um limite superior para o valor de Z_f que é de $0,4 Z_\odot$. Uma metalicidade maior para o *infall* é incompatível com as razões de abundância e gradientes de metalicidade observados no disco.

O modelo de Larson é um caso extremo de *infall* (Clayton 1985b). Modelos com taxas de *infall* mais realistas reproduzem satisfatoriamente os dados observacionais das anãs G. Um exemplo destes modelos é o que se segue.

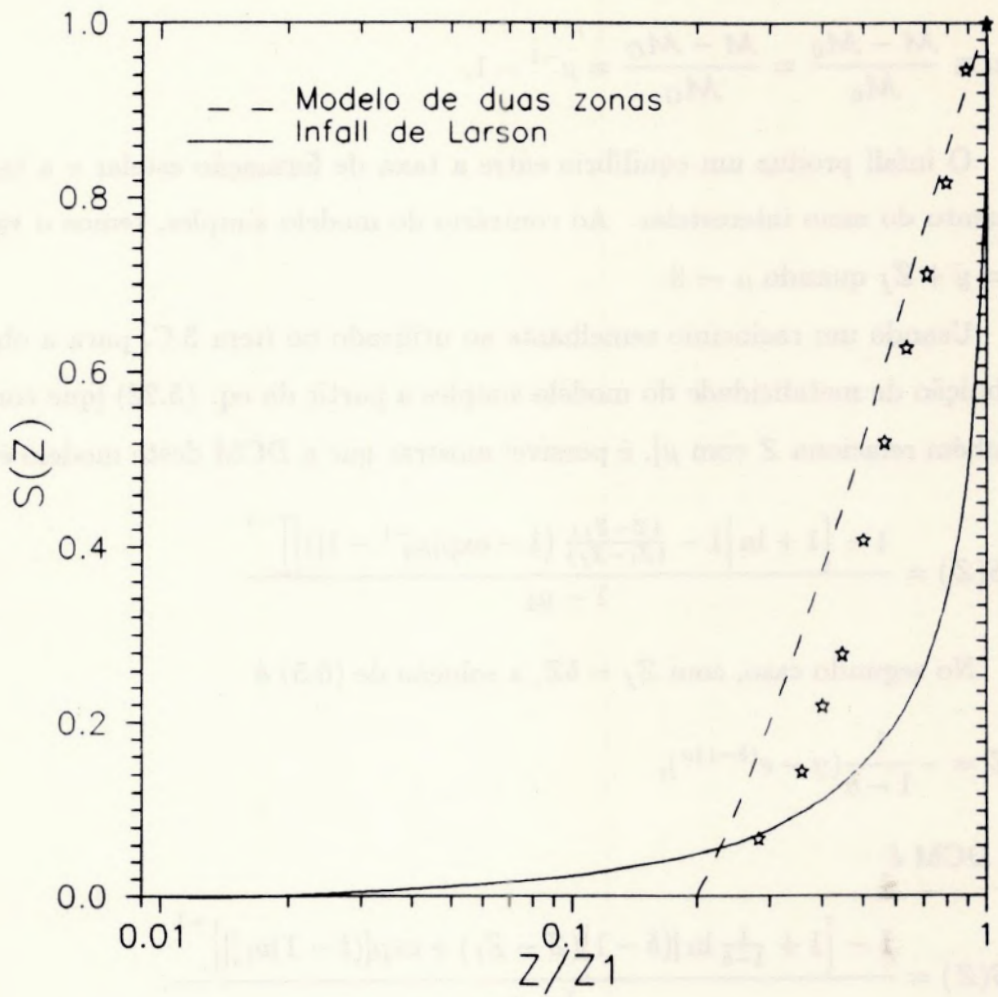


Fig.6.1- Distribuição de metalicidade para os modelos do infall de Larson (com $Z_f = 0$) e o de duas zonas (com $c = 0,5$ e $Z_0 = 0,2$).

6.B.β) O infall de Lynden-Bell

Considere a eq. (5.20), na qual

$$\frac{d}{dt} M_G(t) Z(t) = [y - Z(t)][1 - R]\psi(t), \quad (6.11)$$

que dividida por (5.14) fica

$$\frac{dM_G Z}{dM_S} = y - Z. \quad (6.12)$$

Esta equação torna-se muito conveniente, se escrevermos M_G em função de M_S , e

não de t . Assim, resolvendo a equação acima temos

$$\frac{d}{d\mathcal{M}_S} \left[Z \mathcal{M}_G \exp \left(\int^{\mathcal{M}_S} \frac{d\mathcal{M}_S}{\mathcal{M}_G} \right) \right] = y \exp \int^{\mathcal{M}_S} \frac{d\mathcal{M}_S}{\mathcal{M}_G}, \quad (6.13)$$

que, para y constante, nos leva a

$$Z = \frac{y}{\mathcal{M}_G} \exp \left[- \int^{\mathcal{M}_S} \frac{d\mathcal{M}_S}{\mathcal{M}_G} \right] \int^{\mathcal{M}_S} \exp \left(\int^{\mathcal{M}_S} \frac{d\mathcal{M}_S}{\mathcal{M}_G} \right) d\mathcal{M}_S. \quad (6.14)$$

Devido ao *infall*, espera-se que o sistema possua uma massa assintótica, \mathcal{M}_∞ , após um longo tempo, e que quando a massa estiver quase toda na forma estelar, $\mathcal{M}_G \approx \mathcal{M}_\infty - \mathcal{M}_S$. Também é razoável assumir que \mathcal{M}_G é inicialmente nula ou muito pequena, que irá atingir um máximo e, finalmente, que irá se aproximar de zero quando $\mathcal{M}_S \rightarrow \mathcal{M}_\infty$. Segundo Lynden-Bell (1975), a mais simples parametrização que possui estas características é

$$\mathcal{M}_G(\mathcal{M}_S) = \left(\frac{\mathcal{M}_S + \Gamma}{\mathcal{M}_\infty + \Gamma} \right) (\mathcal{M}_\infty - \mathcal{M}_S), \quad (6.15)$$

onde $\Gamma = [\mathcal{M}_G(0)\mathcal{M}_\infty]/[\mathcal{M}_\infty - \mathcal{M}_G(0)]$, tal que se $\mathcal{M}_G(0) \ll \mathcal{M}_\infty$, então $\Gamma \approx \mathcal{M}_G(0)$.

Neste formalismo, a taxa de *infall* é

$$f(t) = \frac{d}{dt}(\mathcal{M}_G + \mathcal{M}_S) = \frac{2(\mathcal{M}_\infty - \mathcal{M}_S)}{(\mathcal{M}_\infty + \Gamma)}(1 - R)\psi(t), \quad (6.16)$$

que obviamente tende a zero quando $\mathcal{M}_S \rightarrow \mathcal{M}_\infty$.

Agora, substituindo a eq. (6.15) em (6.14), e integrando, temos que

$$Z = y \left(\frac{\mathcal{M}_\infty + \Gamma}{\mathcal{M}_S + \Gamma} \right)^2 \left[\ln \left(1 - \frac{\mathcal{M}_S}{\mathcal{M}_\infty} \right)^{-1} - \frac{\mathcal{M}_S}{\Gamma + \mathcal{M}_\infty} \right]. \quad (6.17a)$$

É muito interessante notar a diferença entre esta equação e a (5.22). Em particular, para $\mathcal{M}_S \approx \mathcal{M}_\infty$, e $\mathcal{M}_\infty \gg \Gamma$, temos

$$Z \approx y[\ln \mu^{-1} - 1]. \quad (6.17b)$$

Na figura 6.2 mostramos o comportamento de Z , em função de $\mathcal{M}_S/\mathcal{M}_\infty$, para $\Gamma/\mathcal{M}_\infty = 0,2$. Podemos ver claramente que há um rápido crescimento de Z , quando

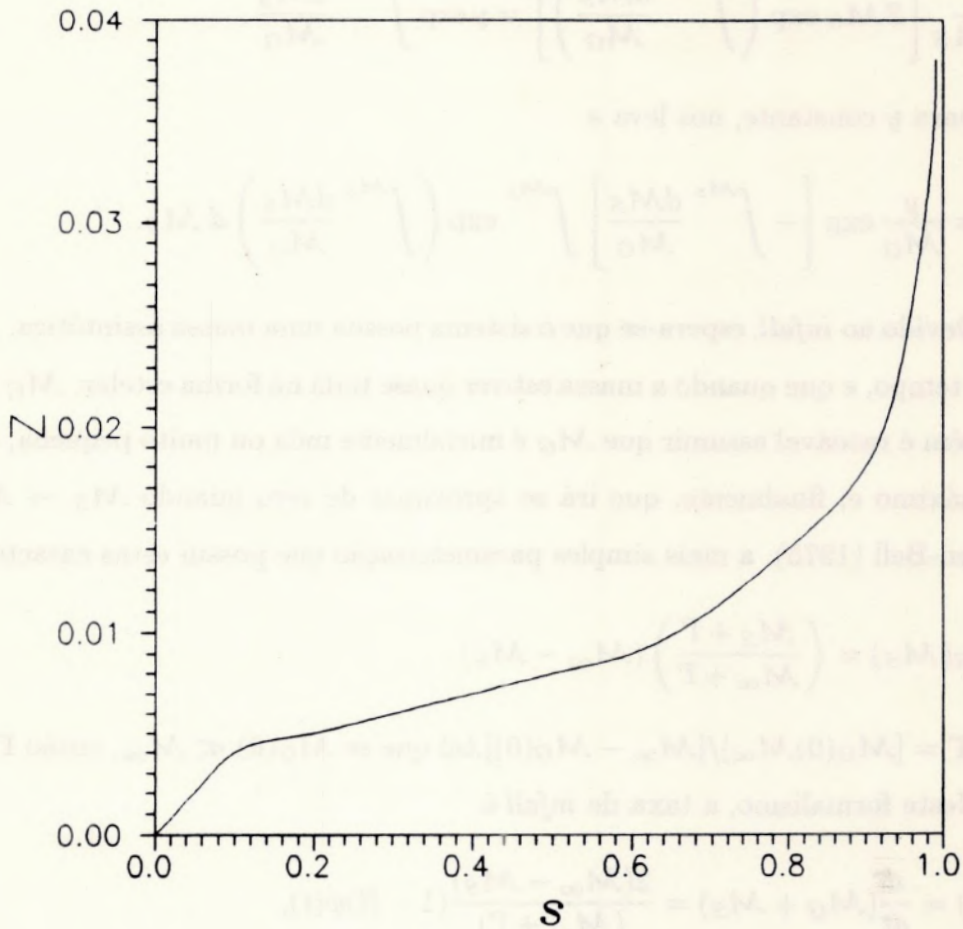


Fig.6.2- O comportamento de Z no modelo de Lynden-Bell, para $\Gamma/M_{\infty} = 0,2$. No gráfico, S indica M_S/M_{∞} . Podemos ver claramente que há um rápido crescimento de Z , quando a massa total das estrelas ainda não é muito grande. Isto explicaria o problema das anãs G.

a massa total das estrelas ainda não é muito grande. Isto explicaria o problema das anãs G.

O modelo de *infall* de Lynden-Bell não possui uma DCM analítica. Os cálculos para a DCM deste modelo são um pouco trabalhosos e não serão apresentados aqui. O leitor interessado pode recorrer ao artigo original, ou a Pagel (1989a).

6.B.γ) O modelo de duas zonas

O *infall* de Larson (item 6.B.α) é um exemplo, embora extremo, de como o *infall* pode

influenciar a evolução química de um sistema. Um modelo de *infall* mais realista é o proposto por Ostriker & Thuan (1975), no qual a evolução do disco é fortemente influenciada pela evolução do halo, o chamada modelo de duas zonas. No modelo de duas zonas, as estrelas de grande massa do halo evoluem rapidamente, antes do início da formação estelar do disco. O material ejetado por estas estrelas mistura-se ao gás primordial, enriquecendo-o. Desta forma, se o disco for uma estrutura parcialmente ou totalmente secundária, isto é, formada pela matéria que deixa o halo, nascerão pouquíssimas estrelas pobres no disco. Ainda, a evolução de halo prossegue, simultânea à do disco. Depois de um certo tempo, as estrelas de massa intermediária do halo vão começar a morrer. A ejeção destas estrelas contém pouco metal, e o gás que flui para o disco será relativamente pobre. Isto vai gerar uma diluição da metalicidade no disco.

Tinsley (1975a) formulou as equações analíticas deste modelo. Seja a massa inicial do disco $\mathcal{M}(0) = \mathcal{M}_G(0) = c\mathcal{M}(T_G)$, onde \mathcal{M}_G é a massa de gás do disco, e c é uma constante. A ejeção das estrelas de grande massa do halo produz uma metalicidade inicial Z_0 no disco, e a ejeção das demais estrelas mais velhas do halo produz um *infall* posterior, $f = k\psi$, com $Z_f = 0$, onde k é uma constante. As equações básicas (5.5), (5.13) e (5.17) tornam-se

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}(t) = k\psi(t), \quad (6.18a)$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_G(t) = -[1 - R]\psi(t) + k\psi(t), \quad (6.18b)$$

e

$$\frac{d}{dt}Z(t)\mathcal{M}_G(t) = -Z(t)[1 - R]\psi(t) + y[1 - R]\psi(t). \quad (6.18c)$$

Dividindo (6.18b) por (6.18a), temos

$$\frac{d\mathcal{M}_G}{d\mathcal{M}} = \left[1 - \frac{1 - R}{k}\right], \quad (6.19)$$

cuja solução é

$$\frac{\mu_1 - c}{1 - c} = 1 - \frac{1 - R}{k}. \quad (6.20)$$

Por meio da eq. (6.20), que fornece k em termos de μ_1 , R e c , pode-se mostrar que a DCM deste modelo (Tinsley 1975a) é

$$S(Z) = \frac{c}{\mu_1 - c} \left(-1 + \left[\frac{Z_1 - Z}{Z_1 - Z_0} + \frac{Z - Z_0}{Z_1 - Z_0} \left(\frac{\mu_1}{c} \right)^{(1-c)(c-\mu_1)} \right]^{1/(1-c)(c-\mu_1)} \right). \quad (6.21)$$

Na figura 6.1, vemos as previsões teóricas deste modelo para o caso em que $c = 0,5$ e $Z_0 = 0,25Z_1$. O modelo de duas zonas reproduz os resultados satisfatoriamente.

6.B.δ) Fluxos radiais de gás

Há outros processos, que não o *infall*, que podem estar significativamente acrescentando a massa da vizinhança solar, ou mesmo tornando-a menor. Em particular, pode haver uma considerável troca de massa de gás entre os anéis cilíndricos que formam o disco (seção 5.A). O efeito destes fluxos radiais de gás foi investigado por Lacey & Fall (1985). Os autores assumem velocidades radiais $v_r \approx -(0,5 - 1) \text{ km s}^{-1}$, uma TFE que segue a regra de Schmidt (seção 4.B) e uma taxa de *infall* exponencialmente decrescente. Os resultados mostram que os fluxos radiais não podem, isoladamente, explicar o problema das anãs G. Entretanto, a combinação entre fluxos radiais e *infall* produz resultados satisfatórios. A inclusão de fluxos radiais reduz as escalas de tempo do *infall* que seriam necessárias para o ajuste dos dados, caso tais fluxos não fossem considerados. Isto, em certos casos, pode reduzir em uma ordem de grandeza a taxa de *infall* atual necessária ao ajuste.

No modelo de evolução de um disco galáctico com viscosidade de Sommer-Larsen & Yoshii (1990), também é necessária uma combinação entre *infall* e fluxos radiais para explicar o problema das anãs G.

Outro modelo, associado a fluxos radiais de gás, foi desenvolvido por Battaner *et al.* (1989). A existência de um anel de gás entre 5 e 8 kpc do centro galáctico em nossa galáxia (Sanders *et al.* 1984), bem como em outras galáxias espirais, sugere que esta estrutura seja estável. Battaner *et al.* supõem que a massa de gás deste anel tem-se mantido constante devido a fluxos radiais de gás, da região interna a 5 kpc, gerados pela ação combinada de campos magnéticos e da viscosidade. Eles mostraram que, atualmente, a massa de gás que cruzaria a fronteira interior deste anel, por unidade de tempo, devido ao efeito do campo magnético galáctico, é da mesma ordem de grandeza da taxa de formação estelar.

Este equilíbrio entre a TFE e a taxa de crescimento de massa ao anel gasoso, mantém aproximadamente constante a massa total de gás no anel. Se assumirmos que a formação de estrelas ocorre predominantemente no anel gasoso (Tinsley 1980), tal suposição explica porque a TFE tem se mantido aproximadamente constante no tempo (seção 4.B). Entretanto, neste caso, a distribuição de estrelas deveria ser anular, o que não é observado. Segundo Battaner *et al.*, uma explicação seria a de que as estrelas se acumulam no anel gasoso, mas tendem a migrar para a região interna a 5 kpc de distância galactocêntrica. Este fluxo de estrelas para o centro seria causado pela viscosidade do sistema estelar. Isto explicaria também porque é observado um grande número de estrelas na direção do centro galáctico. Em particular, as estrelas mais antigas estariam representadas atualmente, neste anel, por pouquíssimas estrelas, pois a maioria já teria migrado para a região interna do disco. Para os autores, isto poderia explicar a falta de anãs G pobres na vizinhança solar. Battaner *et al.* apresentam um modelo muito simplificado que mostra estes efeitos. O mecanismo proposto é muito interessante, e novas investigações, com suposições mais realistas, poderão mostrar a dimensão dos efeitos propostos. Entretanto, o sol situa-se além do anel gasoso, à cerca de 8,5-10 kpc, e a solução apresentada para o problema das anãs G na vizinhança solar deve ser encarada tão somente como uma extrapolação da solução para um suposto "problema das anãs G" no anel gasoso.

6.C- Modelos com função de massa variável ou bimodal

6.C.α) O *yield* variável

O primeiro trabalho relativo ao problema das anãs G (Schmidt 1963) colocou em questão a constância da taxa de produção de metais [ver eq. (5.16)]. Schmidt supôs que a taxa de produção foi maior no passado, e levaria a um rápido enriquecimento do gás. Isto contornaria a falta de estrelas pobres. Para que a taxa de produção tenha sido maior no passado, é necessário uma FMI primordial para a qual a formação de estrelas de grande massa seja mais freqüente. Uma solução analítica, mostrando este efeito, foi encontrada por Pagel & Patchett (1975).

A hipótese de Schmidt estabelece que $\psi \propto \mu^n$ (regra de Schmidt para a taxa de formação estelar, seção 4.B) para estrelas com massa $M < 1M_{\odot}$. No caso de estrelas com

massa maior, o expoente n deve ser substituído por n' , que depende da massa da estrela:

$$n' = n + q \log M, \quad (6.22)$$

onde q é uma constante positiva. Assim teremos

$$\begin{aligned} \psi(t) &= \mu^n, & \text{para } M \leq 1M_{\odot} \\ &\mu^{n+q \log M}, & \text{para } M > 1M_{\odot}. \end{aligned} \quad (6.23)$$

Uma vez que a maior parte da massa de estrelas recém formadas é devido às estrelas com $M \leq 1M_{\odot}$, pode-se assumir uma taxa de formação estelar global aproximadamente igual a μ^n , e uma fração de estrelas formadas com massa M ($M > 1M_{\odot}$) igual a $\mu^{q \log M}$. Neste caso, o *yield*, y [eq. (5.16)], constante nas seções 5.C e 6.B, deve ser substituído por um *yield* variável y' tal que

$$y' = y \mu^{q \langle \log M \rangle} \equiv \frac{1}{(1-R)} \int_{M_i}^{M_{max}} MP_{ZM} \frac{\psi(t - \tau_M)}{\psi(t)} \phi(M) dM, \quad (6.24)$$

onde $\langle \log M \rangle$ é uma média ponderada das massas estelares que realizam nucleossíntese explosiva. $\langle \log M \rangle \approx 1$ é sugerido por Searle (1972), segundo informação de Pagel & Patchett (1975). Então $y' \approx y \mu^q$. Substituindo este valor em (5.21), temos

$$\begin{aligned} dZ &= -y \mu^q d(\ln M_G) = -y \frac{M_G^q}{M^q} \frac{dM_G}{M_G} \\ &= -y \frac{M_G^{q-1}}{M^q} dM_G, \end{aligned} \quad (6.25)$$

cuja solução é

$$Z = \frac{y}{q} (1 - \mu^q). \quad (6.26)$$

A DCM é encontrada por método análogo ao utilizado, por exemplo, no seção 5.C. A relação entre μ e Z é

$$\mu = \left[1 - \frac{Zq}{y} \right]^{1/q}. \quad (6.27)$$

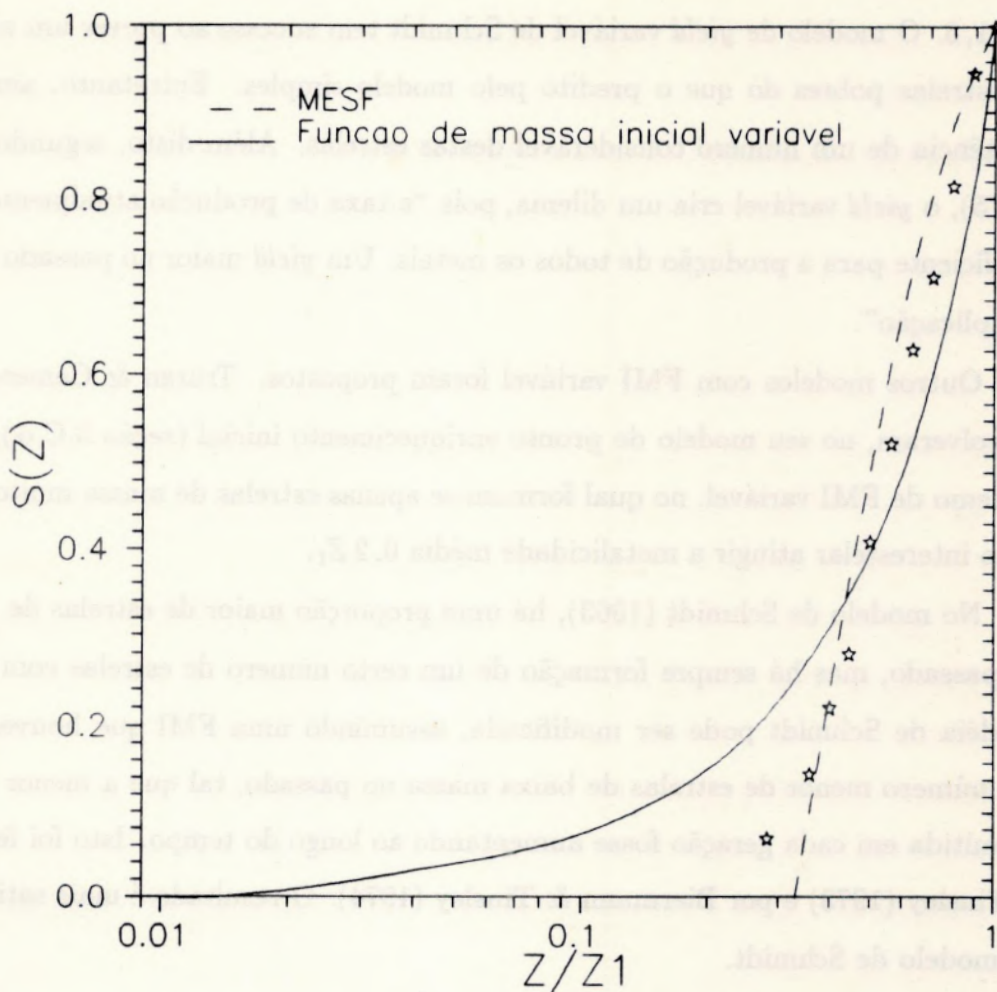


Fig.6.3- Distribuição cumulativa de metalicidade para os modelos de função de massa inicial variável de Schmidt (1963) e de formação de estrelas em regiões super-metálicas.

O *yield* pode ser eliminado por meio da relação $Z_1 = y(1 - \mu_1^q)/q$, donde temos

$$y = Z_1 q (1 - \mu_1^q)^{-1}. \tag{6.28}$$

Substituindo (6.28) em (6.27), e depois substituindo o resultado em (5.23), temos

$$S(Z) = \frac{1 - \left[1 - \frac{Z}{Z_1} (1 - \mu_1^q)\right]^{1/q}}{1 - \mu_1}, \tag{6.29}$$

para a qual temos a seguinte DDM:

$$\frac{d}{dZ} S(Z) = \frac{\left[1 - \frac{Z}{Z_1} (1 - \mu_1^q)\right]^{(1-q)/q} \cdot (1 - \mu_1^q)}{Z_1 q (1 - \mu_1)}. \tag{6.30}$$

Na figura 6.3, mostramos a curva predita pelo modelo acima, para o caso em que $q = 1,5$. O modelo de *yield* variável de Schmidt tem sucesso ao prever um número menor de estrelas pobres do que o predito pelo modelo simples. Entretanto, ainda postula a existência de um número considerável destas estrelas. Além disto, segundo Lynden-Bell (1975), o *yield* variável cria um dilema, pois “a taxa de produção atualmente considerada é suficiente para a produção de todos os metais. Um *yield* maior no passado torna-se uma complicação”.

Outros modelos com FMI variável foram propostos. Truran & Cameron (1971) desenvolveram, no seu modelo de pronto enriquecimento inicial (seção 5.C.α), um exemplo extremo de FMI variável, no qual formam-se apenas estrelas de massa muito grande até o meio interestelar atingir a metalicidade média $0,2 Z_1$.

No modelo de Schmidt (1963), há uma proporção maior de estrelas de grande massa no passado, mas há sempre formação de um certo número de estrelas com baixa massa. A idéia de Schmidt pode ser modificada, assumindo uma FMI que houvesse produzido um número menor de estrelas de baixa massa no passado, tal que a menor massa estelar permitida em cada geração fosse aumentando ao longo do tempo. Isto foi feito por Quirk & Tinsley (1973) e por Biermann & Tinsley (1974). O resultado é mais satisfatório que o do modelo de Schmidt.

Como foi comentado no item 5.C.α, há indícios de que se formam preferencialmente estrelas de grande massa a partir de um gás pobre. Não há, entretanto, indicações seguras de que a FMI tenha variado com a eficiência assumida nos modelos acima (Tinsley 1980).

Uma FMI que favorece a formação de estrelas de grande massa no passado também é postulada por Hamann & Ferland (1992), a partir do estudo da evolução química de quasares com alto desvio para o vermelho. Embora alertando que as incertezas em seu modelo são difíceis de serem determinadas, as altas metalicidades encontradas nestes objetos requerem uma rápida evolução química. Como os quasares com alto desvio para o vermelho são condensações de massa que ocorreram nos primórdios da história do Universo, e possivelmente são os precursores das atuais galáxias, este cenário pode sugerir que uma FMI mais rica em estrelas de grande massa pode ser uma característica inerente à evolução primordial das galáxias.

6.C.β) Bimodalidade na formação estelar

A bimodalidade da FMI foi proposta inicialmente por Larson (1986), como explicação para as discontinuidades encontradas na FMI de Scalo (1986). Se a formação de estrelas com grandes e baixas massas ocorrem em diferentes regiões e sob diferentes condições físicas, que variam temporal e espacialmente, a FMI resultante seria bimodal. O modelo de Larson prevê uma TFE fortemente decrescente para estrelas de grande massa e uma TFE aproximadamente constante para as demais estrelas. Isto levaria à formação de um maior número de estrelas de grande massa, em relação ao das de baixa massa, no início do disco, e poderia causar a variação do *yield*, que Schmidt supôs ser uma solução para o problema das anãs G. O modelo de Larson reproduz diversas características da Galáxia, entre as quais o problema da matéria escura local, que poderia ser explicada pela presença de um grande número de remanescentes estelares produzidos pela morte das primeiras gerações de estrelas. O modelo prevê que a maior parte destes remanescentes são anãs brancas. Há, entretanto, uma grande falta de anãs brancas na vizinhança solar, comparativamente às previsões do modelo. Além disso, François *et al.* (1990) mostraram que um modelo com o *yield* variável devido à bimodalidade da FMI não reproduz satisfatoriamente a distribuição de metalicidade da vizinhança solar.

Uma alternativa para estes problemas foi encontrada por Olive (1986). Olive combinou a bimodalidade da FMI com a sugestão de Matteucci & Tornambè (1985) e Tornambè & Matteucci (1985), de que as estrelas, com massas $\approx 2 - 4M_{\odot}$, e com $Z = 0$, não geram anãs brancas, mas sofrem deflagração do carbono e produzem supernovas de tipo $I\frac{1}{2}$ (ítem 2.B.β). Tais supernovas podem ejetar até $1,4M_{\odot}$ em metais. Se isto realmente ocorreu, o número de anãs brancas na vizinhança solar não seria tão grande quanto o que Larson (1986) previu. Este modelo também tem a virtude de apresentar naturalmente um mecanismo para a produção de uma metalicidade inicial no disco. As supernovas teriam aumentado muito a metalicidade do gás numa curta escala de tempo, o que explicaria a falta de estrelas pobres.

6.D- A não homogeneidade química do meio interestelar

A homogeneidade química do meio interestelar durante a evolução temporal do disco

é uma suposição muito simplificada. Há indícios de uma dispersão entre 10% e 20% em $\log Z$ para estrelas com a mesma idade (Hearnshaw 1972, Twarog 1980, Pagel 1989a, Rana & Basu 1992). Como a distribuição de metalicidade destas estrelas pode ser ajustada razoavelmente bem por uma gaussiana com desvio médio de 20% (Pagel & Patchett 1975), esta dispersão de metalicidades pode mascarar o contínuo crescimento da metalicidade, predito em diversos modelos de evolução química (Lambert 1988). A simplificação de que os produtos da nucleossíntese estelar são eficientemente misturados ao gás deve ser reconsiderada. Cunha & Lambert (1992) mostraram, pela análise da abundância de oxigênio em estrelas B da seqüência principal na associação de Órion, que regiões de formação estelar podem experimentar um auto-enriquecimento, devido à ejeção das estrelas de massa muito grande. Este processo de auto-enriquecimento, que ocorre em escalas de tempo de poucos milhões de anos, pode ser responsável pela grande dispersão na relação idade-metalicidade inferida no disco galáctico, a partir da anãs F e G, cujos tempos de vida são medidos em bilhões de anos.

6.D.α) A formação de estrelas em regiões super-metálicas

Talbot & Arnett (1973) assumem que o meio interestelar não é quimicamente homogêneo e que as estrelas se formam preferencialmente em regiões com metalicidade acima da média, isto constitui a hipótese fundamental do chamado modelo MESF (*Metal Enhanced Star Formation*). O efeito deste processo é a diminuição do número de estrelas pobres na vizinhança solar. Segundo Tinsley (1975a), este modelo pode ser representado analiticamente supondo que as estrelas se formam em regiões com metalicidade $Z' = \bar{Z} + a$, onde a é uma constante e \bar{Z} é a metalicidade média do gás em cada época. As equações são as mesmas do modelo simples (seção 5.C), com exceção da (5.20), que se torna

$$\frac{d}{dt} \bar{Z}(t) \mathcal{M}_G(t) = -Z'(t)[1 - R]\psi(t) + y[1 - R]\psi(t). \quad (6.31)$$

E a DCM para este modelo será

$$S(Z) = \frac{1 - \mu_1^{(Z' - a)/Z_1}}{1 - \mu_1}. \quad (6.32)$$

Na figura 6.3, comparamos os resultados obtidos, a partir de (6.32), com os dados de Pagel (1989a; ver seção 6.A), para o caso em que $a = 0,33 Z_1$. A concordância é satisfatória.

Entretanto, Tinsley (1975a, 1980) alerta para o fato de que não há evidências observacionais que suportem o alto valor de a . A formação de estrelas em regiões supermetálicas pode ocorrer, porque em um meio quimicamente não homogêneo, as nuvens mais ricas são mais vulneráveis ao colapso (Talbot 1974). Entretanto, não há certeza de que tais efeitos sejam tão eficientes a ponto de tornar Z' muito maior que o valor médio \bar{Z} .

Uma variante ao modelo MESF foi idealizada por Talbot (1974), que assumiu a dependente de \bar{Z} . As equações analíticas foram encontradas por Pagel & Patchett (1975).

A relação entre a e \bar{Z} do trabalho de Talbot (1974) é

$$a = Z' - \bar{Z} \approx c \sqrt{\frac{\bar{Z}}{y}}, \quad (6.33)$$

onde c é uma constante.

Substituindo (6.33) em (6.31), e resolvendo a equação resultante, temos que

$$\mu = \left(1 - c \sqrt{\frac{\bar{Z}}{y}}\right)^{2/c^2} \exp \left[\frac{2}{c} \sqrt{\frac{\bar{Z}}{y}} \right], \quad (6.34)$$

e novamente a DCM será dada pela equação (5.23), onde μ é dado por (6.34).

6.D.β) A correção para a dispersão de metalicidade

Tinsley (1975a) analisou o efeito da dispersão intrínseca de metalicidade numa dada época sobre a distribuição de metalicidade predita por diversos modelos. Recentemente, a idéia foi reconsiderada por Basu & Rana (1992b).

Assumindo que há uma dispersão σ_Z na distribuição de $\ln Z$ em cada época, a função distribuição de metalicidade das estrelas que nascem em t é

$$F(\ln Z, t) = \frac{1}{\sigma_Z \sqrt{2\pi}} \exp \left(- [\ln Z - \ln \bar{Z}(t)]^2 / 2\sigma_Z^2 \right), \quad (6.35)$$

onde \bar{Z} é a metalicidade média do meio interestelar. Pode-se mostrar que a fração de estrelas formadas com metalicidade $\leq Z$ é

$$S(Z) = \frac{1}{\sigma_Z \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\ln Z} d(\ln Z) \int_0^{T_G} \exp \left(- [\ln Z / \bar{Z}(t)]^2 / 2\sigma_Z^2 \right) \psi(t) dt. \quad (6.36)$$

Tinsley (1975) mostrou que, com as suposições acima, o ajuste de certos modelos melhora sensivelmente, inclusive o modelo de *infall* de Larson. Seu trabalho demonstra

que alguns modelos, tradicionalmente considerados sem sucesso na explicação do problema das anãs G, não podem ainda ser de todo descartados, devido a grande dispersão de valores de metalicidade numa dada época.

Como foi dito, os dados de Pagel (1989a) estão corrigidos para a dispersão de aproximadamente 20% devido a erros observacionais e à dispersão intrínseca na relação idade-metalicidade observada (seção 6.A). Entretanto, Basu & Rana (1992b) mostraram que os ajustes dos modelos analíticos são melhores mesmo quando os dados não corrigidos de Pagel são levados em consideração e as distribuições de metalicidades teóricas são dadas pela eq. (6.36), com $\sigma_Z = 0,2$. Em princípio, era de se esperar que os dois ajustes (o do caso não homogêneo para a amostra não corrigida, e o do caso homogêneo para a amostra corrigida) fornecessem resultados similares. Isto não ocorre e deve-se, principalmente, à suposição de uma distribuição de metalicidade gaussiana na correção de Pagel, enquanto que esta distribuição não é predita, necessariamente, pelos modelos.

6.E- Outros modelos

6.E.a) O tempo de travessia através da vizinhança solar

Mayor *et al.* (1977) investigaram o efeito do tempo de travessia (*crossing time*) das órbitas estelares através da vizinhança solar nas distribuições de idades estelares e de metalicidades observadas na vizinhança solar.

As órbitas das estrelas individuais do disco podem ser bem representadas por uma oscilação harmônica perpendicular ao plano galáctico e por um movimento "epicicloidal" no plano, em relação ao referencial local de repouso. Por isso, algumas das estrelas observadas numa esfera centrada no Sol não são estrelas da vizinhança solar, mas de outras regiões, e que se encontram momentaneamente atravessando-a. As estrelas antigas possuem, em geral, uma grande componente de velocidade perpendicular ao disco. Por isto, elas estão, em sua maioria, distantes do plano galáctico. Em particular, os autores concluem que este efeito não é significativo e não pode explicar o problema das anãs G.

6.E.β) Acrescimento de metais em estrelas antigas

Newman & Talbot (1976) propuseram um mecanismo no qual estrelas de tipo solar poderiam ter suas abundâncias fotosféricas aumentadas durante suas vidas devido ao

acrescimento (*accretion*) de densas nuvens interestelares. Deste modo, as estrelas iniciais do disco, originalmente pobres, apresentariam atualmente uma maior metalicidade.

Entretanto, Biermann & Biermann (1977) enumeraram alguns fatores que podem tornar este crescimento desprezível, entre os quais a presença de fortes ventos estelares em estrelas jovens de tipo solar.

6.E.γ) Perda de massa durante a seqüência principal

Willson *et al.* (1987) propuseram que as estrelas que, no diagrama HR, iniciam a queima do hidrogênio na posição onde a faixa de instabilidade das cefeidas intercepta a seqüência principal, podem perder uma fração significativa de suas massas durante as fases iniciais de suas vidas na seqüência principal. As estrelas afetadas desta forma incluem aquelas de tipo espectral de A até G iniciais, com massas iniciais entre $1,2-3M_{\odot}$.

Guzik & Struck-Marcell (1988) estudaram o efeito desta perda de massa nas distribuições de metalicidade de anãs F e G. O modelo é muito simplificado, mas conclui-se que este mecanismo influencia fortemente a distribuição de metalicidade de anãs F, e talvez também de anãs G iniciais, mas num grau menor.

6.F- Distribuição de metalicidade em outras regiões

O estudo da distribuição de metalicidade em outras regiões pode lançar luz sobre a história evolutiva do disco. Ainda não foi possível estudar detalhadamente a evolução das abundâncias em outros discos galácticos, a ponto de se ter distribuições de metalicidade para estes sistemas. Entretanto, dados observacionais relativos a outras regiões da nossa galáxia vêm tornando possível um estudo comparativo da evolução química de diferentes regiões. Comentaremos brevemente alguns dos resultados obtidos até agora.

6.F.α) Aglomerados globulares

O primeiro trabalho referente à distribuição de metalicidade no halo, através da distribuição dos aglomerados globulares, foi feito por Hartwick (1976). O autor obteve uma distribuição a partir de uma amostra de 60 aglomerados globulares pobres ($[Fe/H] \leq -0,75$). Esta distribuição mostrou-se muito diferente da distribuição observada para estrelas da vizinhança solar, no sentido de que ela possui muito mais estrelas pobres do que o número predito pelo modelo simples. Esta distribuição poderia ser ajustada por um

“modelo simples modificado”, no qual o *yield* fosse 13 vezes menor que o *yield* assumido para a vizinhança solar (para diferenciar os “*yields*”, Hartwick denominou o *yield* de ajuste de *yield* efetivo). Uma das causas para isto é que a FMI do halo deveria favorecer um número maior de estrelas de baixa massa, em relação à FMI da vizinhança solar. Entretanto, isto está em desacordo com as idéias apresentadas no item 6.B, de que a formação de estrelas de baixa massa é muito ineficiente a partir de um gás pobre, como o que formou o halo. Outra explicação para o baixo valor do *yield* efetivo proposta por Hartwick é a de que as regiões de formação estelar do halo tiveram sua massa continuamente removida, a uma taxa dez vezes maior que a TFE. Entretanto, Bond (1981) observou uma grande falta de estrelas pobres em relação ao modelo simples, o que indicaria que o halo também apresenta um “problema das anãs G”. Entretanto, posteriores levantamentos de estrelas pobres (Hartwick 1983; Beers *et al.* 1985) não confirmaram as conclusões de Bond.

Posteriormente, Bica & Pastoriza (1983) mostraram que a distribuição de metalicidade baseada na amostra de Hartwick, quando acrescida dos aglomerados globulares ricos, não pode ser reproduzida pelo modelo simples modificado.

A existência dos dois grupos distintos de aglomerados, ricos e pobres, é bem conhecida (Zinn 1985; Armandroff & Zinn 1988). Pagel (1987) mostrou que os dois grupos podem ser reproduzidos assumindo-se, como em Hartwick (1976), que o *yield* é menor que o *yield* da vizinhança solar. A distribuição de metalicidade do primeiro grupo, o dos aglomerados pobres ($[Fe/H] < -1$) é reproduzida por um modelo simples com *yield* efetivo de valor $0,025 Z_{\odot}$ (aproximadamente o valor postulado por Hartwick); enquanto que a distribuição do segundo grupo, de aglomerados ricos ($[Fe/H] \geq -1$), pode ser reproduzida por um modelo simples com *yield* efetivo no valor de $0,3 Z_{\odot}$. Por outro lado, a falta de aglomerados com $[Fe/H] < -2,6$ sugere a existência de um “problema das anãs G” no primeiro grupo, o dos aglomerados pobres, tornando necessária a suposição de um pequeno pronto enriquecimento inicial (item 5.C.α).

Isto foi igualmente notado por Laird *et al.* (1988). Os autores sugerem que não são observados aglomerados muito pobres porque eles podem ter sido destruídos, devido à fraca ligação gravitacional. Uma correlação entre a metalicidade e a energia de ligação do aglomerado poderia surgir devido ao fato de que regiões pouco densas têm maior dificuldade

em reter as ejeções das supernovas. Outra sugestão de Laird *et al.* é a de que os proto-aglomerados poderiam experimentar um certo auto-enriquecimento devido à ejeção de estrelas de massa muito grande formadas no próprio proto-aglomerado.

A história evolutiva do halo poderia ser caracterizada por duas fases, na primeira das quais formaram-se os aglomerados pobres, e na segunda, os aglomerados ricos. Os diferentes *yields* efetivos, necessários ao ajuste das distribuições de metalicidade de cada grupo, foram interpretados por Kumai *et al.* (1988) como resultantes de diferentes taxas de perda de massa nas regiões de formação estelar.

Kumai *et al.* (1988) desenvolveram um modelo analítico para explicar a distribuição de metalicidade de todos os aglomerados [considerando os dois grupos juntos, como fizeram Bica & Pastoriza (1983)]. Seu modelo caracteriza-se por dois estágios: no primeiro, há uma taxa de perda de massa dez vezes maior que a taxa de formação estelar [como em Hartwick (1976)], e termina no instante de tempo correspondente à $[Fe/H] = -0,8$, que é o valor, assumido pelos autores, como fronteira entre os dois grupos de aglomerados (ricos e pobres); no segundo estágio, a taxa de perda de massa é igual à taxa de formação estelar. O modelo ajusta-se bem aos dados. Entretanto há, também, uma falta de aglomerados pobres em relação à previsão do modelo. Dois resultados interessantes deste modelo são:

- i) a escala de tempo para o primeiro estágio é de 3×10^8 anos, que está em concordância com o tempo de queda livre da nuvem protogaláctica;
- ii) a escala de tempo para o segundo estágio é de 3 Ganos, aproximadamente igual à escala de tempo estimada para a contração da protogaláxia e a formação do disco (Larson 1976, Daido 1980) e com a escala de tempo do infall na vizinhança solar (Chiosi 1980).

Um modelo semelhante ao de Kumai *et al.* foi desenvolvido anteriormente por Gilmore & Wyse (1986), no qual os aglomerados ricos são membros do *disco grosso* (seção 5.A). As distribuições de metalicidade do sistema esferoidal e do disco grosso representadas, respectivamente, pelas distribuições dos aglomerados pobres e ricos, podem ser reproduzidas por taxas de *outflow* similares às de Kumai *et al.*

6.F.β) Estrelas de população II do campo

As observações atuais indicam que há estrelas de população II do campo extremamente

pobres, com $[Fe/H] < -3$ (Beers *et al.* 1985, e referências aí contidas). Isto indica que estrelas do campo pertencentes ao halo são diferentes das estrelas dos aglomerados globulares.

Uma distribuição de metalicidade de estrelas de população II do campo foi encontrada por Laird *et al.* (1988), a partir do levantamento de estrelas com movimentos próprios de Carney & Latham (1987). A amostra utilizada contém 180 estrelas. Contudo, os autores não descartaram a possibilidade de contaminação da amostra por um número reduzido de estrelas do disco grosso, que seriam cinematicamente indistinguíveis das do halo. O modelo simples não é capaz de reproduzir esta distribuição: há, na amostra, uma ligeira falta de estrelas pobres em relação ao modelo, bem como um excesso de estrelas ricas. Com isso, os autores supõem uma FMI primordial com um número de estrelas de baixa massa menor que o número gerado pela FMI atual (*cf.* Quirk & Tinsley 1973; veja também o item 6.B deste trabalho), para explicar a falta de estrelas pobres. Para explicar o excesso de estrelas ricas, Laird *et al.*, introduziram, no modelo, um *yield* efetivo dependente da metalicidade, como em Peimbert & Serrano (1982). Este último pode ser gerado supondo-se que:

- i) a FMI é variável, tal que o número de estrelas de grande massa que se condensam a partir do gás aumenta com o aumento da metalicidade;
- ii) a quantidade de massa perdida por regiões de formação estelar diminui com o tempo (i.e., com o aumento da metalicidade). Como vimos em 6.E.α, quanto maior é o *outflow*, menor o *yield* efetivo;
- iii) o *yield* aumenta devido à crescente contribuição de supernovas de tipo I. Como os progenitores dessas supernovas têm tempos de vida maiores que aqueles das estrelas que geram supernovas de tipo II, as ejeções das supernovas de tipo I só seriam importantes numa época posterior, quando a metalicidade já tivesse crescido.

Em particular, as hipóteses ii e iii parecem ser mais plausíveis. A hipótese iii poderia ser testada usando-se a sugestão de Tinsley (1977b) de que a abundância do oxigênio é mais adequada para o estudo do halo galáctico, de modo a evitar os efeitos da pseudo-deficiência de ferro causados pela ejeção posterior das SNs I (Tinsley 1979; ver também item 2.b.β).

6.F.γ) O bojo galáctico

O estudo da evolução química do bojo galáctico tornou-se possível graças à análise espectroscópica de gigantes na janela de Baade (*Baade's window*), uma região do céu que permite a observação direta do bojo. O trabalho pioneiro de Whitford & Rich (1983) encontrou gigantes K muito ricas nesta região ($[Fe/H] = 0,1$). Posteriormente, Rich [(1986, 1988), *apud* Matteucci & Brocato (1990)], numa amostra de 88 gigantes K, encontrou estrelas com $-1 < [Fe/H] < +1$ e um valor médio de $\langle [Fe/H] \rangle = +0,3$ (i.e., duas vezes o valor solar). As análises preliminares de Rich, mostraram que não há um “problema das anãs G” no bojo galáctico. Pagel (1987) mostrou que a distribuição de metalicidade da amostra de Rich (1986, 1988) poderia ser reproduzida por um modelo simples com *yield* efetivo no valor de $1,8 Z_{\odot}$. Pagel sugere duas hipóteses para um *yield* tão alto:

- i) $y = 1,8 Z_{\odot}$ representa o *yield* real universal, e os baixos *yields* efetivos encontrados no halo e na vizinhança solar são devidos à perda de gás enriquecido em ventos estelares e efeitos similares;
- ii) O *yield* é alto devido a uma FMI bimodal ou variável;

Um alto *yield* e uma FMI mais rica em estrelas de grande massa também são postulados para o bojo por Köppen & Arimoto (1989), bem como por Matteucci & Brocato (1990). Este último trabalho sugere que o bojo teve uma evolução rápida, em uma escala de tempo menor que 10^7 anos para o colapso, e uma taxa de formação estelar muito eficiente.

Recentemente, a amostra de estrelas para o bojo foi melhorada com os dados de 314 gigantes G e K, obtidos por Geisler & Friel (1992). A distribuição de metalicidade resultante desta amostra é compatível com as conclusões de Matteucci & Brocato, de que o bojo teve um rápido colapso e uma eficiente formação estelar.

6.G- Discussão

As distribuições de metalicidade de outras regiões da Galáxia não apresentam a ausência de estrelas pobres observadas na vizinhança solar. Isto indica que a explicação para o problema das anãs G pode estar nas particularidades da formação do disco (Pagel 1987).

Dos modelos apresentados, dois são particularmente interessantes: o do *infall* e o do

pronto enriquecimento. O enriquecimento devido a uma geração de estrelas pré-galácticas pode ter sido consideravelmente alto, dado que diversas evidências apontam para uma grande taxa de nascimento de estrelas de grande massa nos primórdios da Galáxia (seção 6.B). Igualmente, o *infall* é um processo que certamente teve muita influência na formação do disco e, conseqüentemente, na sua evolução. O fato da distribuição de metalicidade do halo poder ser explicada por um modelo com *outflow* de gás é um forte argumento para acreditarmos que houve um acoplamento entre a evolução do disco e do halo. Neste sentido, o modelo de duas zonas de Ostriker & Thuan (item 6.B.γ), que combina os efeitos do *infall* e do pronto enriquecimento, pode ser considerado como uma primeira tentativa mais realista para a descrição da evolução química da Galáxia como um todo.

Por outro lado, muitos modelos apresentados são também capazes de reproduzir os dados, por meio de uma sutil escolha dos parâmetros. Entretanto, alguns modelos foram aplicados apenas ao problema das anãs G, apesar da existência de diversos vínculos observacionais (François *et al.* 1990). Tal empreendimento é necessário para a discriminação dos efeitos que podem realmente influenciar a evolução química, dado que um modelo bom para explicar o problema das anãs G, deve ser igualmente bom para reproduzir outras características químicas da Galáxia. Dignos de menção são os trabalhos de Tinsley (1974, 1976, 1977a) que testam diversos modelos contra vários vínculos observacionais da vizinhança solar.

Apesar de todo o avanço na área observacional e da sofisticação teórica na modelagem da vizinhança solar, o problema das anãs G persiste, não pela falta de explicações, mas pelo excesso delas. Uma solução única ainda não foi estabelecida, e como mostrou Tosi (1988a), diversos conjuntos de parâmetros fornecem resultados satisfatórios e compatíveis com os dados.

Talvez, a dificuldade de estabelecimento de um processo físico dominante na evolução química da vizinhança solar deva-se justamente à inexistência deste processo. Segundo Tinsley (1974), os processos físicos nos quais se baseiam diversos dos modelos apresentados não são mutuamente exclusivos, e vários deles podem ter operado juntos para gerar a presente distribuição de elementos químicos observada na vizinhança solar.

Parte três O APRISIONAMENTO DE METAIS POR OBJETOS NÃO ESTELARES

7.4 - Os metais de transição de metais

O modelo que é desenvolvido a seguir tem em vista a classificação usual de objetos empregada na literatura, especificamente no artigo de A. J. Como sabemos, há os metais comuns, em geral, e os metais de transição e estelares. O argumento principal para isto é a similitude de metais das espécies. A diferença entre metais e gás, contudo, é tal, de modo que não há a mesma distribuição significativa na derivação de metais de transição por metais estelares em comparação aos dados observados. Portanto, esses metais não devem ser considerados em conjunto com os metais comuns.

Não há dúvida de que existem objetos que não são metais e que são classificados como metais. Aparentemente, a maioria dos objetos não metálicos são objetos estelares, e muitos de modo diverso de metais estelares, não há dúvida de que. Apesar disso, os metais comuns são objetos estelares e objetos comuns, e ambos são classificados independentemente sob uma ou outra designação, grande parte das vezes independentemente.

Não há dúvida de que existem objetos estelares, independentemente de sua natureza, que são classificados como metais estelares. Aparentemente, a maioria dos objetos estelares são objetos estelares, e muitos de modo diverso de metais estelares, não há dúvida de que. Apesar disso, os metais comuns são objetos estelares e objetos comuns, e ambos são classificados independentemente sob uma ou outra designação, grande parte das vezes independentemente.

Recentemente, Pettini et al. (1987) demonstraram um modelo onde metais comuns

FORMALISMO E DEFINIÇÕES

7.A- Os estados de condensação da matéria

O modelo que é desenvolvido a seguir baseia-se em uma ligeira inconsistência na classificação usual de objetos empregada na evolução química, apresentada na seção 5.A. Como havíamos dito, os autores assumem, em geral, apenas duas classes de objetos: gás e estrelas. O argumento principal para isto é a simplificação de muitas das equações. A fronteira entre estrelas e gás, contudo, é mal definida. Isto em si não acarreta dificuldades significativas na derivação teórica de quantidades que podem efetivamente ser comparadas aos dados observacionais. Entretanto, numa descrição mais rigorosa, torna-se necessário definir o que pode ou não ser considerado como estrela ou gás.

Nosso presente conhecimento torna claro que existem objetos para os quais a classificação acima é inadequada. Analisemos o caso das anãs marrons. Estes astros não realizam reações termonucleares, evoluindo de modo diverso do das estrelas; não fazem porém parte do gás. Apesar disto, as anãs marrons, bem como planetas e objetos menores, vêm sendo classificados indiscriminadamente sob uma ou outra designação, grande parte das vezes implicitamente.

Nossa proposta é a de reformular esta classificação, incorporando a ela uma nova classe de objetos, na qual as anãs marrons preservam sua identidade, que não é nem a de uma estrela, nem a do gás, mas a de um objeto não estelar. Ao explicitarmos esta classe, poderemos investigar diretamente o efeito destes objetos na evolução química. Como será mostrado, estes objetos não estelares podem ter desempenhado um papel fundamental na evolução química da vizinhança solar.

Recentemente, Ferrini *et al.* (1992) desenvolveram um modelo onde utilizam igual-

mente uma nova classificação de objetos. Eles exploram a conveniência da consideração de três estados de condensação (que chamam de *phases of aggregation*): o estado estelar, o estado remanescente e o estado gasoso (subdividido em gás difuso e nuvens interestelares). O uso desta classificação permitiu-lhes introduzir, nas equações do modelo, um mecanismo de retro-alimentação, mais consistente com os conhecimentos atuais de formação e evolução estelar.

Alguns trabalhos anteriores usam outros estados de condensação, embora não se utilizem desta terminologia. Schmidt (1959), e alguns autores que o seguiram, distinguiram estrelas de remanescentes condensados. Talbot e Arnett (1971), em sua equação para a conservação de massa total, observaram tal distinção, mas não desenvolveram a idéia no resto de seu artigo. Tinsley (1981) propôs novamente a distinção entre estrelas e remanescentes, alegando ser mais fácil comparar os dados de contagens estelares à teoria. Rana e Wilkinson (1986) seguiram o critério de contagem estelar (Tinsley 1981) e incluíram, entre os remanescentes, os demais objetos invisíveis (planetas, anãs frias, etc.) denominando-os de matéria escura. Devido ao critério de classificação utilizado, Rana & Wilkinson classificaram as anãs brancas como estrelas.

Assumimos os seguintes estados de condensação: estelar, de refugo e gasoso, que por sua vez estão associados, respectivamente, aos seguintes objetos galácticos:

- 1) *Estrela*, que é todo objeto que se forma com massa $M > M_{emi}$, que dará origem a uma trajetória no diagrama HR à esquerda do limite de Hayashi, sendo M_{emi} a massa inicial mínima para a ignição do hidrogênio;
- 2) *Refugo* (o já chamado objeto não estelar), subdividido nas subclasses:
 - 2a) *Remanescente* (estelar), que é todo objeto compacto resultantes da morte estelar;
 - 2b) *Resíduo* (da formação estelar), que é todo objeto, condensado do gás, com massa no intervalo $M_{mag} < M < M_{emi}$, onde M_{mag} é a massa máxima assumida para os constituintes do gás (por ex., grãos);
- 3) *Gás*, que é toda a massa que pode ser convertida em estrelas e/ou resíduos.

Os critérios que empregamos nesta classificação são simples. O estado estelar tem como principal característica a realização de nucleossíntese. Algumas estrelas terão tempo de vida curto e ejetarão parte de seu material, enriquecido de produtos da nucleossíntese,

que será incorporado ao gás. São estas as que contribuem ativamente para o enriquecimento do meio interestelar. Outras estrelas realizam nucleossíntese, ainda que não produzam metais, mas têm tempo de vida tão grande, que podemos considerá-las virtualmente eternas. Tais estrelas seriam as testemunhas do enriquecimento do meio, o qual estaria registrado na distribuição de suas abundâncias fotosféricas. Os refugos têm como principal característica a retenção de matéria. Estes objetos não produzem metais e são de difícil detecção. Por sua vez, a principal característica do gás é a de ser matéria prima para a formação dos demais objetos.

7.B- Equações Fundamentais

Considerando o anel cilíndrico que contém o Sol (seções 5.A e 5.B), cuja massa total é \mathcal{M} , temos

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_G + \mathcal{M}_* + \mathcal{M}_R, \quad (7.1)$$

onde \mathcal{M}_G , \mathcal{M}_* e \mathcal{M}_R são as massas totais do gás, das estrelas e dos refugos, respectivamente. Comparando (7.1) com a equação análoga (5.1), vemos que

$$\mathcal{M}_S(t) = \mathcal{M}_*(t) + \mathcal{M}_R(t); \quad (7.2)$$

ou seja, os objetos que chamamos de refugos foram desmembrados do grupo de objetos classificados anteriormente como estrelas. Assim, devemos deduzir novamente as equações básicas de evolução química, levando em conta (7.1) e (7.2). Para isto, muitas vezes, utilizamos a notação e/ou o raciocínio empregados na seção 5.B. Pede-se ao leitor que recorra a este ítem, sempre que julgar necessário, para uma maior compreensão.

Considere um plano massa *versus* tempo, como o da figura 4.1. Neste novo plano, os pontos não representarão apenas estrelas, mas qualquer objeto, condensado do gás, no instante $(t, t + dt)$, com massa inicial $(M, M + dM)$. Suponha que a densidade dos pontos, $\varphi(M, t)$, seja separável em duas funções que chamaremos de: taxa de formação generalizada (TFG), Ψ , e a função de massa inicial generalizada (FMIG), Φ ; tal que neste caso, o número de objetos que se formam no intervalo $(t, t + dt)$, com massa inicial $(M, M + dM)$ é

$$d^2n^*(M, t) = \Psi(t)\Phi(M) dM dt. \quad (7.3)$$

A TFG é a massa total condensada em objetos, no intervalo $(t, t + dt)$ por unidade de tempo. Evidentemente, do ponto de vista físico,

$$\Psi(t)\Phi(M) = \psi(t)\phi(M), \quad \text{para } M > M_{emi}, \quad (7.4)$$

onde ψ e ϕ são a TFE e a FMI, respectivamente (cap. 4). O uso da TFG e da FMIG permite-nos trabalhar explicitamente com a formação de resíduos, como será mostrado.

A definição da TFG permite-nos encontrar a equação de normalização da FMIG de modo análogo ao utilizado para encontrar (4.6). Assim teremos

$$\int_0^{M_{max}} M\Phi(M)dM = 1. \quad (7.5)$$

Isto implica, como veremos mais adiante, uma renormalização da FMI.

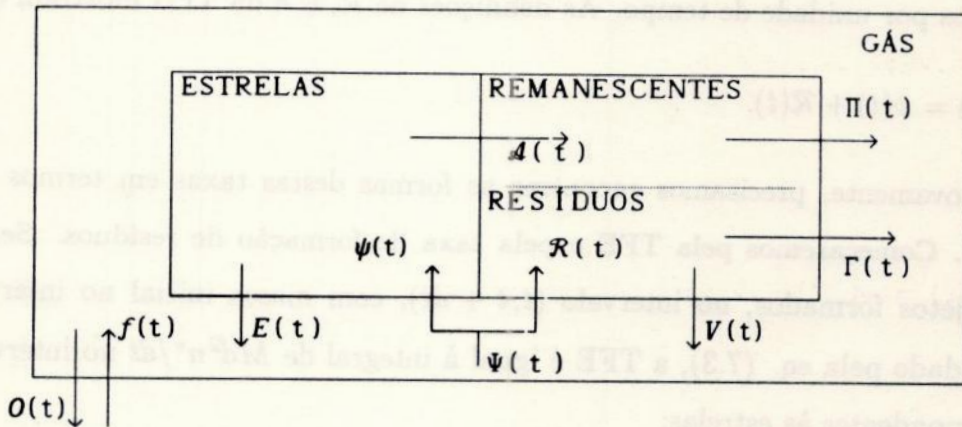


Fig.7.1 - Esquema de variação de massa do gás, de estrelas e dos refugos. As setas indicam variações de massas entre os constituintes galácticos considerados

Na figura 7.1, análoga à figura anterior 5.1, apresentamos um esquema geral para variações de massas (representadas pelas setas) entre as quatro espécies de constituintes galácticos considerados: estrelas, gás, resíduos e remanescente. As equações para a variação de massa de cada classe de objeto pode ser escrita heurísticamente como:

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}(t) = f(t) - O(t), \quad (7.6)$$

onde f e O são, respectivamente, as taxas de *infall* e de *outflow*;

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_G(t) = -\Psi(t) + E(t) + f(t) - O(t) + \Pi(t) + \Gamma(t) + V(t), \quad (7.7)$$

onde Π é a taxa de detonação de remanescentes, que poderia estar ligada, por exemplo, à taxa de SNs Ia (explosão de anãs brancas); Γ é a taxa de destruição de resíduos devido à “erosão” cometária e à desintegração de resíduos nas fases finais de vida das estrelas ao redor das quais orbitam (Stern & Shull 1990); V é a taxa de evaporação de elementos leves em resíduos; e E é a taxa de ejeção de massa pelas estrelas;

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_*(t) = \psi(t) - E(t) - \mathcal{A}(t), \quad (7.8)$$

onde \mathcal{A} é a taxa de retenção de massa em remanescentes; e

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_R(t) = \mathcal{R}(t) + \mathcal{A}(t) - V(t) - \Gamma(t) - \Pi(t), \quad (7.9)$$

onde \mathcal{R} é a taxa de formação de resíduos (definida como a massa total convertida em resíduos por unidade de tempo. As definições de \mathcal{R} , ψ e da TFG mostram que

$$\Psi(t) = \psi(t) + \mathcal{R}(t). \quad (7.10)$$

Novamente, precisamos encontrar as formas destas taxas em termos da TFG e da FMIG. Começaremos pela TFE e pela taxa de formação de resíduos. Sendo o número de objetos formados, no intervalo $(t, t + dt)$, com massa inicial no intervalo $(M, M + dM)$, dado pela eq. (7.3), a TFE é igual à integral de $M d^2 n^* / dt$ no intervalo de massas correspondentes às estrelas:

$$\psi(t) = \int_{M_{emi}}^{M_{max}} M \Psi(t) \Phi(M) dM. \quad (7.11a)$$

O mesmo raciocínio aplica-se à taxa de formação de resíduos, que é

$$\mathcal{R}(t) = \int_{M_{mag}}^{M_{emi}} M \Psi(t) \Phi(M) dM. \quad (7.11b)$$

Assumiremos a APMS (ítem 5.B). Sendo τ_M o tempo de vida típico de uma estrela de massa inicial M , e W_M a massa do remanescente desta estrela, a massa retida em todos os remanescentes das estrelas com massas iniciais no intervalo $(M, M + dM)$, no intervalo de tempo $(t, t + dt)$, é $W_M d^2 n^\dagger$, onde

$$d^2 n^\dagger(M, t) = d^2 n^*(M, t - \tau_M) = \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM dt, \quad (7.12)$$

é o número de estrelas com massas iniciais entre $(M, M + dM)$ que morrem no intervalo $(t, t + dt)$. Então, a taxa de retenção de massa é a integral de $W_M d^2 n^\dagger / dt$ no intervalo de massa correspondente às estrelas que estão morrendo em t :

$$A(t) = \int_{M_t}^{M_{max}} W_M \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM. \quad (7.13)$$

onde M_t é a massa de desligamento da seqüência principal em t . A massa ejetada de volta ao meio interestelar por uma estrela com massa inicial M é $M - W_M$. Então, por argumentos análogos aos que nos levaram a (7.13), temos

$$E(t) = \int_{M_t}^{M_{max}} (M - W_M) \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM, \quad (7.14)$$

que, como era de se esperar, é idêntica à eq. (5.7) [vide eq.(7.4)].

É conveniente definir as seguintes integrais

$$\rho \equiv \int_0^{M_{max}} M \Phi(M) dM; \quad (7.15a)$$

$$\gamma \equiv \int_{M_{max}}^{M_{emi}} M \Phi(M) dM; \quad (7.15b)$$

$$\zeta \equiv \int_{M_{emi}}^{M_t} M \Phi(M) dM; \quad (7.15c)$$

$$\varepsilon \equiv \int_{M_t}^{M_{max}} M \Phi(M) dM; \quad (7.15d)$$

$$\chi(t) \equiv \frac{1}{\Psi(t)} \int_{M_t}^{M_{max}} W_M \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM; \quad (7.15e)$$

e

$$\mathfrak{R}(t) \equiv \frac{1}{\Psi(t)} \int_{M_t}^{M_{max}} (M - W_M) \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM; \quad (7.15f)$$

tal que poderemos escrever as eqs. (7.11), (7.13) e (7.14) como múltiplas da TFG:

$$\psi(t) = [\zeta + \varepsilon] \Psi(t); \quad (7.16a)$$

$$\mathcal{R}(t) = \gamma\Psi(t); \quad (7.16b)$$

$$\mathcal{A}(t) = \chi(t)\Psi(t); \quad (7.16c)$$

e

$$\mathcal{E}(t) = \mathfrak{R}(t)\Psi(t). \quad (7.16d)$$

\mathfrak{R} é a chamada fração de retorno de massa, análoga a da eq. (5.8). Pela semelhança matemática entre (7.16c) e (7.16d), chamaremos χ de fração de retenção de massa em remanescentes. Cada um dos parâmetros definidos em (7.15a, b, c, d) multiplicado pela TFG fornecerá, respectivamente: a taxa de formação de objetos com massa $M < M_{mag}$, os quais são considerados constituintes do gás, $\rho\Psi(t)$; a taxa de formação de resíduos, $\gamma\Psi(t)$; e as taxas de formação de estrelas, $\zeta\Psi(t)$ e $\varepsilon\Psi(t)$, com massas no intervalo, respectivamente, $M_{emi} < M < M_t$ e $M_t < M < M_{max}$. Através das definições (7.15a, b, c, d) e da eq. (7.5), temos a relação:

$$\rho + \gamma + \zeta + \varepsilon = 1. \quad (7.17)$$

Das equações (7.4) e (7.16a), temos que

$$\Phi = (\zeta + \varepsilon)\phi. \quad (7.18a)$$

Esta equação, junto de (5.8), (7.4) e (7.15f) permitem encontrar a relação entre as frações de retorno do nosso formalismo e do formalismo de Tinsley (apresentado na seção 5.B).

Esta relação é

$$\mathfrak{R} = (\zeta + \varepsilon)R. \quad (7.18b)$$

Se considerarmos Φ uma função contínua e $(\zeta + \varepsilon)$ constante, as eqs. (7.15c, d) e (7.18a) implicam uma FMI normalizada na forma

$$\int_{M_{emi}}^{M_{max}} M\phi(M) dM = 1; \quad (7.19)$$

ou seja, a eq. (4.6) que define, em geral, a normalização da FMI está definida, de fato, somente para $M > M_{emi}$. Isto passa despercebido nos modelos pois a FMI é avaliada observacionalmente somente a partir de objetos com massas estelares.

Para encontrar a taxa de evaporação de elementos leves em resíduos, V , assumiremos que cada resíduo está gravitacionalmente ligado a uma estrela. Estamos considerando um meio homogêneo, com metalicidade $Z(t)$. Então, cada porção deste meio que se condense individualmente irá dar origem a um objeto com metalicidade Z . Entretanto, alguns resíduos (cometas) sofrem a evaporação de quase toda a massa de hidrogênio e hélio. Iremos supor que esta evaporação ocorre numa escala de tempo desprezível, e que, nos cometas, toda a massa de hidrogênio e hélio é perdida. Chamaremos esta aproximação de aproximação de evaporação instantânea (AEI). Seja $\check{\gamma}$ a fração da TFG correspondente à massa que é, inicialmente, retirada do meio interestelar para formar resíduos cometários (tal que a sua taxa de formação seja $\check{\gamma}\Psi$). Na AEI, o gás é acrescido a uma taxa $(1 - Z)\check{\gamma}\Psi$, devido à evaporação de hidrogênio e hélio e $Z\check{\gamma}\Psi$ é, portanto, a taxa de retenção de metais, retirados do meio interestelar, devido à formação de resíduos cometários.

Tinsley & Cameron (1974) e Vanýsek (1987) sugerem que os cometas têm a característica de serem “sorvedouros” de metais. Eles consideram que na época da formação, a massa inicial que dá origem aos cometas é muito maior que a dos outros resíduos. De fato, em Tinsley & Cameron está implícito uma “evaporação” tal como é considerado em nosso trabalho. A importância dos cometas na evolução química galáctica também foi igualmente enfatizada recentemente por Meusinger (1992b). Uma vez que $\gamma = \check{\gamma} + (\gamma - \check{\gamma})$, e supondo $\check{\gamma} \gg (\gamma - \check{\gamma})$, tomamos $\gamma \approx \check{\gamma}$. No caso do sistema solar, a massa que se supõe retida em resíduos cometários, é menor que a massa total retida nos planetas. Entretanto, devido à AEI, a massa inicial que formou resíduos cometários (e que está ligada a $\check{\gamma}$), deve ter sido muito maior que a massa retida nos planetas [cf. Vanýsek (1987), em sua resposta à pergunta de B. Elmegreen; Bailey (1988)]. A massa que efetivamente fica retida em resíduos cometários por unidade de tempo é $Z\check{\gamma}\Psi$, que deve fornecer a massa observada no sistema solar. Assim,

$$V(t) \approx [1 - Z(t)]\gamma\Psi(t). \quad (7.20)$$

As eqs. (7.6) a (7.9), assumindo a APMS, a AEI, $\gamma \approx \tilde{\gamma}$ e utilizando as eqs. (7.16b, c, d) e (7.20), ficam, respectivamente,

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}(t) = f(t) - O(t); \quad (7.21a)$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_G(t) \approx -[1 - \mathfrak{R}(t)]\Psi(t) + [1 - Z(t)]\gamma\Psi(t) + \Pi(t) + \Gamma(t) + f(t) - O(t); \quad (7.21b)$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_*(t) = [\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R}(t)]\Psi(t) - \chi(t)\Psi(t); \quad (7.21c)$$

e

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_R(t) \approx [\gamma + \chi(t)]\Psi(t) - [1 - Z(t)]\gamma\Psi(t) - \Pi(t) - \Gamma(t). \quad (7.21d)$$

A eq. (7.21c) pode ser melhor compreendida se for rearranjada. Substituindo os valores de χ e de \mathfrak{R} , teremos

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_*(t) = \zeta\Psi(t) + \int_{M_t}^{M_{max}} M [\Psi(t) - \Psi(t - \tau_M)] \Phi(M) dM. \quad (7.22a)$$

Vemos que a variação da massa de estrelas deve-se à taxa de nascimento de estrelas com $M < M_t$ e à variação da taxa de nascimento de estrelas com $M > M_t$. No caso de uma taxa de formação estelar constante, temos

$$\frac{d}{dt}\mathcal{M}_*(t) = \zeta\Psi(t). \quad (7.22b)$$

Falta-nos a equação para a variação da metalicidade do gás. Por argumentos análogos aos que nos levaram à (5.9), a equação para a variação da massa de metais no gás é

$$\frac{d}{dt}Z(t)\mathcal{M}_G(t) = -Z(t)\Psi(t) + E_Z(t) + Z_f(t)f(t) - Z(t)O(t) + \Pi_Z(t) + \Gamma_Z(t), \quad (7.23)$$

onde, na APMS, a taxa de ejeção de metais,

$$E_Z(t) = \int_{M_t}^{M_{max}} [(M - W_M - MP_{ZM})Z(t - \tau_M) + MP_{ZM}] \Psi(t - \tau_M) \Phi(M) dM, \quad (7.24)$$

é idêntica à da eq. (5.10), devido à eq. (7.4); Z_f é a metalicidade do *infall*; Π_Z é a taxa de metais produzidos nas detonações de remanescentes; e Γ_Z é a taxa de metais que são reincorporados ao gás após a destruição dos resíduos nos quais estavam retidos.

7.B.α) A aproximação de reciclagem instantânea

As eqs. (7.21) e (7.23) não são analíticas e devem ser tratadas numericamente. Entretanto, estamos interessados em equações analíticas, que nos permitam investigar diretamente a evolução do sistema. Para isto, utilizaremos a ARI (item 5.B.α). Neste caso,

$$\mathfrak{R}(t) \rightarrow \mathfrak{R} = \int_{M_t}^{M_{max}} (M - W_M) \Phi(M) dM; \quad (7.25)$$

$$\chi(t) \rightarrow \varepsilon - \mathfrak{R}; \quad (7.26)$$

e

$$E_Z(t) \rightarrow \mathfrak{R}Z(t)\Psi(t) + [1 - Z(t)]\Psi(t) \int_{M_t}^{M_{max}} MP_{ZM} \Phi(M) dM. \quad (7.27)$$

A integral que aparece em (7.27) é análoga àquela que aparece em (5.16). Ela está relacionada à taxa de produção de metais. O *yield* é definido como a massa de metais recém-produzidos e ejetados, em unidades de massa aprisionada em estrelas que vivem para sempre e remanescentes estelares (Tinsley 1980). Para mantermos esta definição, o *yield* é dado por

$$y \equiv \frac{1}{(\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R})} \int_{M_t}^{M_{max}} MP_{ZM} \Phi(M) dM. \quad (7.28)$$

De fato, utilizando (7.4) e (7.25), vemos que as eqs. (5.16) e (7.25) são idênticas.

Assim, a eq. (7.27) fica

$$E_Z(t) = \mathfrak{R}Z(t)\Psi(t) + y[\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R}][1 - Z(t)]\Psi(t). \quad (7.29)$$

Para a ARI, é razoável supor que $\Gamma(t) = \Gamma_Z(t) = 0$, porque as estrelas que morrem tão logo nascem provavelmente não possuem resíduos que as orbitem (Stern & Shull 1990), e as estrelas que vivem para sempre não vão destruir resíduos.

Nesta primeira aproximação, também iremos tomar $\Pi(t)$, e conseqüentemente $\Pi_Z(t)$, como desprezível. Entretanto, isto não é necessariamente verdadeiro. Assumindo que a taxa de detonação de remanescentes é desprezível, estamos negligenciando a produção de metais em SN Ia (Matteucci & Greggio 1986). Isto é feito apenas por conveniência de cálculo, e uma análise mais acurada só será possível com a estimativa de Π .

Feitas estas aproximações, e tomando que $Z \ll 1$, nas situações de interesse, com exceção de (7.21a) que permanece inalterada, as equações básicas ficam

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_G(t) \approx -[\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R}(t)]\Psi(t) + f(t) - O(t); \quad (7.30a)$$

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_*(t) = \zeta\Psi(t); \quad (7.30b)$$

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}_R(t) \approx [\varepsilon - \mathfrak{R}]\Psi(t); \quad (7.30c)$$

e

$$\frac{d}{dt} Z(t)\mathcal{M}_G(t) \approx -Z(t)[1 - \mathfrak{R}]\Psi(t) + y[\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R}]\Psi(t). \quad (7.30d)$$

A importância dos refugos é devida justamente à característica que os resíduos têm de agir como sorvedouros. A eq. (7.30a), bem como (7.30c), mostram que a massa que efetivamente fica retida em resíduos é desprezível, como já houvera especulado Tinsley (1981), perante a variação da massa total do gás ou dos refugos. Entretanto, como vemos em (7.30d), esta massa que ficou retida nos resíduos não pode ser desprezada ante a variação da massa de metais no gás. Aqui vemos explicitamente que os resíduos promovem uma sorvedura de metais do gás (*cf.* Tinsley & Cameron 1974).

7.C- Cálculo dos parâmetros

Tinsley & Cameron (1974) supõem que a massa de metais que é sorvida do meio interestelar por resíduos cometários, que se formam a cada geração estelar, é, no máximo, da ordem de magnitude da massa de metais que é aprisionada nas estrelas que vivem para sempre, formadas nesta mesma geração. Como supomos $\check{\gamma} \approx \gamma$, temos que

$$Z(t)\gamma\Psi(t) \lesssim Z(t)\zeta\Psi(t), \quad (7.31a)$$

e portanto

$$\gamma \lesssim \zeta. \quad (7.31b)$$

Para encontrar a FMIG, usaremos uma função de massa inicial, que é definida para o ramo de massa correspondente às estrelas, e vamos impor que (7.31b) seja satisfeita. Usamos a FMI de Miller & Scalo (1979). A função de Miller & Scalo é definida de forma diferente da utilizada por Tinsley (1980) e pelo nosso trabalho. A conversão é feita pela fórmula

$$\phi(M) = \frac{\xi(\log M)}{M} \left[\int_{M_{emi}}^{M_{max}} \xi(\log M) dM \right]^{-1}, \quad (7.32)$$

onde $\xi(\log M)$ é a FMI em Miller & Scalo, e ϕ é a FMI em Tinsley [vide eq. (7.19)].

Agora, queremos encontrar $\Phi(M)$. Dado que $\Phi(M)$ é definida no intervalo $[0; M_{max}]$, a eq. (7.32) só poderá ser utilizada para encontrar a FMIG entre M_{emi} e M_{max} . Sabemos que neste intervalo

$$\Phi(M) \propto \frac{\xi(\log M)}{M}. \quad (7.33)$$

Iremos agora normalizar a função de massa inicial resultante. Tomando $M_{mag} \rightarrow 0$, tal que $\rho \rightarrow 0$, e supondo que no intervalo de massas $0 \lesssim M \leq M_{emi}$ a função de massa inicial é parametrizada na forma $\Phi(M) = a_1 M^{-j}$. Tomaremos $M_{emi} = 0,1M_{\odot}$ (Larson 1992), $M_{max} = 100M_{\odot}$ e $M_t = 1M_{\odot}$ (Tinsley 1980). Assim a FMIG será

$$\begin{aligned} \Phi(M) &= a_1 M^{-j}, & \text{para } 0 \lesssim M \leq 0,1M_{\odot} \\ &= a_2 M^{-1,4}, & \text{para } 0,1 \leq M \leq 1M_{\odot} \\ &= a_3 M^{-2,5}, & \text{para } 1 \leq M \leq 10M_{\odot} \\ &= a_4 M^{-3,3}, & \text{para } 10 \leq M \leq 100M_{\odot} \end{aligned} \quad (7.34)$$

onde a_1 , a_2 , a_3 e a_4 são constantes de normalização, j é a inclinação da função de massa inicial para resíduos, e 1,4, 2,5 e 3,3 são as inclinações, derivadas por meio de (7.33), da função de massa inicial de Miller & Scalo, no formalismo utilizado, para cada intervalo de massa assumido. Para encontrar os valores destas cinco constantes são necessárias cinco equações. Três equações são encontradas pela imposição de continuidade da FMIG em $M = 0,1M_\odot$, $1M_\odot$ e $10M_\odot$, respectivamente. A quarta e a quinta equação são, respectivamente, as eqs. (7.17) e (7.31b).

Resolvendo o sistema, vamos encontrar que $a_1 \gtrsim 0,1$, $a_2 = a_3 \gtrsim 0,24$, $a_4 \gtrsim 1,53$ e $j \lesssim 1,8$. E a FMIG que utilizaremos neste trabalho é

$$\begin{aligned} \Phi(M) &= 0,10M^{-1,8}, & \text{para } 0 \lesssim M \leq 0,1M_\odot \\ &= 0,24M^{-1,4}, & \text{para } 0,1 \leq M \leq 1M_\odot \\ &= 0,24M^{-2,5}, & \text{para } 1 \leq M \leq 10M_\odot \\ &= 1,53M^{-3,3}, & \text{para } 10 \leq M \leq 100M_\odot \end{aligned} \quad (7.35)$$

Para a massa do remanescente, W_M , usamos as prescrições de Tinsley (1980):

$$\begin{aligned} W_M &= 0,7M_\odot, & \text{para } M \leq 4M_\odot \\ &= 1,4M_\odot. & \text{para } M > 4M_\odot \end{aligned} \quad (7.36)$$

Os valores de γ , ζ , ε e \mathfrak{R} foram calculados a partir das eqs. (7.15b, c, d) e (7.25), respectivamente, por meio de (7.35). Encontramos $\gamma \lesssim 0,3$, $\zeta \gtrsim 0,3$, $\varepsilon \gtrsim 0,4$ e $\mathfrak{R} \gtrsim 0,24$. Tomamos $y = 0,01$ (Tinsley 1980, Maciel 1992).

Com os valores acima, e a transformação (7.32), é possível mostrar que a relação (7.18a) é verdadeira. Isto reforça a validade do método que utilizamos para encontrar a FMIG.

RESULTADOS E DISCUSSÃO

8.A- O lento enriquecimento do meio interestelar

Considere um sistema fechado, cuja evolução química é descrita pelas eqs. (7.30) modificadas para este sistema ($f = O = 0$). Aplicando $vdu = d(uv) - udv$ à eq. (7.30d), encontramos

$$\mathcal{M}_G(t) \frac{d}{dt} Z(t) = -Z(t)\gamma\Psi(t) + y[\zeta + \varepsilon - \mathfrak{R}]\Psi(t), \quad (8.1)$$

que dividida por (7.30a) fica

$$\mathcal{M}_G \frac{dZ}{d\mathcal{M}_G} = Z \frac{\gamma}{1 - \gamma - \mathfrak{R}} - y, \quad (8.2)$$

cujos resultados, para γ , \mathfrak{R} e y constantes, é

$$Z(t) = \frac{y(1 - \gamma - \mathfrak{R})}{\gamma} \left[1 - \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^{\gamma/(1-\gamma-\mathfrak{R})} \right] + Z_0 \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^{\gamma/(1-\gamma-\mathfrak{R})}, \quad (8.3)$$

onde Z_0 é a metalicidade inicial, $\mu = \mathcal{M}_G/\mathcal{M}$ e μ_0 é a fração inicial de gás.

Em geral, na maior parte dos modelos descritos no capítulo 6, associa-se o instante $t = 0$ ao instante no qual nasce a primeira geração de estrelas no anel cilíndrico, T_1 . Neste caso, toma-se $\mu_0 = 1$. Entretanto, seguindo Rana & Wilkinson (1986), assumiremos que μ_0 pode, em princípio, não ser unitário. Dado que nosso sistema é fechado ($f = O = 0$), é conveniente definir $t = 0$ no instante no qual o anel cilíndrico atinge sua massa total \mathcal{M} , T_2 . Assim, se:

- i) $T_1 \leq T_2$, μ_0 necessariamente é unitário.
- ii) $T_1 > T_2$, μ_0 possivelmente não será unitário.

iii) $T_1 \ll T_2$, um sistema fechado não será um bom modelo para a evolução química deste sistema, e teremos que considerar modelos de *infall*.

Aqui estaremos assumindo o caso i ou o caso ii.

Ao contrário de (5.22), temos que na eq. (8.3), $Z \rightarrow y(1 - \gamma - \mathfrak{R})/\gamma$, quando $\mu \rightarrow 0$.

Chamaremos este valor de Z assintótico (Z_∞).

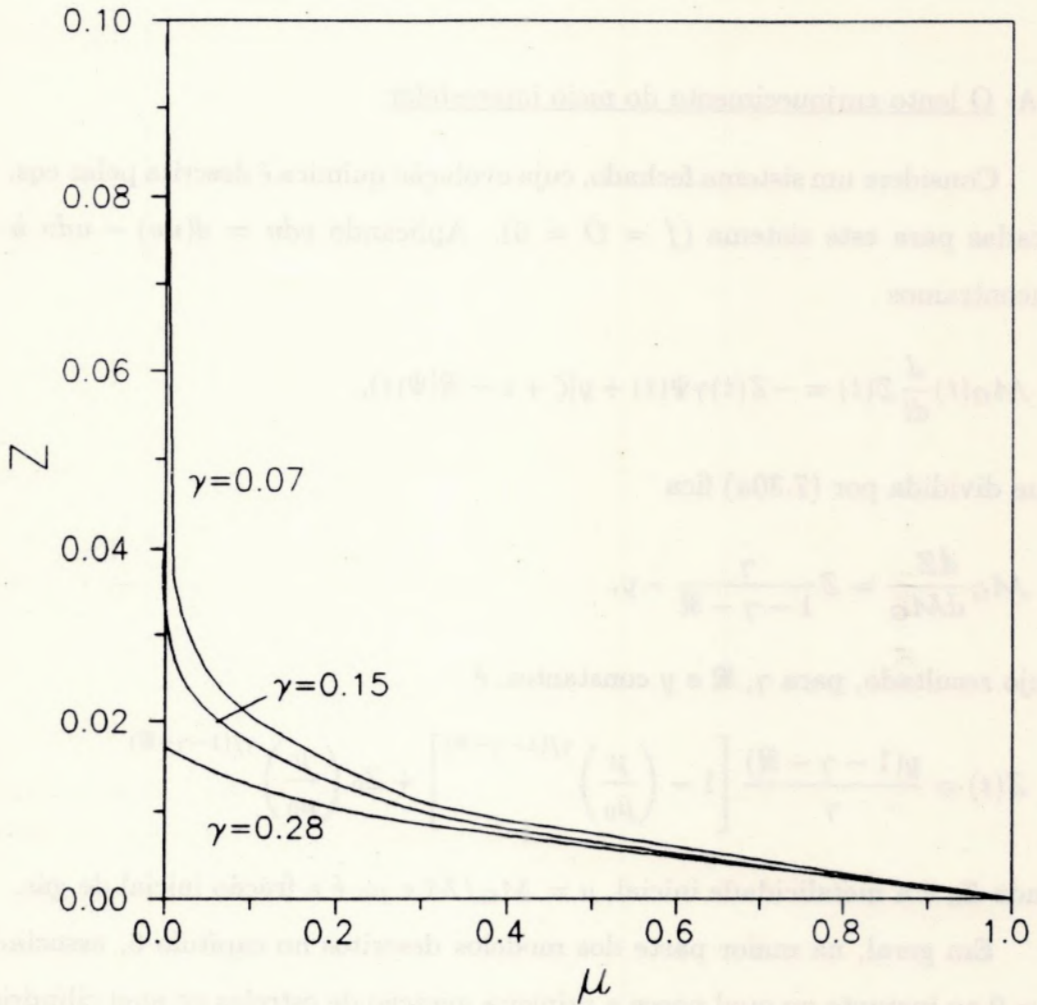


Fig.8.1 - Z versus μ , variando γ , e deixando \mathfrak{R} constante. Podemos observar o efeito produzido por γ quando $\mu \rightarrow 0$. Quanto menor for γ , menor é $Z(\mu \rightarrow 0)$.

A massa retida em resíduos a cada geração estelar (associada a γ) influencia profundamente Z_∞ . Se esta massa for desprezível ($\gamma \approx 0$), como assumem muitos modelos atuais, Z_∞ será infinito, como no modelo simples. Entretanto, valores mais razoáveis podem ser

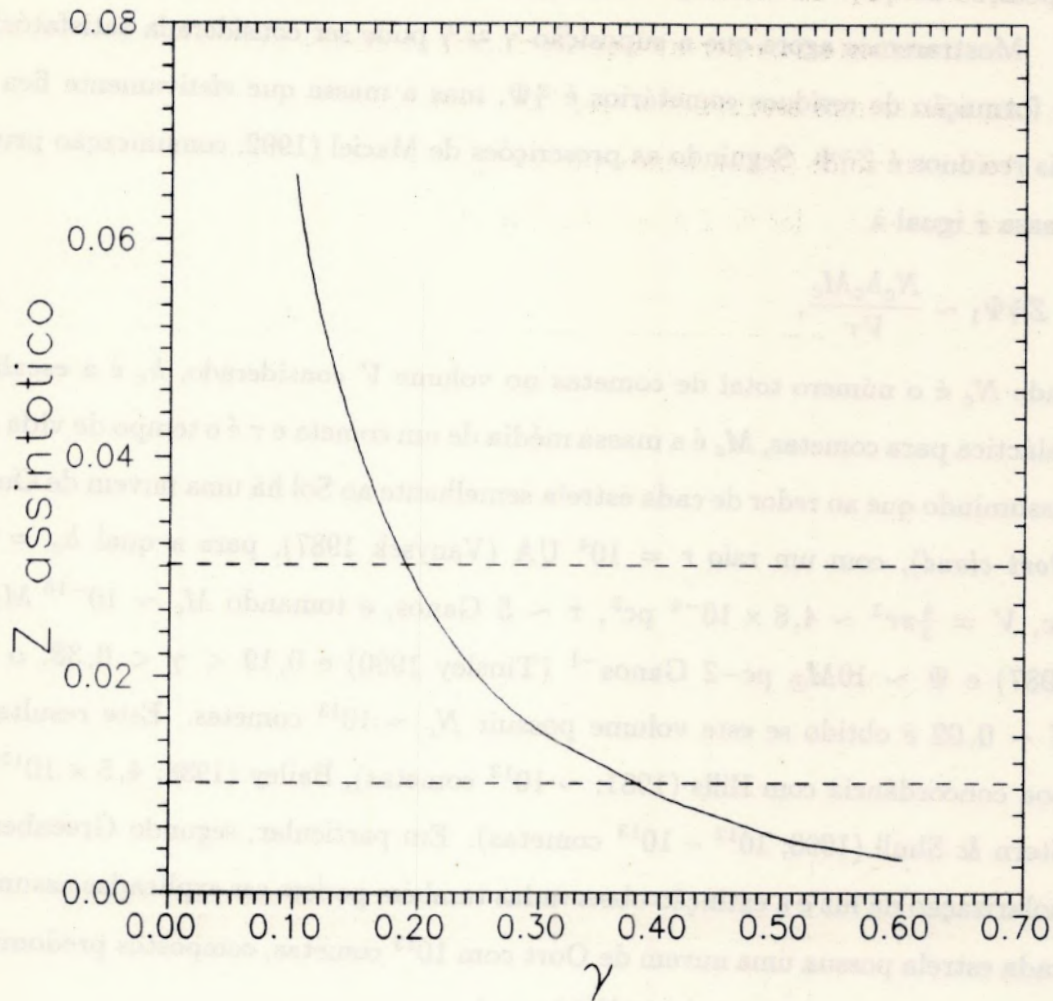


Fig.8.2 - O valor de Z_{∞} em função de γ , deixando \mathcal{R} constante. Assumindo que $Z_{\infty} \approx Z_1 = 0,02 \pm 0,01$, temos uma faixa de $(0,19 - 0,38)$ para valores apropriados para γ . Os cálculos também foram realizados considerando $\mathcal{R}(\gamma)$, mas os resultados não são muito diferentes.

obtidos aumentando o valor de γ (ver figura 8.1).

Podemos encontrar uma faixa de valores para γ compatível com o lento enriquecimento do meio interestelar observado. Em particular, para que $Z_{\infty} \approx Z_1 = 0,02 \pm 0,01$, teremos que ter $0,19 \leq \gamma \leq 0,38$ (vide figura 8.2). Como vimos no item 7.C, a relação $\gamma \lesssim \zeta$ [baseada em Tinsley e Cameron (1974)] e a FMIG, com inclinações, nos diversos ramos estelares, dadas pela função de massa inicial de Miller & Scalo (1979), produzem um valor de γ situado aproximadamente no meio do intervalo de valores encontrado. Isto reforça a

suposição de que os resíduos podem influenciar fortemente a evolução química.

Mostraremos agora que a suposição $\gamma \approx \tilde{\gamma}$ pode ser considerada satisfatória. A taxa de formação de resíduos cometários é $\tilde{\gamma}\Psi$, mas a massa que efetivamente fica retida em tais resíduos é $Z\tilde{\gamma}\Psi$. Seguindo as prescrições de Maciel (1992; comunicação privada), esta massa é igual à

$$Z\tilde{\gamma}\Psi_1 \sim \frac{N_c h_c M_c}{V\tau}, \quad (8.4)$$

onde N_c é o número total de cometas no volume V considerado, h_c é a escala de altura galáctica para cometas, M_c é a massa média de um cometa e τ é o tempo de vida do sistema. Assumindo que ao redor de cada estrela semelhante ao Sol há uma nuvem de Oort (*massive Oort cloud*), com um raio $r = 10^4$ UA (Vanýsek 1987), para a qual $h_c = 2r \sim 0,10$ pc, $V = \frac{4}{3}\pi r^3 \sim 4,8 \times 10^{-4}$ pc³, $\tau \sim 5$ Ganos, e tomando $M_c \sim 10^{-16} M_\odot$ (Vanýsek 1987) e $\Psi \sim 10 M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Ganos}^{-1}$ (Tinsley 1980) e $0,19 < \gamma < 0,38$, o valor atual $Z \sim 0,02$ é obtido se este volume possuir $N_c \sim 10^{13}$ cometas. Este resultado está em boa concordância com Hills (1981; $\sim 10^{13}$ cometas), Bailey (1988; $4,5 \times 10^{12}$ cometas) e Stern & Shull (1990; $10^{12} - 10^{13}$ cometas). Em particular, segundo Greenberg (1974), a polarização da luz e a extinção observadas também podem ser explicadas assumindo-se que cada estrela possua uma nuvem de Oort com 10^{13} cometas, compostos predominantemente por elementos pesados, com $10^{-16} M_\odot$ cada.

8.B- A distribuição de metalicidade

Seguindo o propósito de testar nosso modelo, vamos derivar uma distribuição de metalicidade analítica para o caso de um modelo fechado ($\mathcal{M} = \text{constante}$). Chamamos μ , σ e κ de densidades superficiais fracionárias, respectivamente, de gás, de estrelas e de refugos:

$$\mu(t) \equiv \frac{\mathcal{M}_G(t)}{\mathcal{M}}; \quad (8.5a)$$

$$\sigma(t) \equiv \frac{\mathcal{M}_*(t)}{\mathcal{M}}, \quad (8.5b)$$

e

$$\kappa(t) \equiv \frac{\mathcal{M}_R(t)}{\mathcal{M}}. \quad (8.5c)$$

Dividindo (7.1) por \mathcal{M} , teremos

$$\mu(t) + \sigma(t) + \kappa(t) = 1, \quad (8.6)$$

donde se tem que

$$\mathcal{M}_*(t) = (1 - \mu - \kappa)\mathcal{M}. \quad (8.7)$$

Eliminando a TFG nos pares de eqs. (7.30a, b) e (7.30a, c) e com as definições (8.5) teremos, respectivamente, duas equações que relacionam μ com σ e com κ :

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\zeta}{1 - \gamma - \mathfrak{R}}(\mu_0 - \mu) \quad (8.8)$$

e

$$\kappa = \kappa_0 + \frac{\varepsilon - \mathfrak{R}}{1 - \gamma - \mathfrak{R}}(\mu_0 - \mu), \quad (8.9)$$

onde o sub-índice 0 indica valores iniciais. Como discutimos na seção 8.A, σ_0 e κ_0 podem, a princípio, ser não nulos.

Agora, a DCM deste modelo é

$$S(Z) = \frac{\mathcal{M}_*}{\mathcal{M}_{*1}} = \frac{1 - \mu(Z) - \kappa(Z)}{1 - \mu_1 - \kappa_1}, \quad (8.10)$$

onde o sub-índice 1 indica valores atuais. Por meio de alguns cálculos algébricos envolvendo (8.3), (8.9) e (8.10), semelhantes àqueles utilizados na seção 5.C, podemos encontrar que

$$S(Z) = \frac{K_1 - K_2\mu_0 \left[\frac{(Z-Z_1) - (Z-Z_0)(\mu_1/\mu_0)^{\gamma/(1-\gamma-\mathfrak{R})}}{Z_0-Z_1} \right]^{(1-\gamma-\mathfrak{R})/\gamma}}{K_1 - K_2\mu_1}, \quad (8.11)$$

onde K_1 e K_2 são constantes dadas por

$$K_1 = 1 - \kappa_0 - \frac{\varepsilon - \mathfrak{R}}{1 - \gamma - \mathfrak{R}}\mu_0; \quad K_2 = \frac{\zeta}{1 - \gamma - \mathfrak{R}}; \quad (8.12)$$

cuja DDM é

$$\frac{dS(Z)}{dZ} = - \frac{K_2\mu_0\gamma}{(K_1 - K_2\mu_1)} \left[\frac{(Z-Z_1) - (Z-Z_0)(\mu_1/\mu_0)^{\gamma/(1-\gamma-\mathfrak{R})}}{Z_0-Z_1} \right]^{(1-2\gamma-\mathfrak{R})/\gamma} \times$$

$$\times \frac{(Z_0 - Z_1)^{-1}}{(1 - \gamma - \mathfrak{R})} \left[1 - \left(\frac{\mu_1}{\mu_0} \right)^{\gamma/(1-\gamma-\mathfrak{R})} \right]. \quad (8.13)$$

De modo a estudar os resultados da eq. (8.12), variamos os parâmetros livres do modelo, a saber μ_0 , κ_0 e Z_0 . Escolhemos oito conjuntos de condições iniciais, denominados pelas letras de A a H, que são mostrados na tabela 8.1

Na figura 8.3a mostramos os resultados da eq. (8.12) para os modelos de A a D. O modelo A mostra a distribuição de metalicidade que seria gerada num disco com fração inicial de gás não unitária, mas sem refugos iniciais. Vê-se que a distribuição prediz uma maior quantidade de estrelas que o modelo simples. Isto é devido ao fato de que, com $\mu_0 \neq 1$, $\kappa_0 = 0$ e $Z_0 = 0$, necessariamente estamos aceitando a existência de algumas estrelas primordiais, que são pobres em metais. O modelo B é análogo ao modelo simples usual, mas levando em consideração a retenção de metais em refugos. Os modelos C e D simulam o "pronto enriquecimento" (item 5.C.α), no qual um pulso pré-galáctico de formação estelar produz uma metalicidade inicial ao disco, bem como remanescentes iniciais.

	A	B	C	D	E	F	G	H
μ_0	0.8	1	0.7	0.9	0.8	0.8	0.8	0.8
κ_0	0	0	0.25	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
Z_0/Z_1	0	0	0.15	0.15	0.05	0.1	0.15	0.2

Tabela 8.1 - Conjunto de condições iniciais

Na figura 8.3b mostramos os resultados da eq. (8.12) para os modelos de E a H. Os parâmetros foram escolhidos de forma a mostrar o efeito do aumento de Z_0 . Em particular, vê-se que os modelos D e H ajustam razoavelmente a distribuição observada. Novamente, o valor de κ_0 deste modelo pode ser devido a remanescentes das estrelas iniciais que deram ao disco a metalicidade inicial Z_0 .

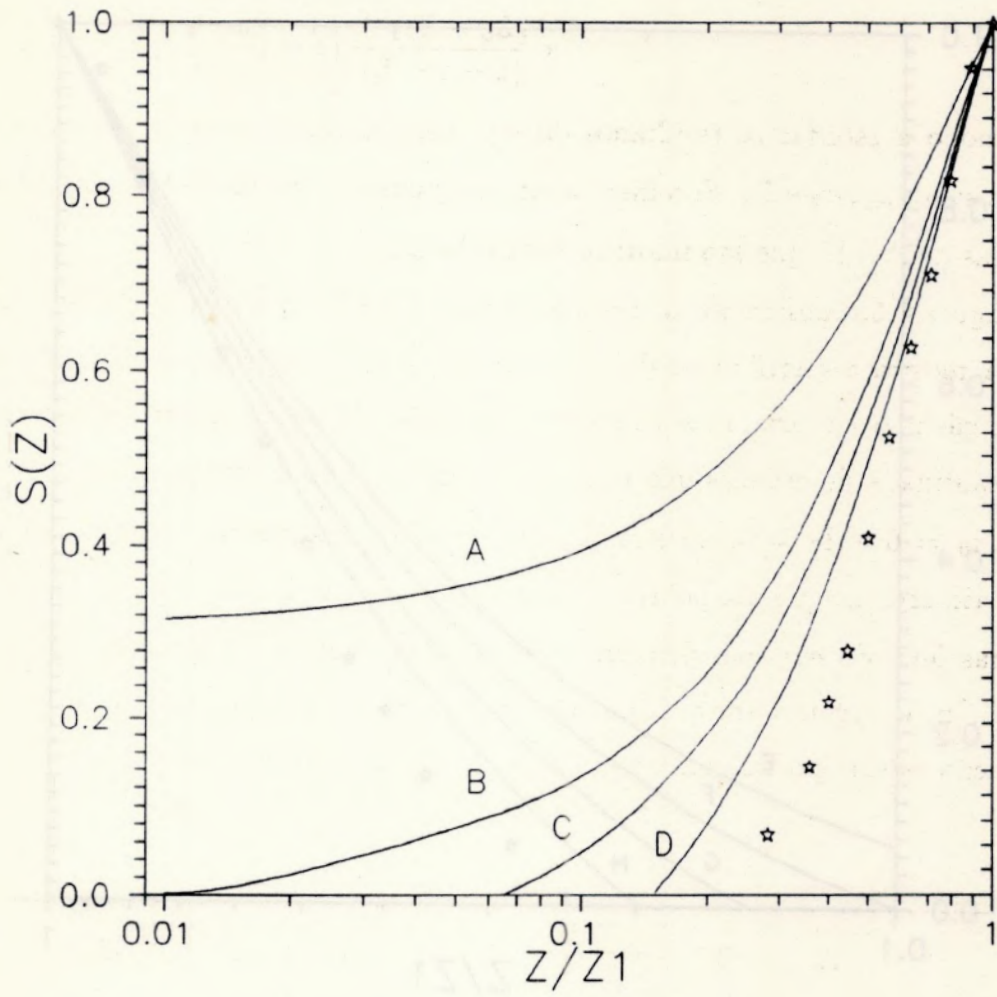


Fig.8.3a - Distribuição cumulativa de metalicidade pra os modelos A, B, C e D.

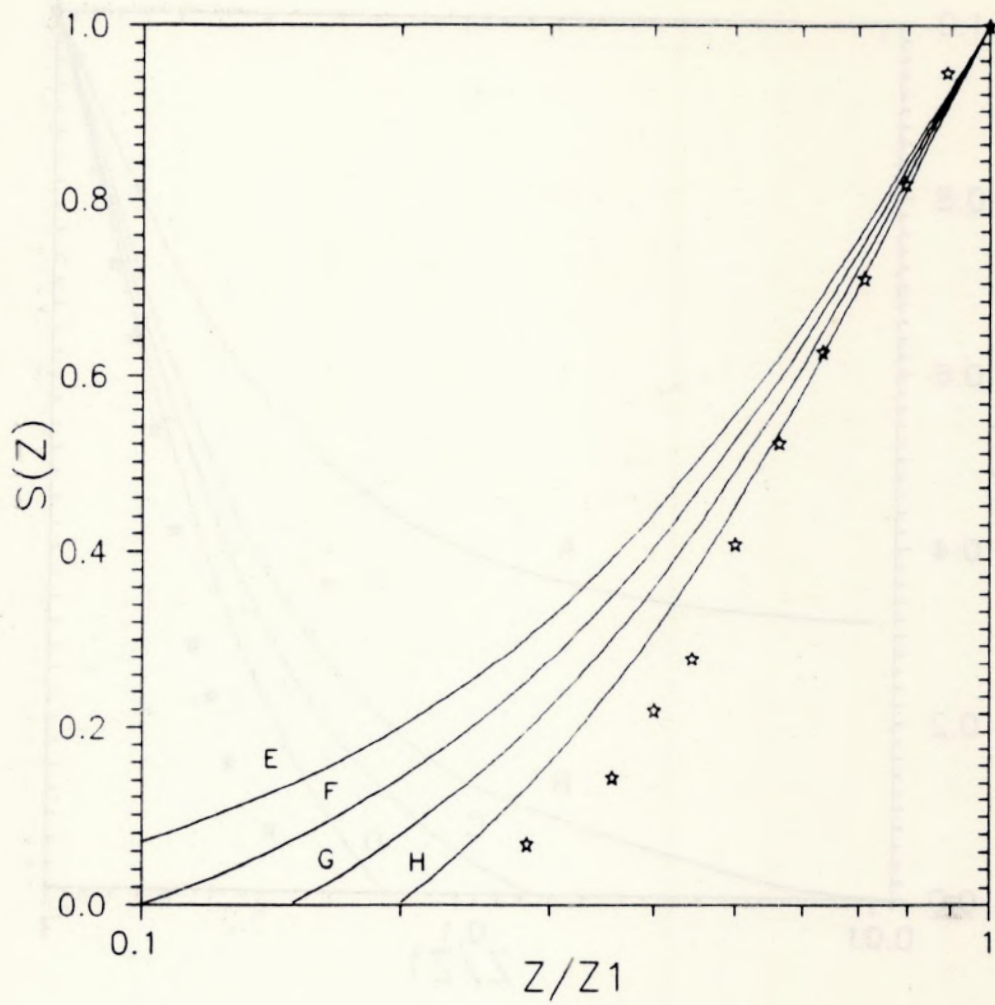


Fig.8.3b - Distribuição cumulativa de metalicidade para os modelos E, F, G e H.

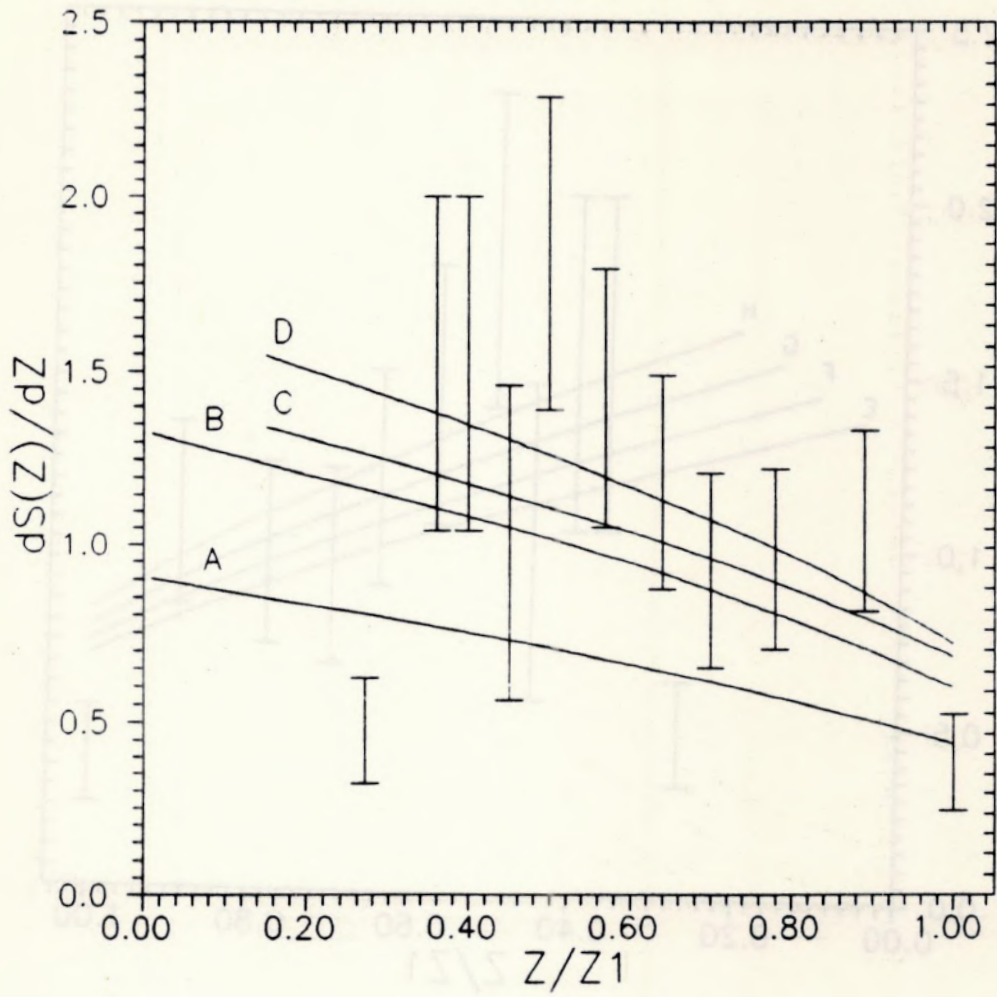


Fig.8.4a - Distribuição diferencial de metalicidade para os modelos A, B, C e D.

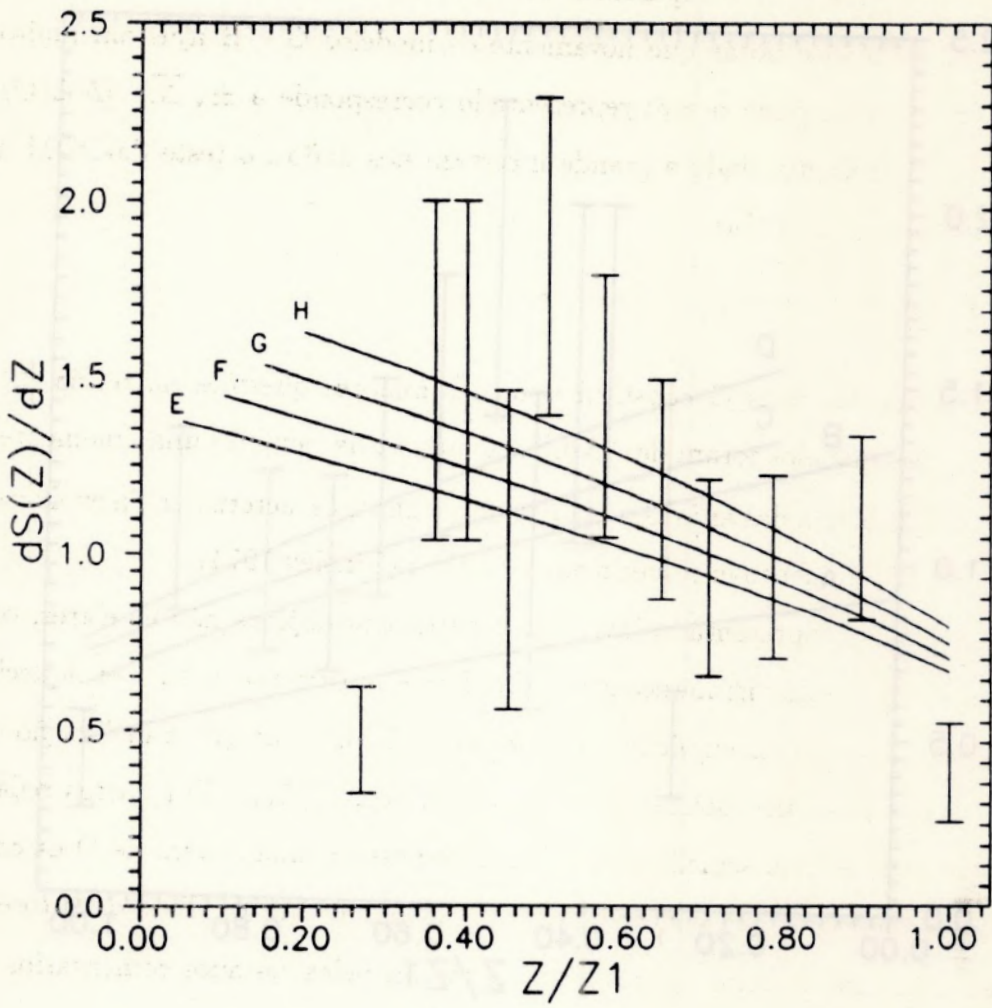


Fig.8.4b - Distribuição diferencial de metalicidade para os modelos E, F, G e H.

Nas figuras 8.4a e b, comparamos as DDMs de cada um dos modelos mostrados na tabela 8.1. Pode-se notar que novamente os modelos G e H ajustam muito bem os dados observacionais, onde o erro representado corresponde a $\pm \sqrt{\Delta N} / [N \Delta(O/H)]$ (ver item 7.C.β). Entretanto, dado à grande incerteza nos dados, o teste da DDM não é tão conclusivo quanto o da DCM.

8.C- Conclusões

O problema das anãs G constitui uma das maiores questões na teoria de evolução química. Vários modelos foram desenvolvidos mas ainda nenhum unanimemente aceito.

Além do problema das anãs G, uma outra intrigante característica da evolução química de nossa Galáxia é o lento enriquecimento do meio (Tinsley 1974).

O modelo aqui apresentado investiga o papel dos objetos não estelares, os refugos, na evolução química da vizinhança solar. Conforme mostramos o lento enriquecimento do meio interestelar pode ser explicado pelo nosso modelo, desde que a inclinação da FMIG, no ramo de massas correspondente aos resíduos, seja $\lesssim 1,8$. Em outras palavras, isto implica que cada estrela semelhante ao Sol deve possuir uma nuvem de Oort com $\sim 10^{13}$ cometas, o que está em boa concordância com as estimativas de diversos autores.

Evidentemente, o efeito de sorvedura de metais pelos resíduos comentários não pode, isoladamente, explicar o problema das anãs G. É necessário assumir um pronto enriquecimento e, provavelmente, outros efeitos ainda não introduzidos no modelo. Nossas melhores distribuições de metalicidade (modelos D e H) podem ser interpretadas como devidas a um pulso de formação de estrelas de grande massa, que cederia ao gás do disco uma metalicidade inicial, bem como daria origem a remanescentes iniciais. Certamente, as condições iniciais estão conectadas, e futuras investigações deverão ser feitas de modo a encontrar uma relação teórica independente entre Z_0 , μ_0 e κ_0 .

O caminho natural que este trabalho seguirá é o de sofisticar um pouco mais o modelo, incluindo efeitos de *infall*, fluxos radiais, etc., de modo a buscar conhecer o quanto cada um destes processos em conjunto pode ter influenciado evolução química da vizinhança solar.

Paralelamente, o modelo deverá ser testado também contra outros vínculos observa-

cionais da vizinhança solar como, por exemplo, a relação idade-metalicidade e os gradientes radiais de abundância. Ainda, é possível tentar expandir o modelo a outras regiões da Galáxia.

GLOSSÁRIO DE SIGLAS NÃO USUAIS AQUI UTILIZADAS

- AEI - Aproximação de Evaporação Instantânea (seção 7.B)
- APMS - Aproximação de Perda de Massa Súbita (seção 5.B)
- ARI - Aproximação de Reciclagem Instantânea (seção 5.B)
- B²FH - Burbidge, Burbidge, Fowler e Hoyle (seção 3.B)
- DCM - Distribuição Cumulativa de Metalicidade (seção 5.C)
- DDM - Distribuição Diferencial de Metalicidade (seção 5.C)
- FMI - Função de Massa Inicial, ϕ (capítulo 4, introdução)
- FMIG - Função de Massa Inicial Generalizada, Φ (seção 7.B)
- MESF - *Metal Enhanced Star Formation* (item 6.D. α)
- TFE - Taxa de Formação Estelar, ψ (capítulo 4, introdução)
- TFG - Taxa de Formação Generalizada, Ψ (seção 7.B)

REFERÊNCIAS

- Abt H.A. and Levy S.G 1976, *Ap.J.Sup.Ser.*, **30**, 273
- Alpher R.A., Bethe H. and Gamow G. 1948, *Phys. Rev.*, **73**, 803
- Armandroff T. and Zinn R. 1988, *Ast.J.*, **96**, 92
- Arnett W.D. 1974, *Ap.J.*, **191**, 727
- Bailey M.E. 1988, In *Dust in the Universe*, Eds. Bailey M.E. and Williams D.A., Cambridge Univ.Press, 113
- Basu S. and Rana N.C. 1992a, *Ap.J.*, **393**, 373
- Basu S. and Rana N.C. 1992b, *Ap.Space Sci.*, **196**, 1
- Battaner E., Isern J. and Florido E. 1989, *Ap.Space Sci.*, **162**, 35
- Bazan G. and Mathews G.J. 1990, *Ap.J.*, **354**, 644
- Beers T.C., Preston G.W. and Shectman S.A. 1985, *Ast.J.*, **90**, 2089
- Bica E.D.L and Pastoriza M.G. 1983, *Ap.Space Sci.*, **91**, 99
- Biermann P. and Biermann L. 1977, *A&A*, **55**, 63
- Biermann P. and Tinsley B.M. 1974, *A&A*, **30**, 1
- Bond H.E. 1970, *Ap.J.Sup.Ser.*, **22**, 117
- Bond H.E. 1981, *Ap.J.*, **248**, 606
- Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A. and Hoyle F. 1957, *Rev.Mod.Phys.*, **29**, 547
(B²FH)
- Butcher H.R. 1987, *Nature*, **328**, 127
- Cameron A.G.W. 1957, *PASP*, **69**, 201
- Cameron A.G.W. 1973, *Space Sci.Rev.*, **15**, 121
- Carney B.W. and Latham D.W. 1987, *Ast.J.*, **93**, 116

- Chiosi C. 1980, *A&A*, **83**, 206
- Clayton D.D. 1984, *Ap.J.* **285**, 411,
- Clayton D.D. 1985a, In *Nucleosynthesis: Challenges and New Developments*, Eds. Arnett W.D. and Truran J.W., Univ.of Chicago press, 65
- Clayton D.D. 1985b, *Ap.J.*, **288**, 569
- Clegg R.E.S., Lambert D.L. and Tomkin J. 1981, *Ap.J.*, **250**, 262
- Cunha K. and Lambert D.L. 1992, *Ap.J.*, **399**, 586
- Daido T. 1980, *Pub.Ast.Soc.Japan*, **32**, 63
- Dixon M.E. 1966, *MNRAS*, **131**, 325
- Duquennoy A. 1988, In *Few Body Problems*, Ed. Valtonen M.J., Kluwer, 257
- Eggen O.J. 1964, *Ast.J.*, **69**, 570
- Eggen O.J., Lynden-Bell D. and Sandage A.R. 1962, *Ap.J.*, **136**, 748
- Ferrini F. and Galli D. 1988, *A&A*, **195**, 27
- Ferrini F., Matteucci F., Pardi C. and Penco U. 1992, *Ap.J.*, **387**, 138
- François P., Vangioni-Flam E. and Audouze J. 1990, *Ap.J.*, **361**, 487
- Gamow G. 1946, *Phys.Rev.*, **70**, 372
- Gamow G. 1949, *Rev.Mod.Phys.*, **21**, 367
- Gamow G. 1952, In *The Creation of the Universe*, The Viking Press, New York, pg.47
- Geisler D. and Friel E.D. 1992, *Ast.J.*, **104**, 128
- Gilmore G. and Wyse R.F.G. 1985, *Ast.J.*, **90**, 2015
- Gilmore G. and Wyse R.F.G. 1986, *Nature*, **322**, 806
- Gliese W. 1957, *Mitt.Astr.Rechen Inst.Heidelberg*, ser. A, No.8
- Gliese W. 1969, *Veröff Astr.Recheninst.Heidelberg*, No.22
- Greenberg J.M. 1974, *Ap.J.*, **189**, L81
- Guzik J.A. and Struck-Marcell C. 1988, *Ast.J.*, **95**, 1735
- Halbwachs J.L. 1986, *A&A*, **168**, 161

- Hamann F. and Ferland G. 1992, *Ap.J.*, **391**, L53
- Hartwick F.D.A. 1976, *Ap.J.*, **209**, 418
- Hartwick F.D.A. 1983, *Mem.Soc.Ast.Italiana*, **54**, 51
- Hearnshaw J.B. 1972, *Mem.R.A.S.*, **77**, 55
- Hearnshaw J.B. 1974, *A&A*, **36**, 191
- Hills J.G. 1981, *Ast.J.*, **86**, 1730
- Howard W.M., Meyer B.S. and Woosley S.E. 1991, *Ap.J.*, **373**, L5
- Iben I,Jr. and Renzini A. 1983, *Ann.Rev.Ast.Ap.*, **21**, 271
- Jones J.E. 1983, In *The Origin and Evolution of Galaxies*, Eds. Jones B.J.T. and Jones J.E., D. Reidel Publ.Co., Dordrecht, 179
- Jones J.E. 1985, *PASP*, **97**, 593
- Kajino T. and Boyd R.N. 1990, *Ap.J.*, **359**, 267
- Köppen J. and Arimoto N. 1989, *Ap.Space Sci.*, **156**, 47
- Kumai Y., Sabano Y. and Tosa M. 1988, *Ap.Space Sci.*, **143**, 257
- Lacey C.G. and Fall S.M. 1983, *MNRAS*, **204**, 791
- Lacey C.G. and Fall S.M. 1985, *Ap.J.*, **290**, 154
- Laird J.B., Rupen M.P., Carney B.W. and Latham D.W. 1988, *Ast.J.*, **96**, 1908
- Lambert D.L. 1988, In *Cosmic Abundances of Matter*, Ed. Waddington C.J., American Institut of Physics, pg.168
- Lambert D.L. 1992, *A&A Rev.*, **3**, 201
- Larson R.B. 1969, *MNRAS*, **145**, 405
- Larson R.B. 1972, *Nature Phys.Sci.*, **236**, 7
- Larson R.B. 1976, *MNRAS*, **176**, 31
- Larson R.B. 1986, *MNRAS*, **218**, 409
- Larson R.B. 1990, *PASP*, **102**, 709
- Larson R.B. 1992, *MNRAS*, **256**, 641

- Lynden-Bell D. 1975, *Vistas in Astronomy*, **19**, 229
- Luck R.E. and Bond H.E. 1985, *Ap.J.*, **292**, 559
- Maciel W.J. 1992, *Ap.Space Sci.*, **196**, 23
- Mathews G.J., Bazan G. and Cowan J.J. 1992, *Ap.J.*, **391**, 719
- Matteucci F. 1986, *Ap.J.*, **305**, L81
- Matteucci F. and Brocato E. 1990, *Ap.J.*, **365**, 539
- Matteucci F. and François 1989, *MNRAS*, **239**, 885
- Matteucci F. and Greggio L. 1986, *A&A*, **154**, 279
- Matteucci F. and Tornambè A. 1985, *A&A*, **141**, 13
- Mayor M., Lacarrieu C.T. and Martinet L. 1977, *A&A*, **61**, 433
- Meusinger H. 1991, *Ap.Space Sci.*, **182**, 19
- Meusinger H. 1992a, *Ap.Space Sci.*, **188**, 19
- Meusinger H. 1992b, *A&A*, **266**, 190
- Meusinger H. and Stecklum B. 1992, *A&A*, **256**, 415
- Miller G.E. and Scalo J.M. 1979, *Ap.J.Sup.Ser.*, **41**, 513
- Mould J.R. 1978, *Ap.J.*, **226**, 923
- Newman M.J. and Talbot R.J. 1976, *Nature*, **262**, 559
- Nissen P.E. and Edvardsson B. 1992, *A&A*, **261**, 255
- Nomoto K., Thielemann F.-K. and Yokoi K. 1984, *Ap.J.*, **286**, 644
- Olive K.A. 1986, *Ap.J.*, **309**, 210
- Oort J.H. 1970, *A&A*, **7**, 381
- Ostriker J.P. and Thuan T.X. 1975, *Ap.J.*, **202**, 353
- Pagal B.E.J. 1973, *Internal Report IC/73/169*, International Center for Theoretical Physics, Trieste
- Pagal B.E.J. 1979, In *Stars and Star Systems*, Ed. Westerlund B.E., D.Reidel Pub.Co., Dordrecht, 17

- Pagal B.E.J. 1987, In *The Galaxy*, Eds. Gilmore G. and Carswell, D. Reidel Pub. Co, 341
- Pagal B.E.J. 1989a, In *Evolutionary Phenomena in Galaxies*, Eds. Beckman J.E. and Pagal B.E.J., Cambridge Univ. press, 201
- Pagal B.E.J. 1989b, *Rev. Mex. Ast. Ap.*, **18**, 161
- Pagal B.E.J. and Patchett B.E. 1975, *MNRAS*, **172**, 13
- Peimbert M. and Serrano A. 1982, *MNRAS*, **198**, 563
- Prantzos N., Casse M. and Vangioni-Flam E. 1993, *Ap.J.*, **403**, 630
- Quirk W.J. and Tinsley B.M. 1973, *Ap.J.*, **179**, 69
- Rana N.C. 1987, *A&A*, **184**, 104
- Rana N.C. 1991, *Ann. Rev. Ast. Ap.*, **29**, 129
- Rana N.C. and Basu S. 1990, *Ap. Space Sci.*, **168**, 317
- Rana N.C. and Basu S. 1992, *A&A*, **265**, 499
- Rana N.C. and Wilkinson D.A. 1986, *MNRAS*, **218**, 497
- Rich R.M. 1986, Ph.D. thesis, California Institute of Technology.
- Rich R.M. 1988, *Ast. J.*, **95**, 828
- Salpeter E.E. 1955, *Ap.J.*, **121**, 161
- Sandage A.R. 1986, *A&A*, **161**, 89
- Sanders D.B., Solomon P.M. and Scoville N.Z. 1984, *Ap.J.*, **276**, 182
- Scalo J.M. 1986, *Fund. Cosm. Phys.*, **11**, 1
- Schmidt M. 1959, *Ap.J.*, **129**, 243
- Schmidt M. 1963, *Ap.J.*, **137**, 758
- Snedden C., Lambert D.L. and Whitaker R.W. 1979, *Ap.J.*, **234**, 964
- Sommer-Larsen J. 1991, *MNRAS*, **249**, 368
- Sommer-Larsen J. and Yoshii Y. 1990, *MNRAS*, **243**, 468
- Stern S.A. and Shull J.M. 1990, *Ap.J.*, **359**, 506
- Talbot R.J., Jr. 1974, *Ap.J.*, **189**, 209

- Talbot R.J., Jr. and Arnett W.D. 1971, *Ap.J.*, **170**, 409
- Talbot R.J., Jr. and Arnett W.D. 1973, *Ap.J.*, **186**, 69
- Tinsley B.M. 1974, *Ap.J.*, **192**, 629
- Tinsley B.M. 1975a, *Ap.J.*, **197**, 159
- Tinsley B.M. 1975b, *PASP*, **87**, 837
- Tinsley B.M. 1976, *Ap.J.*, **208**, 797
- Tinsley B.M. 1977a, *Ap.J.*, **216**, 548
- Tinsley B.M. 1977b, In *Chemical and Dynamical Evolution of Our Galaxy*, Eds. Basinska-Grzesik E. and Mayor M., Geneva Observatory, Sauverny, **309**
- Tinsley B.M. 1979, *Ap.J.*, **229**, 1046
- Tinsley B.M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.*, **5**, 287
- Tinsley B.M. 1981, *Ap.J.*, **250**, 758
- Tinsley B.M. and Cameron A.G.W. 1974, *Ap. Space Sci.*, **31**, 31
- Toomre A. 1977, In *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, Eds. Tinsley B.M. and Larson R.B., Yale Univ. Observatory, New Haven, pg. 401
- Tornambè A. and Matteucci F. 1985, *A&A*, **151**, 447
- Tosi M. 1988a, *A&A*, **197**, 33
- Tosi M. 1988b, *A&A*, **197**, 47
- Trimble V. 1975, *Rev. Mod. Phys.*, **47**, 877
- Trimble V. 1991, *A&A Rev.*, **3**, 1
- Truran J.W. and Cameron A.G.W. 1971, *Ap. Space Sci.*, **14**, 179
- Twarog B.A. 1980, *Ap.J.*, **242**, 242
- Vader J.P. and de Jong T. 1981, *A&A*, **100**, 124
- van den Bergh S. 1962, *Ast.J.*, **67**, 486
- Vanýsek V. 1987, In *10th IAU European Regional Meeting*, Ed. Palous J., Praha, 279
- Walter F.M. and Boyd W.T. 1991, *Ap.J.*, **370**, 318

- Wheeler J.C., Sneden C. and Truran J.W. 1989, *Ann.Rev.Ast.Ap.*, **27**, 276
- Whitford A.E. and Rich R.M. 1983, *Ap.J.*, **274**, 723
- Willson L.A., Bowen G.H. and Struck-Marcell C. 1987, *Comments Astrophys.*, **12**, 17
- Wilson T.L. and Matteucci F. 1992, *A&A Rev.*, **4**, 1
- Wooley R., Epps E.A., Penston M.J. and Poccock S.B. 1970, *R.Obs.Ann.*, No.5
- Woodsley S.E., Pinto P.A. and Weaver T.A. 1988, *Proc.Ast.Soc.Australia*, **7**, 355
- Zinn R. 1985, *Ap.J.*, **293**, 424