



Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências da Matemática e da Natureza
Observatório do Valongo
Departamento de Astronomia



EVOLUÇÃO QUÍMICA EM GALÁXIAS III

Projeto de Final de curso para obtenção do título de Astrônomo

Aluno
Maurício Ferraresi Junior

Orientador
François Cuisinier
(Observatório do Valongo, UFRJ)

AGRADECIMENTOS

Este é apenas o meu primeiro passo. Apesar das adversidades que o caminho oferece, sozinho não conseguirei realizar os meus sonhos. A cada passo realizado farei questão de agradecer quem esteve ao meu lado. Primeiramente ao meu orientador, François Cuisinier. Sua sinceridade e seus conselhos me fizeram enxergar melhor o caminho que escolhi, obrigado.

Pelo apoio da minha Família; a caçula Juju, meu irmão Luciano, meus primos Pedro e Karina, e aos meus Pais. O amor deles me transforma numa pessoa melhor.

Para todos os que de alguma forma me ajudaram no Observatório do Valongo entre amigos, professores e funcionários, especialmente, à Marcelo Ferreira, sua amizade sempre será muito importante.

Aos antigos companheiros de Astronomia, que resolveram mudar a direção de seus caminhos, mas que, para sempre permanecerão amigos: Camila, Daniel, Débora, Fabrício e Ricardo. E por fim e não por último, minha namorada, Thatiana Campelo. Seu amor e seu carinho são capazes de transformar minhas noites de estrelas em noites de vidas. Te amo.

É muito bom saber que não estou sozinho.

RESUMO

Galáxias HII anãs são galáxias de baixa massa, com alto conteúdo de gás, que se encontram em uma fase intensa de formação estelar. A taxa de formação estelar está tão alta nestas galáxias que não pode ter-se mantido nesses níveis durante sua vida inteira. Isto leva naturalmente à idéia de que já aconteceram surtos anteriores. O hidrogênio, o oxigênio e o nitrogênio produzem algumas das linhas mais importantes em um gás fotoionizado, permitindo a determinação das abundâncias desses elementos. A dispersão das abundâncias em oxigênio e nitrogênio é significativa, sendo maior que os erros observacionais. A explicação tradicional é o atraso do enriquecimento do nitrogênio em relação ao oxigênio e a formação estelar em forma de surtos nestas galáxias. O oxigênio é produzido em estrelas massivas, que explodem quase instantaneamente, enquanto o nitrogênio produzido em estrelas de massa intermediária só seria liberado depois de um atraso de ~100 milhões a 1 bilhão de anos. Propomos um modelo alternativo, explicando esta dispersão não a partir de um enriquecimento atrasado, mas a partir da variação das massas dos surtos de formação estelar. Discutimos nosso modelo em função das abundâncias observadas de oxigênio e nitrogênio em galáxias HII.

Palavras-chave: Galáxias: Galáxias HII – Meio Interestelar – Evolução química

ABSTRACT

Dwarf HII galaxies are galaxies of low mass, with high gas content, that are experiencing an intense phase of star formation. The star formation rate is so high in these galaxies that they cannot keep these rates during their entire life. This suggests that previous bursts have already happened. The hydrogen, the oxygen and the nitrogen produce some of the most important lines in a gaseous nebulae, allowing the determination of the abundances of these elements. The dispersion of the abundances in oxygen and nitrogen is significant, being larger than the observational errors. The traditional explanation is the delay of the enrichment of nitrogen with respect to the oxygen and the star formation in form of bursts in these galaxies. The oxygen would be produced in massive star, that explode almost instantly, while the nitrogen produced in stars of intermediate mass would only be ejected into the interstellar medium after a delay of ~100 millions to 1 billion of years. We consider an alternative model, explaining this dispersion not from a delayed enrichment, but from the variation of the masses of the bursts of star formation. We argue our model in function of the observed abundances of oxygen and nitrogen in galaxies HII.

Keywords: Galaxies: HII Galaxies – Interstellar medium – Chemical evolution

ÍNDICE

Agradecimentos

Resumo

Abstract

1. Introdução	6
2. Evolução Química	10
2.1 Ingrediente da Evolução química	10
2.1.1 Função de massa inicial	10
2.1.2 Taxa de Formação Estelar	12
2.1.3 Evolução Estelar	13
2.1.4 Definição de Yield	14
2.2 Introdução do Formalismo Matemático	16
3. Cálculo dos Yields	23
3.1 Yields totais de estrelas intermediárias (vdHG97)	23
3.2 Yields totais de estrelas massivas (M92)	26
4. Modelos de Evolução química	29
4.1 Modelo tradicional	29
4.2 Modelo proposto	33
5. Conclusão	41
Referências	

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A evolução química de galáxias é uma área da astrofísica que estuda, em galáxias, a produção, o consumo das espécies químicas ao decorrer do tempo. No nosso trabalho, concentramos-nos em isótopos mais freqüentes dos elementos nitrogênio, ^{14}N , e oxigênio, ^{16}O . A classificação de Hubble subdivide as galáxias em dois subtipos principais: espirais e elípticas (Hubble 1926). As galáxias sem estrutura definida foram classificadas como irregulares, estando à margem da classificação feita por Hubble. Em nosso trabalho concentramos o estudo em galáxias HII (figura 1.1), também chamadas de anãs compactas azuis, que são um subtipo das galáxias irregulares. São tipicamente pequenas, se comparadas a outros tipos de galáxias. As galáxias HII contêm uma grande quantidade de gás, que está sendo convertido em estrelas. Espectros de galáxias HII têm, como principal característica, fortes linhas de emissão do gás no visível (Figura 1.2). Sua classificação como galáxia HII é devido à semelhança com espectros de regiões HII de nossa Galáxia.

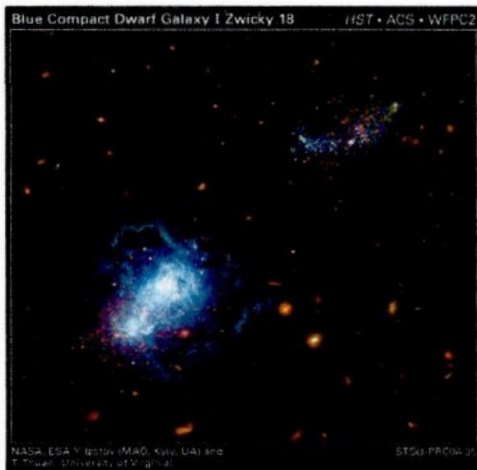


Figura 1.1a Izw 18

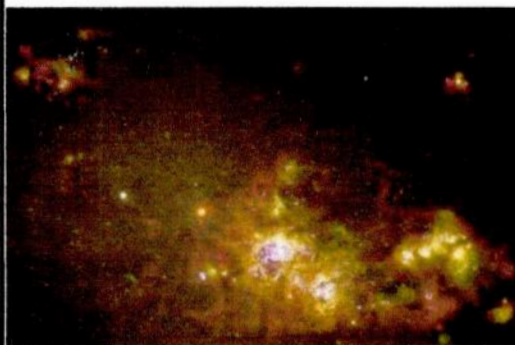


Figura 1.1b NGC 4214

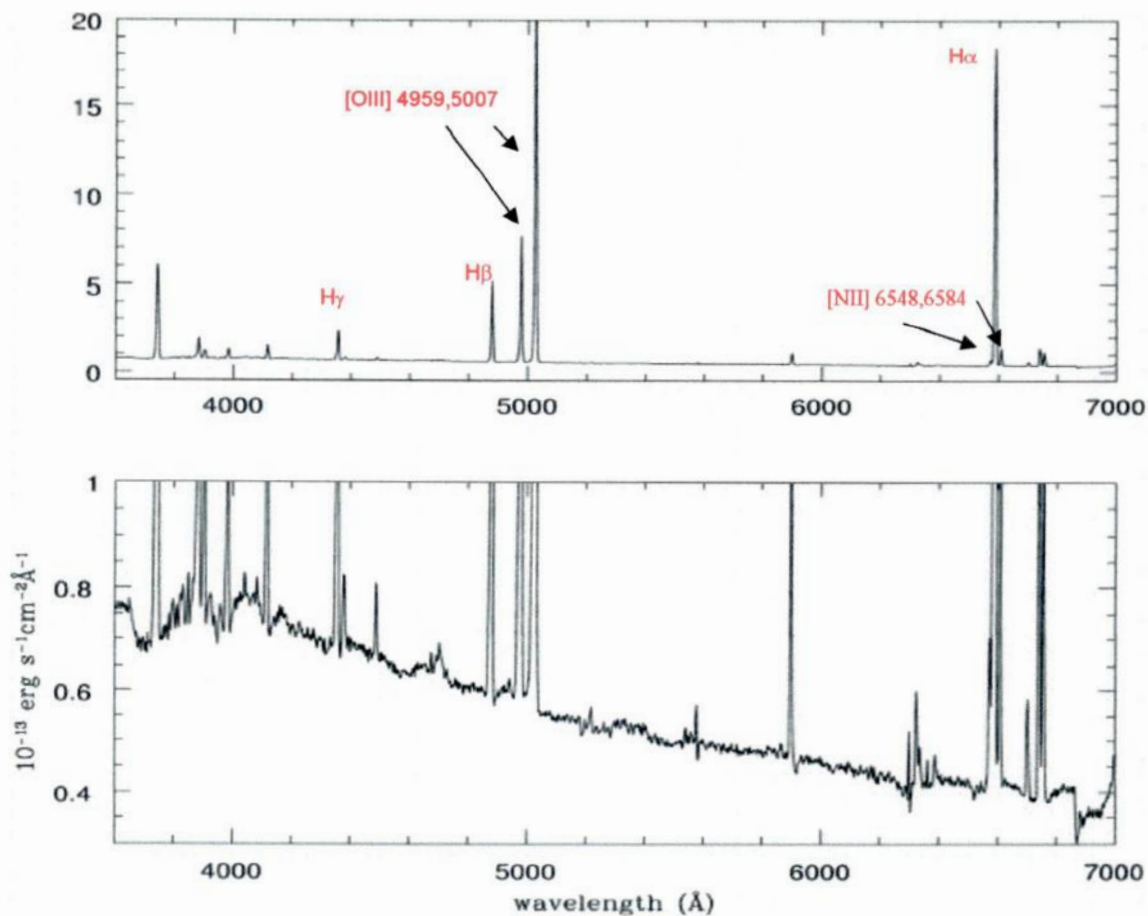


Figura 1.2 Linhas de emissão de Tol1004-296 (Kehrig et al. 2004)

A intensa formação estelar produz uma população de estrelas jovens, que em razão de suas estrelas massivas e quentes tem a capacidade de fotoionizar o gás. Linhas de emissão são produzidas por recombinação (principalmente H I e He I) e por excitação colisional de níveis meta-estáveis (e.x. [O III], [O II], [N II]). Através destas linhas de emissão (colisionais e de recombinação) é possível determinar propriedades físicas e químicas do meio interestelar fotoionizado, como por exemplo, as abundâncias químicas do nitrogênio e oxigênio.

Nos concentramos em dados observacionais de galáxias H II, explorando as hipóteses para sua evolução química, particularmente dos elementos nitrogênio e oxigênio. A razão N/O é utilizada para tentar entender a origem destes elementos em galáxias e a dispersão encontrada nos dados observacionais.

No nosso trabalho, abundâncias do nitrogênio e oxigênio foram retiradas do catálogo de Izotov & Thuan (1999). Os dados (Figura 1.3) contém observações de telescópio de 8 metros e são de boa qualidade. Além disso, o catálogo contém

galáxias de menores abundâncias com $12 + \log O/H$ de $\sim 1/30 Z_{\odot}$, sendo a mais completa dentre estas, o que permite estudar as galáxias HII menos evoluídas do ponto de vista da evolução química.

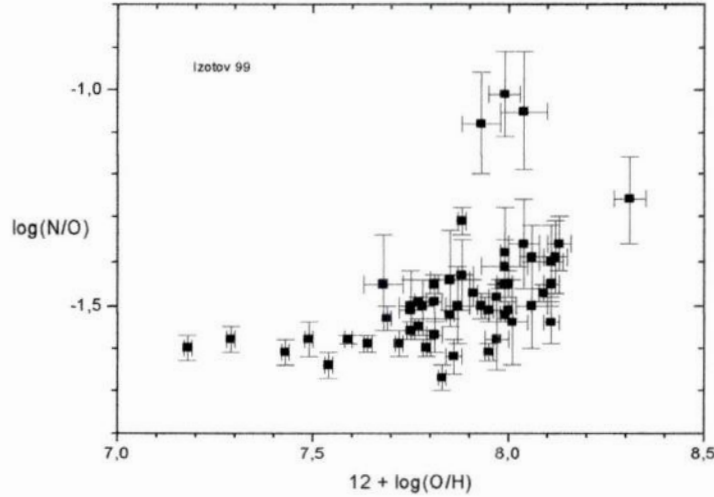


Figura 1.3 Dados observacionais (Izotov & Thuan 1999)

Estrelas consomem e produzem espécies químicas do meio interestelar. É definido tradicionalmente no formalismo de evolução química o *yield total*, ou rendimento de um dado elemento químico durante os processos de produção e consumo destes em estrelas de uma dada geração. Os *yields estelares* (rendimentos de elementos logo após a evolução de uma estrela de uma dada massa) são calculados através de modelos de evolução estelar ou de modelos derivados da evolução estelar. A física da evolução estelar é altamente variável em função de suas massas. Estrelas no intervalo de massa inicial entre $0,8$ e $8M_{\odot}$ são consideradas estrelas de massas baixas e intermediárias com tempos de vida da ordem de $10^8 - 10^9$ anos, e terminam suas vidas como nebulosas planetárias. Estrelas com massas iniciais superiores à $8M_{\odot}$ têm tempos de vida muito mais baixos, em torno de 10^7 anos, e sua evolução termina em uma explosão de *supernova*, injetando uma grande quantidade de energia e de matéria processada no meio interestelar.

Usamos em nosso trabalho os resultados de Maeder (M92) para os yields estelares de altas massas e de van den Hoek & Groenewegen (vdGH97) para as estrelas intermediárias. A discussão em respeito à física da evolução estelar e como são definidos os yields estelares e totais está no capítulo 2. Neste mesmo capítulo

outros ingredientes fundamentais para a evolução química de galáxias serão introduzidos como a função de massa inicial e a taxa de formação estelar.

A discussão dos yields totais (ou seja, o rendimento de um dado elemento químico numa dada população estelar formada) é feita para o nitrogênio e oxigênio de forma mais detalhada no capítulo 3.

No capítulo 4, modelos de evolução química de galáxias HII são desenvolvidos. Nos modelos, são mais bem detalhados os motivos da necessidade do atraso da reciclagem de material em estrelas de alta massa, bem como a repercussão desta hipótese nos resultados da evolução química e questionamentos a respeito da idade destes objetos. Finalmente, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões.

CAPÍTULO 2

EVOLUÇÃO QUÍMICA

Neste capítulo é introduzido o formalismo da evolução química de galáxias. Os principais ingredientes utilizados em nosso modelo para discussão específica de galáxias HII são apresentados também, além da matemática que descreve a evolução. O modelo apresentado é capaz de ajudar-nos a entender as origens e a evolução das abundâncias de nitrogênio e oxigênio no meio interestelar.

2.1 Ingredientes da Evolução Química de Galáxias

Os ingredientes fundamentais são: função de massa inicial (FMI), taxa de formação de estrelas (TFE), um quadro com os produtos finais da evolução estelar (quantidade de metais produzidos), além de outras questões que influenciam na evolução química de uma galáxia e que não estejam relacionadas com o nascimento e morte das estrelas, como, por exemplo, interações entre galáxias e processos de queda (infall) e expulsão (outflow) de gás.

2.1.1 Função de Massa Inicial

A função de massa inicial (FMI) φ é o espectro de massas de estrelas que nascem em uma dada geração, ou seja, $\varphi(M)dM$ representa a frequência relativa de estrelas que nascem com massas entre M e $M+dM$. Em nosso trabalho, contamos apenas as estrelas singulares, apesar da fração de estrelas binárias ser significativa. A simplificação de considerarmos apenas estrelas singulares é justificada, já que concentramos nosso trabalho em elementos químicos produzidos por estrelas singulares (nitrogênio e oxigênio). Por outro lado, no caso do ferro, a inclusão da nucleossíntese por binárias seria necessária pelo fato da produção desse elemento ser realizada por supernovas do tipo Ia (esse tipo de supernova ocorre devido a uma

explosão de uma anã branca que, com o acréscimo de matéria da sua companheira, ultrapassa a massa de Chandrasekhar (Umeda et al. 1999)).

O primeiro a propor uma função de massa inicial foi Salpeter (1955). A forma desta função partiu de argumentos puramente observacionais, motivados por contagens de estrelas na vizinhança solar. Esta função (equação 2.1) corresponde a uma lei de potência:

$$\varphi(m) = \varphi_0 m^{-x}. \quad (2.1)$$

O valor encontrado por Salpeter foi $x = 2,35$, onde este expoente prioriza a formação de estrelas de baixa massa, já que a lei exponencial (equação 2.1) é decrescente em relação a massa. A constante φ_0 é uma constante de normalização e, $m\varphi$ é uma função de densidade de probabilidade:

$$\int_{M_{inf}}^{M_{sup}} m\varphi(m)dm = 1. \quad (2.2)$$

Adotamos em nosso trabalho para os limites da integral (2.2), $M_{sup} = 120M_{\odot}$ e $M_{inf} = 0,1M_{\odot}$, tendo como resultado uma constante de normalização $\varphi_0 \approx 0,17$. Existem outros trabalhos que usam valores diferentes para o expoente desta função (e com valores diferenciados para faixas de massa distintas) (Scalo 1986, Kroupa et al. 1991), ressaltando a possibilidade de formação estelar diferenciada entre estrelas de baixas e altas massas.

Em nosso trabalho somente a função de Salpeter foi utilizada. A principal deficiência desta função é o nascimento em excesso de estrelas de baixa massa em comparação às FMIs de Scalo e Kroupa. De qualquer forma, massas inferiores à $1M_{\odot}$ não influenciam na produção química dos elementos devido aos seus grandes tempos de vida ($\sim 10\text{Ga}$), e por isso não interferem na evolução química da galáxia. Além disso, na faixa de estrelas de alta massa, as funções de Scalo e de Kroupa predizem menos estrelas do que a função de Salpeter, reciclando menos oxigênio originado em estrelas de alta massa e assim, aumentando a razão N/O. Este resultado teria uma influência nos resultados de galáxias com baixa metalicidade (metalicidade de $\sim 1/30Z_{\odot}$).

2.1.2 Taxa de Formação Estelar

O colapso de uma nuvem de gás em uma galáxia HII acontece na forma de aglomerados estelares. As estrelas nascem, a princípio, sempre em conjunto, dentro de volumes com cerca de uma centena de pc de diâmetro que contêm milhares de estrelas. A ordem de grandeza da massa das nuvens de gás em galáxias HII que sofrerá um processo de formação estelar é da ordem de $10^6 M_{\odot}$, e a temperatura média é extremamente baixa, da ordem de algumas dezenas de K. Apenas as temperaturas mais frias são capazes de propiciar um colapso gravitacional, já que é necessário um ambiente de alta densidade.

A primeira tentativa de matematizar a formação de estrelas foi realizada por Schmidt (1959):

$$\psi(t) = k\rho(t)^w, \quad (2.3)$$

onde $\rho(t)$ é a densidade média do gás, k é uma constante de normalização e w um parâmetro ajustado através das observações. A equação 2.3 é a mais simples possível para uma taxa de formação estelar (TFE) $\psi(t)$, já que a ausência de um conhecimento físico mais completo sobre os mecanismos de formação impede uma formulação mais rigorosa. No caso das galáxias HII, é utilizada uma taxa de formação estelar descontínua no tempo, onde as condições para que ocorra um surto é alcançada de tempos em tempos.

Esta hipótese de surtos de formação estelar espaçados por longos períodos de inatividade é considerada devido a que:

- (1) Galáxias HII não podem manter sua formação estelar durante o tempo de Hubble. O gás do meio interestelar já teria esgotado.
- (2) Existem evidências de população estelar antiga em galáxias HII (ex: Westera et al. 2004), mostrando ter existido formação estelar anterior ao surto atual.

Como os processos de formação estelar não são eventos peculiares na história de galáxias HII, chegamos à idéia de surtos descontínuos. É definido o intervalo entre surtos na ordem do bilhão de anos (Larsen et al. 2000). Este tempo é comparável aos tempos de vida de estrelas de massa intermediária consideradas, tendo assim implicações na evolução química que serão discutidas em mais detalhe no capítulo 4.

2.1.3 Evolução Estelar

Num processo de formação estelar, um amplo espectro de massa estelar é gerado. A física que rege a evolução estelar de diferentes massas é separada em, basicamente, duas distintas: a evolução de estrelas de massas baixas e intermediárias ($0,8 < M_{\odot} < 8$) e a evolução de estrelas de massas altas ($M_{\odot} > 8$).

Estrelas de massas baixas e intermediárias ($0,8 < M_{\odot} < 8$) passam a maior parte de sua vida (como qualquer estrela) queimando o hidrogênio presente em seus núcleos, ocupando a *seqüência principal* de um diagrama HR. Ao esgotar o hidrogênio da parte central, o núcleo da estrela não tem temperatura suficientemente alta para iniciar a queima do hélio, restando a queima do hidrogênio em casca em torno do núcleo. O envoltório estelar torna-se convectivo e a estrela torna-se uma gigante vermelha. A convecção provoca a dragagem do material reciclado no núcleo até a superfície (1° dragagem).

Com a acumulação de hélio produzido, o núcleo (inerte) se concentra e aquece até conseguir acender o hélio, de maneira degenerada (massas baixas) ou não degenerada (massas intermediárias). A estrela torna-se radiativa novamente, e diminui de tamanho (gigante do ramo horizontal).

Rapidamente, a queima de hélio no núcleo pára (enquanto a estrela continua a queimar o hidrogênio em casca). A estrela volta a ser convectiva, provocando uma 2ª dragagem (gigante do ramo assintótico). Em seguida o hidrogênio e o hélio queimam em cascas alternadas, com uma alternagem de camadas convectivas, provocando uma 3ª dragagem e, assim, aumentam os pulsos térmicos do ramo assintótico. A estrela passa a ser altamente instável, chegando ao seu *Limite de Eddington*, onde seu envoltório é esfacelado devido aos altos ventos estelares, tornando-se uma nebulosa planetária. A evolução da estrela termina em uma anã branca.

As estrelas de alta massa ($M_{\odot} > 8$) alcançam temperaturas mais altas em seus núcleos sendo capazes de iniciar a queima de elementos mais pesados que o hélio. A reação nuclear do hélio produz carbono e oxigênio na parte central. O tempo de evolução nuclear das queimas de carbono e oxigênio é muito rápido, bem mais rápido que o tempo de ajuste térmico da estrela (contrariamente às queimas do hidrogênio e do hélio), provocando a ocorrência de todas as queimas nucleares sucessivas até o ferro (na verdade, ^{56}Ni).

Reações nucleares a partir do ^{56}Ni são endotérmicas e não mais podem produzir energia para sustentar o peso do envoltório. Núcleos de ferro dissociam-se até formar hidrogênio. Nestas condições de altíssima densidade, a matéria neutroniza-se ($p^+ + e^- \rightarrow n$), alcançando um estado mais compacto. O núcleo colapsa de maneira catastrófica, provocando a explosão da estrela em uma supernova, a partir da liberação de energia gravitacional (da ordem de 10^{51} ergs).

2.1.4 Definição de Yield

Modelos de evolução estelar são usados para quantificar o número de elementos químicos produzidos no meio interestelar ao final da vida das estrelas. Utilizamos os modelos de van den Hoek & Groenewegen (1997) para estrelas intermediárias (vdGH97) e o de Maeder (1992) para estrelas de alta massa (M92). Esses serão discutidos em mais detalhes no capítulo 3. A quantidade de elementos produzidos pelas estrelas é definida como yield estelar, isto é, $q_Z[Z(t), m]$, que são dependentes da metalicidade do meio na qual a estrela nasceu. Ex: $q_O[Z(t), m]$ para o oxigênio e $q_N[Z(t), m]$ para o nitrogênio.

Para cada geração estelar é definido o yield total, $P[Z(t), m]$, que representa o rendimento total de metais produzidos no meio por estrelas de uma dada massa:

$$P[Z(t), m] = \frac{q[Z(t), m]}{\alpha}, \quad (2.4)$$

onde α é a fração de matéria retida nas estrelas na forma de remanescentes:

$$\alpha = \int_{M_{\text{inf}}}^{M_{\text{sup}}} m_{\text{REM}}[Z(t), m] \varphi(m) dm, \quad (2.5)$$

onde $\phi(m)$ é a FMI e $m_{REM}[Z(t),m]$ é a massa na forma de remanescentes, que depende da metalicidade do meio em que a estrela foi formada e da massa inicial. O valor de α dependerá das massas das remanescentes, que variam com a metalicidade inicial das estrelas. A variação é muito pequena e sua dependência com a metalicidade é muito incerta (Schaller et al. 1992). Para o cálculo do valor de α , utilizamos uma aproximação para a massa de remanescente do trabalho de Iben & Tutukov (1984b):

$$\begin{aligned} m_{REM} &= 0,11m + 0,45 & m \leq 6,8 \\ m_{REM} &= 1,5 & m > 6,8. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Usando a equação 2.6 e 2.1 (FMI) na equação 2.5, temos como valor para fração de matéria trancada em remanescente:

$$\alpha \approx 0,7. \quad (2.7)$$

O cálculo do yield total integrado (chamaremos apenas de yield total) para um dado elemento é definido por:

$$P_z[Z(t)] = \frac{\int_{M_{inf}}^{M_{sup}} m q_z[Z(t),m] \phi(m) dm}{\alpha}. \quad (2.8)$$

Os intervalos de massa para integração dos *yield estelares* $q_z[Z(t),m]$ (dependentes da metalicidade) na equação 2.8 são definidos pelos progenitores principais dos elementos. No caso da produção do nitrogênio das estrelas intermediárias, o intervalo da integração da equação 2.8 é entre $M_{inf} \sim 0,8M_{\odot}$ e $M_{sup} \sim 8M_{\odot}$, e no caso da produção do oxigênio e do nitrogênio pelas estrelas de alta massa, o intervalo passa a ser entre $M_{inf} \sim 9M_{\odot}$ e $M_{sup} \sim 120M_{\odot}$.

2.2 Introdução do Formalismo Matemático

A descrição apresentada segue basicamente o formalismo de Pagel (1997). A matéria bariônica de uma galáxia é considerada um sistema de massa total dada por:

$$M(t) = s(t) + g(t), \quad (2.9)$$

onde $s(t)$ é a massa de estrelas e $g(t)$ é a massa de gás. A variação da massa total é dada por:

$$\frac{dM(t)}{dt} = F(t) - E(t), \quad (2.10)$$

onde $F(t)$ é a taxa de queda de gás na galáxia (infall) e $E(t)$ é a taxa de gás expulsa da galáxia (outflow). A equação 2.10 pode ser simplificada se o sistema for fechado, ou seja, não há nem queda nem expulsão de gás do sistema:

$$\frac{dM(t)}{dt} = 0. \quad (2.11)$$

Além da simplificação de considerar-se o sistema fechado (2.11), outras considerações importantes deste formalismo são:

- a. A homogeneidade do sistema.
- b. A produção instantânea.

Por homogeneidade do sistema entende-se que a abundância química de um dado elemento é a mesma em todas as localizações da galáxia. A produção ser instantânea significa que as estrelas, ao chegarem no final de suas vidas, produzem imediatamente os elementos de sua nucleossíntese no meio interestelar.

No formalismo do modelo simples (Tinsley 1980) apresentado por Pagel (1997), todas as estrelas produzem seus produtos imediatamente no momento em que nascem. É considerado um tempo de vida desprezível em relação ao tempo de Hubble, portanto, o significado da produção instantânea é diferente do adotado em nosso

trabalho. A principal razão de considerar-se o tempo de vida das estrelas é o fato de que para alguns elementos, como o nitrogênio, suas produções ocorrem principalmente em estrelas intermediárias com tempos de vida da ordem de 10^9 anos.

Para contornar este problema no modelo simples, Pagel (1997) apresenta um formalismo com produção atrasada para avaliação de elementos (ex: o ferro), cujo tempo de nucleossíntese não pode ser desprezado. Neste caso, a evolução é baseada em modelos analíticos com a “aproximação de produção atrasada” (Pagel 1989a), no qual é assumido que a produção de um dado elemento é realizada instantaneamente, um tempo após o início da formação estelar.

As equações diferenciais que regem a variação de massa do gás $g(t)$ e de estrelas $s(t)$ adotadas em trabalhos com formação estelar contínua são, respectivamente:

$$\begin{aligned}\frac{dg(t)}{dt} &= e(t) - \psi(t); \\ \frac{ds(t)}{dt} &= \psi(t) - e(t),\end{aligned}\tag{2.12}$$

onde ψ é a taxa de formação estelar e $e(t)$ é a taxa de ejeção de matéria das estrelas dada pela expressão:

$$e(t) = \int_{M\tau=t}^{M_f} (m - m_{REM}) \rho(m) dm \int_0^t \psi(t - \tau(m)) dt.\tag{2.13}$$

As variações da metalicidade $Z(t)$ do gás e de estrelas são dadas por:

$$\begin{aligned}Z(t) \frac{dg(t)}{dt} &= e_z(t) - Z(t)\psi(t); \\ Z(t) \frac{ds(t)}{dt} &= Z(t)\psi(t) - e_z(t),\end{aligned}\tag{2.14}$$

em que e_z é a metalicidade de matéria ejetada no instante t dado por:

$$e_z(t) = \int_{M\tau=t_0}^{Mf} \int_0^t [(m - m_{REM})Z(t - \tau(m)) + mq_z[Z(t - \tau(m)), m]] \psi(t - \tau(m)) \varphi(m) dm dt, \quad (2.15)$$

onde nas equações 2.13 e 2.15;

- m_{REM} é a massa de remanescente estelar;
- $\tau(m)$ é o tempo de vida de uma estrela com massa inicial m , que por simplificação não depende da metalicidade;
- $\varphi(m)$ é a FMI de Salpeter;
- $\psi(t - \tau(m))$ é a TFE da galáxia na época da formação das estrelas que ejetam material no tempo t ;
- $q_z[Z(t - \tau(m)), m]$ são os yields estelares para cada massa;
- $Z(t - \tau(m))$ é a metalicidade do gás no momento do nascimento das estrelas.

Na integral em massa, o limite inferior é a massa de “turnoff” ($M\tau$), ou seja, a massa de uma estrela que está saindo da seqüência principal no tempo t , e o limite superior é o aquele da FMI (equação 2.2). Já a integração no tempo será regulada pela duração de um evento de formação estelar contínuo.

O termo de ejeção de metais que se encontra entre colchetes na equação 2.15, é diferente do adotado historicamente (Tinsley 1980):

$$E_{zm} = [(m - m_{REM} - \underline{mq_z[Z(t - \tau(m)), m]})Z(t - \tau(m)) + mq_z[Z(t - \tau(m)), m]] \quad (2.16)$$

A retirada do termo de yield estelar da subtração da quantidade em massa de remanescente não tem influência nos resultados das abundâncias do nitrogênio e oxigênio e, portanto, não modifica de maneira significativa os nossos resultados. Preferimos adotar o formalismo mais atualizado (Pagel 1997) utilizado em modelos de evolução química mais recentes (Larsen et al. 2001, Henry et al. 2000, Mouhcine & Contini 2002, Pagel 1997, Pilluygin 1993, Chiappini et al. 2003).

Em nosso modelo, adotamos uma hipótese de taxa de formação estelar descontínua no tempo (ex, Larsen et al. 2001). Pares de surtos instantâneos de formação estelar ocorrem a cada bilhão de anos ($\tau_s=1\text{Gano}$). As equações diferenciais que regem a variação do gás e das estrelas com suas respectivas metalicidades (2.12 e

2.14) e as integrais que definem as taxas de ejeção de matéria (2.13 e 2.15) precisam ser redefinidas.

Por definição, uma massa de formação de estrelas M_s é escrita da seguinte forma:

$$M_s = \int_0^{t'} \psi(t) dt, \quad (2.17)$$

sendo t' o tempo de duração do evento de formação. Caso a formação estelar seja instantânea ($t' \rightarrow 0$), o valor da integral 2.17 será finito apenas se ψ for infinito. Esta formulação não é correta, nem mesmo fisicamente rigorosa. Neste caso, utilizamos as distribuições de Dirac, que podem ser entendidas como um limite da série de gaussianas:

$$\delta(t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{n}{\sqrt{\pi}} \right) e^{-n^2 t^2}, \quad (2.18)$$

com as seguintes propriedades de normalização, filtragem e derivada:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt &= 1; \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) f(t) dt &= f(0); \\ \delta(t) &= \frac{d}{dt} D(t), \end{aligned} \quad (2.19)$$

sendo $D(t)$ a função degrau normalizada ($D(t)=0$; $t < 0$ e $D(t)=1$; $t \geq 0$) e $f(t)$ uma função qualquer, contínua em t . Depois de introduzir as distribuições de Dirac, definimos a TFE na forma abaixo:

$$\psi(t) = k_s \delta(t - \tau_s), \quad (2.20)$$

onde τ_s é o instante do surto de formação estelar de intensidade k_s . Desta forma, a integral 2.17 é resolvida rigorosamente para $0 < \tau_s < t'$:

$$M_s = \int_0^{t'} k_s \delta(t - \tau_s) dt = k_s. \quad (2.21)$$

As integrais de ejeção de matéria (2.13 e 2.15) no formalismo descontínuo passam a ser:

$$\begin{aligned} e(\tau_s) &= \int_{M\tau=\tau_s}^{Mf} (m - m_{REM}) \varphi(m) dm; \\ e_z(\tau_s) &= \int_{M\tau=\tau_s}^{Mf} [(m - m_{REM}) Z(\tau_{s-1}) + m q_z(Z(\tau_{s-1}, m))] \varphi(m) dm. \end{aligned} \quad (2.22)$$

A avaliação da quantidade de matéria ejetada pelas estrelas e depositadas no gás é realizada utilizando as estrelas de um surto anterior (τ_{s-1}). Como não são desprezados os tempos de vida das estrelas, no instante dos surtos não acontece produção de elementos, mas apenas o gasto de matéria devido à TFE. O intervalo das integrais 2.22 é definido pelas massas que nasceram e morreram entre os surtos.

Adotamos a hipótese de que todas as estrelas nascem ao mesmo tempo, no instante do surto. A metalicidade do meio em que as estrelas nascem passa a ser uma constante $Z(\tau_{s-1})$, e, assim, a integração dos yields estelares é simplificada, já que todas as estrelas nasceram com a mesma metalicidade. É importante ressaltar que, no momento do primeiro surto, não há avaliação de metalicidade, já que nenhuma estrela chegou ao final de sua vida, ou seja, é possível desprezar as funções $e(t)$ e $e_z(t)$.

As diferenciais utilizadas para avaliar a variação de gás e estrelas (2.12 e 2.14) em modelos com surtos instantâneos são redefinidas:

$$\begin{aligned} \frac{dg(t)}{dt} &= e(t) - k_s \delta(t - \tau_s); \\ \frac{ds(t)}{dt} &= k_s \delta(t - \tau_s) - e(t); \\ Z(t) \frac{dg(t)}{dt} &= e_z(t) - Z(t) k_s \delta(t - \tau_s); \\ Z(t) \frac{ds(t)}{dt} &= Z(t) k_s \delta(t - \tau_s) - e_z(t), \end{aligned} \quad (2.23)$$

onde as funções de gás $g(t)$, estrelas $s(t)$ e metalicidade $Z(t)$, são funções degraus, em virtude das propriedades de derivada das distribuições de Dirac e as soluções das equações diferenciais 2.23, que são escritas na forma:

$$\begin{aligned} g(t) &= g(\tau_{s-1}) && \longrightarrow t < \tau_s; \\ g(t) &= g(\tau_{s-1}) + e(\tau_s) - k_s && \longrightarrow t \geq \tau_s; \end{aligned} \quad (2.24a)$$

$$\begin{aligned} s(t) &= s(\tau_{s-1}) && \longrightarrow t < \tau_s; \\ s(t) &= s(\tau_{s-1}) - e(\tau_s) + k_s && \longrightarrow t \geq \tau_s; \end{aligned} \quad (2.24b)$$

$$\begin{aligned} Z(t)g(t) &= Z(\tau_{s-1})g(\tau_{s-1}) && \longrightarrow t < \tau_s; \\ Z(t)g(t) &= Z(\tau_{s-1})g(\tau_{s-1}) + e_z(\tau_s) - Z(\tau_{s-1})k_s && \longrightarrow t \geq \tau_s; \end{aligned} \quad (2.24c)$$

$$\begin{aligned} Z(t)s(t) &= Z(\tau_{s-1})s(\tau_{s-1}) && \longrightarrow t < \tau_s; \\ Z(t)s(t) &= Z(\tau_{s-1})s(\tau_{s-1}) - e_z(\tau_s) + Z(\tau_{s-1})k_s && \longrightarrow t \geq \tau_s. \end{aligned} \quad (2.24d)$$

Utilizando a definição de yield total $P(Z)$ e de fração de matéria retida α (equações 2.8 e 2.5), o conjunto de equações 2.24 é reescrito na forma das equações 2.25, utilizadas nos modelos computacionais do capítulo 4.

Para tempos anteriores aos surtos:

$$\begin{aligned} g(t) &= g(\tau_{s-1}); \\ s(t) &= s(\tau_{s-1}); \\ Z(t) &= Z(\tau_{s-1}). \end{aligned} \quad (2.25a)$$

No instante dos surtos:

$$\begin{aligned} g(\tau_s) &= g(\tau_{s-1}) + \left\{ \frac{P[Z(\tau_{s-1})]}{Z(\tau_{s-1})} - 1 \right\} \alpha k_s; \\ s(\tau_s) &= s(\tau_{s-1}) + \left\{ 1 - \frac{P[Z(\tau_{s-1})]}{Z(\tau_{s-1})} \right\} \alpha k_s; \\ Z(\tau_s) &= Z(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \left\{ P[Z(\tau_{s-1})] - Z(\tau_{s-1}) \right\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}. \end{aligned} \quad (2.25b)$$

A metalicidade descrita nas equações 2.25 refere-se ao gás do meio interestelar. Vale lembrar que, no instante do primeiro surto, não existe a contribuição de matéria ejetada por estrelas, portanto, as equações 2.25b são simplificadas:

$$\begin{aligned}g(\tau_s) &= g(\tau_{s-1}) - \alpha k_s; \\s(\tau_s) &= s(\tau_{s-1}) + \alpha k_s; \\Z(\tau_s) &= Z(\tau_{s-1}) - Z(\tau_{s-1})\alpha k_s.\end{aligned}\tag{2.26}$$

CAPÍTULO 3

Cálculo de Yields

A definição matemática de yield total foi apresentada na seção 2.1.4. Neste capítulo discutimos os resultados dos yields totais calculados, tanto para estrelas intermediárias (vdHG97) quanto para estrelas de alta massa (M92). Discutimos os principais progenitores de nitrogênio e de oxigênio, e ressaltamos as principais características da produção destes elementos.

3.1 Yields totais de estrelas intermediárias (vdHG97)

A questão da origem do nitrogênio ainda está em aberto. Em princípio, as estrelas produzem este elemento numa ampla faixa de massa ($1M_{\odot} < M < 40M_{\odot}$), já que o nitrogênio é produzido no ciclo CNO. Este ciclo ocorre em estrelas com massa superior à $1M_{\odot}$. Nele, o nitrogênio acumula-se devido à reação que leva a sua destruição ser a mais lenta do ciclo. Discutimos a produção do nitrogênio em altas massas na seção 3.2.

O nitrogênio é um elemento chave para entender a evolução de galáxias que experimentaram sucessivos surtos de formação estelar, já que são necessários longos períodos de tempos para sua reciclagem ($\sim 10^8$ a 10^9 ano). Em princípio, a produção do nitrogênio é secundária e realizada em toda a faixa de massas intermediárias $1M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$, com diferentes metalicidades iniciais. Essa característica da produção deve-se à presença do carbono e do oxigênio nos interiores estelares. Desta forma, o yield do nitrogênio de estrelas intermediárias, P_{ni} , é proporcional à metalicidade ($P_{ni} \propto Z$), predizendo que a produção de nitrogênio aumenta com a metalicidade (figura 3.1 na região de metalicidade maior que 0,01).

Porém, as estrelas com massa inicial na faixa de $3.5 - 4M_{\odot} \leq M \leq 6 - 8M_{\odot}$ (o limite superior depende de detalhes dos modelos de evolução estelar) são capazes de produzir nitrogênio primário em ambientes de baixa metalicidade, durante o ciclo CN no fundo dos envelopes convectivos durante o evento da terceira dragagem na fase de

AGB (van den Hoek & Groenewegen 1997). Numa produção primária, o yield do nitrogênio P_{ni} , mantêm-se constante em relação a metalicidade (figura 3.1 na região de metalicidade menor que 0,01).

Em relação ao oxigênio, os modelos de evolução de AGB não o produzem significativamente, já que este elemento está concentrado no núcleo dessas estrelas como resultado da queima do hélio (processo triplo- α).

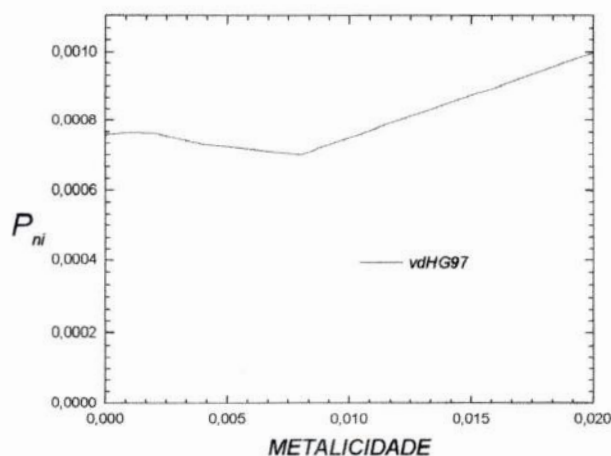


Figura 3.1 Yield total do Nitrogênio para massas intermediárias (vdHG97)

No artigo de van den Hoek & Groenewegen (1997) os yields estelares são computados baseados num tratamento detalhado da perda de massa e da evolução química da fase AGB (Groenewegen & de Jong 1993; Groenewegen, van den Hoek & de Jong 1995). É importante ressaltarmos que os algoritmos são dependentes da metalicidade, já que as taxas de perda de massa variam fortemente com a metalicidade inicial da estrela. Os yields teóricos são computados neste modelo com estrelas cuja a massa varia entre 0.8 e $8M_{\odot}$ e metalicidades iniciais $Z= 0.001, 0.004, 0.008, 0.02$ e 0.04 (tabela 3.1).

Há necessidade de realizarmos uma interpolação linear para obtermos os valores intermediários de metalicidade. Precisamos realizar duas extrapolações: uma para metalicidade zero e outra para altas metalicidades. Estas extrapolações são feitas da seguinte forma: os valores de menor e maior metalicidade em vdHG97, $0,001$ e $0,04$, respectivamente, são extrapolados para metalicidade zero e para metalicidades maiores que $0,04$.

O modelo de vdGH97 seguiu, em detalhes, a evolução estelar e a perda de massa desde a seqüência principal até o final da fase AGB. É incluído em vdGH97 os

três processos de dragagem que ocorrem nos envelopes convectivos, além do efeito de *hot bottom burning* (queima nuclear na base dos envelopes convectivos). Os parâmetros livres do modelo foram ajustados para obter-se um melhor ajuste com observações de estrelas pós-AGB tanto de nossa Galáxia quanto da Grande Nuvem de Magalhães, sendo esses: o parâmetro de perda de massa em AGB, η_{AGB} , e a massa mínima do núcleo para que ocorra um processo de dragagem, M_C^{\min} . Em nosso trabalho utilizamos $M_C^{\min} = 0,8$, e o parâmetro de perda de massa é mantido constante ($\eta_{AGB} = 4$).

Entretanto, para estrelas AGB em sistemas de baixas metalicidades valores menores para η_{AGB} podem ser mais adequados ($\eta_{AGB} \approx 1 - 2$) (Groenewegen et al. 1995). Com a diminuição dos valores de η_{AGB} (i.e. menores perda de massa), teríamos o aumento dos yields estelares do nitrogênio devido às vidas mais longas da fase AGB, favorecendo uma maior dragagem de material em direção à superfície através da convecção (um maior número de pulsos térmicos).

M_i	M_f	Z	Pni
0,8	8	0,001	5,5E-4
0,8	8	0,004	5,8E-4
0,8	8	0,008	6,4E-4
0,8	8	0,02	7,4E-4
0,8	8	0,04	9,4E-4

Tabela 3.1 Valores dos yields totais em massas intermediárias (vdHG97)

Não utilizamos valores de perda de massa em AGB variável com a metalicidade. Não é possível construir um padrão de nitrogênio primário para baixas metalicidades, porque quanto menor a metalicidade menor o parâmetro de vento e por consequência, maior a produção de nitrogênio. A parametrização realizada por vdHG97 para ventos variáveis não foi calibrada por observações. Apesar de Chiappini et al (2003) ter utilizado este parâmetro variável em sua discussão, diversos autores (Larsen et al. 2001, Henry et al. 2000, Mouhcine & Contini 2002, Pagel 1997, Pilluygin 1993) utilizam apenas o parâmetro de perda de massa constante em AGB.

3.2 Yields totais de estrelas massivas (M92)

Na tabela 3.2 listamos os resultados de yields totais para modelos de alta massa (M92) que serão utilizados nos modelos do capítulo 4. As abundâncias químicas são calculadas apenas durante a fase de perda de massa. O modelo de M92 não modela a supernova, nem o seu efeito sobre a nucleossíntese dos elementos. Desta forma, os yields do nitrogênio e oxigênio são considerados limites inferiores.

M_i	M_f	Z	P_{na}	P_o
9	120	0,001	2,8E-6	1,6E-2
9	120	0,02	2,9E-4	5,6E-3

Tabela 3.2 Yields totais em altas massas (M92 - ventos baixos)

As estrelas de altas massas são as responsáveis pela produção de oxigênio, e é bem conhecido que os modelos existentes (por ex; Maeder 92, Woosley & Weaver 95, Thielemann et al. 96) não são capazes de produzir nitrogênio primário. Em observações de galáxias III de baixa metalicidade ($12+\log(O/H) < 7,7$), a produção de nitrogênio primário em estrelas massivas pode ser relevante (Izotov & Thuan 1999), devido à incapacidade de explicar a dispersão dos dados observacionais (Figura 1.3).

Em modelos recentes (Maeder 2000), é levado em consideração o efeito da rotação da estrela no transporte de elementos químicos no interior do envoltório convectivo, transformando este processo num importante mecanismo de produção de nitrogênio primário em altas massas. Porém, não há necessidade de invocar-se uma produção de nitrogênio primário nessas estrelas para explicar os dados observacionais; basta que o efeito do hot bottom burning atue em estrelas de massa intermediária com baixas metalicidades (Chiappini et al. 2003).

Os yields de M92, tanto para o oxigênio, quanto para o nitrogênio em estrelas de alta massa, variam de forma significativa com a intensidade dos ventos estelares (Figura 3.2). Quanto maior a intensidade dos ventos, maior a quantidade de nitrogênio reciclado devido à convecção no interior estelar, e menor a quantidade de oxigênio. A característica secundária da produção do nitrogênio não é apenas uma questão nucleossintética, mas, um efeito que pode ser reproduzido por ventos estelares.

Da mesma forma que os yields de estrelas intermediárias, os resultados da tabela 3.2 precisam ser interpolados em metalicidade para determinar os yields de

estrelas de alta massa. Já as determinações para metalicidade zero e para metalicidades maiores que $Z = 0,02$ são feitas extrapolando os valores limites (0,001 e 0,02).

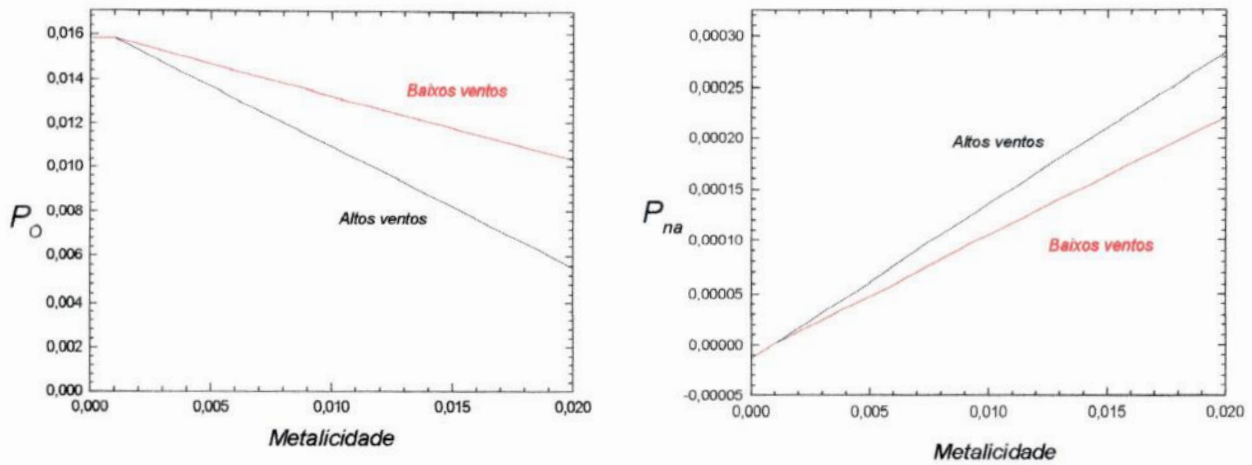


Figura 3.2 Os yields totais de oxigênio e nitrogênio em altas massas (M92)

Caso utilizássemos o modelo M92 com altos ventos, as massas iniciais com valores entre 8 e $9M_{\odot}$, em princípio, não estariam sendo representadas por nenhum dos modelos (M92 e vdHG97). Devido à incerteza do final da evolução dos modelos, tivemos que optar entre interpolar linearmente ou extrapolar algum dos dois valores limites. Optaríamos pela extrapolação dos resultados do M92 para massa de $9M_{\odot}$, já que uma estrela com massa superior a $8M_{\odot}$ tem mais chance de terminar sua vida como uma supernova (Figura 3.3).

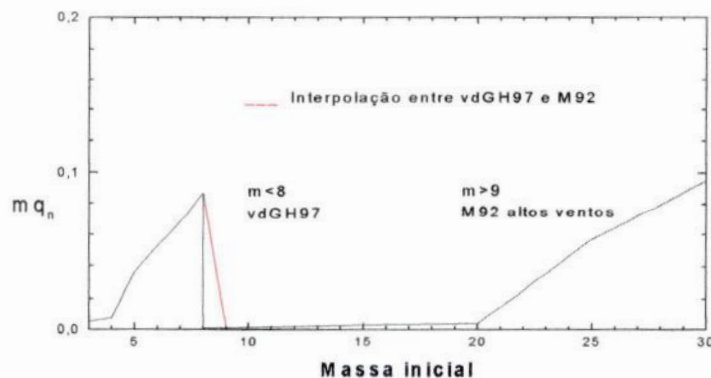


Figura 3.3 Extrapolação entre os yields estelares de M92-baixos ventos e vdHG97

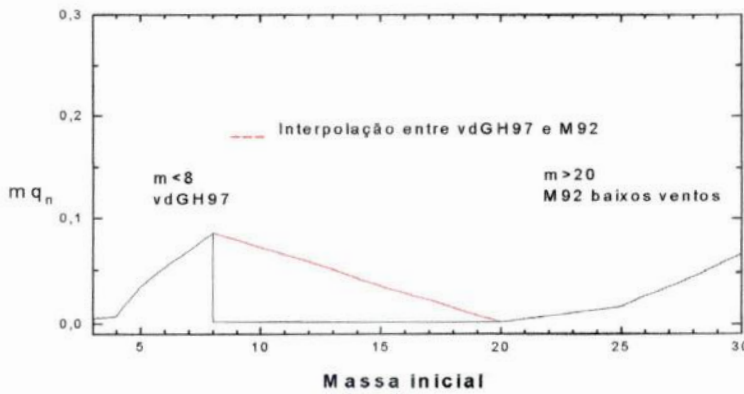


Figura 3.4 Extrapolação entre os yields estelares de M92-baixos ventos e vdHG97

A única opção utilizada em nossos modelos para estrelas massivas foi com ventos baixos. Em ambientes de baixa metalicidade, menores taxas de perda de massa são preferíveis (A argumentação é semelhante ao parâmetro de vento em estrelas AGB para o modelo do vdGH97). As massas iniciais com valores entre 8 e $20M_{\odot}$, não estão representadas em nenhum dos modelos (vdGH97 e M92). Caso desprezásemos esses valores teríamos submostrado a produção de nitrogênio, devido ao peso que a FMI confere a essa faixa. A extrapolação do valor de $20M_{\odot}$ (Figura 3.4) é mais correta que a interpolação, já que uma estrela de $9M_{\odot}$ deverá ter um final de evolução mais próximo de uma supernova do que de uma nebulosa planetária.

CAPÍTULO 4

Modelos de evolução química

Serão discutidos dois modelos de evolução química, baseados no formalismo apresentado na seção 2.2. No primeiro modelo, utilizamos o formalismo apresentado sem fazer nenhuma hipótese suplementar. Já no segundo modelo, propusemos a hipótese de que os elementos produzidos pelas estrelas de alta massa não são misturados imediatamente após sua reciclagem. Os dois modelos visam explicar a dispersão dos dados observacionais (Figura 1.1) do nitrogênio e do oxigênio em galáxias HII.

4.1 Modelo tradicional

A explicação da dispersão dos dados observacionais em nitrogênio e oxigênio é realizada através de pares de surtos instantâneos separados por longos períodos de tempo. A produção do oxigênio devido as estrelas de alta massa ocorrem num tempo de $\sim 10^4$ anos, e a produção do nitrogênio em estrelas de massa intermediária ocorrem num tempo de $\sim 10^8$ anos (Larsen et al. 2001). Ambos elementos são misturados instantaneamente no gás, logo após a morte de seus progenitores. Os principais parâmetros deste modelo estão apresentados na tabela 4.1.

Intervalo entre os pares	$\tau_p = 30\text{Ma}$
Intervalo entre os surtos	$\tau_s = 1\text{Ga}$
Massa de surto	$M_B = 10^6 M_\odot$
Expoente de Salpeter	$x = 2,35$
Produção das massas altas (M92)	$\Delta_{a(z)} \approx 30\text{Ma}$
Produção das massas baixas e intermediárias (vdHG97)	$\Delta_{i(z)} \approx 1\text{Ga}$

Tabela 4.1 Parâmetros de entrada do modelo tradicional

As medidas das abundâncias químicas são realizadas quando as galáxias atravessam um processo de formação de estrelas. Desta forma a população de estrelas recém-formadas (devido as estrelas de alta massa) são capazes de fotoionizar o gás. Os elementos observados em linhas de emissão não podem ser devidos às estrelas que estão nascendo, uma vez que mesmo as estrelas mais massivas têm tempos de vida da ordem de 3Ma. As abundâncias químicas medidas já estão “misturadas” no gás no instante do surto.

O primeiro surto de formação de um par é representado por picos na linha dente-de-serra (Figura 4.1), e os vales representam o segundo surto. A separação do par é devido a um intervalo de $\tau_p = 30\text{Ma}$. A linha contínua é apenas para ter-se uma idéia da seqüência evolutiva, não representando uma formação estelar contínua.

Utilizamos as equações 2.24b para quantificar a quantidade de oxigênio e nitrogênio em cada surto do par. No primeiro surto do par temos:

$$\begin{aligned} Z_n(\tau_s) &= Z_n(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{ni}[Z(\tau_{s-1})] + P_{na}[Z(\tau_{s-1})] - Z_n(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}; \\ Z_o(\tau_s) &= Z_o(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{oa}[Z(\tau_{s-1})] - Z_o(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

E no segundo surto do par:

$$\begin{aligned} Z_o(\tau_s) &= Z_o(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{oa}[Z(\tau_{s-1})] - Z_o(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}; \\ Z_n(\tau_s) &= Z_n(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{na}[Z(\tau_{s-1})] - Z_n(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde os yields totais são definidos pela equação 2.8, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} P_{ni}[Z(t)] &= \frac{\int_{0.8}^8 m q_n[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha}; \\ P_{oa}[Z(t)] &= \frac{\int_8^{120} m q_o[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha} \quad e \quad P_{na}[Z(t)] = \frac{\int_8^{120} m q_n[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Este padrão dente-de-serra é alcançado devido aos diferentes tempos de produção da maior parte do nitrogênio e do oxigênio. Quando ocorre o segundo surto, todas as estrelas de alta massa ($m > 8M_{\odot}$) já chegaram ao final de sua vida e, assim, produzem o oxigênio, causando o vale no padrão dente-de-serra.

Massa inicial (M_{\odot})	Tempo de vida (anos)
0.8	15G
0.9	10.7G
1	7.3G
1.5	2G
2	1.03G
3	340M
4	220M
5	100M
7	50M
8	44M

Tabela 4.2 Idades estelares de massas intermediárias

Como esses pares são separados por um intervalo de tempo da ordem de $\tau_s=1\text{Ga}$, nos pontos de pico além da produção do oxigênio do segundo par do surto anterior, temos ainda a contribuição do nitrogênio das estrelas intermediárias tanto do primeiro quanto do segundo par do surto anterior. Pela tabela 4.1 vemos que esta separação de 1Ga permite que apenas estrelas intermediárias com massa entre 8 e $2M_{\odot}$ reciclem o nitrogênio. Desta forma é possível implementar um tempo médio de produção, no qual as estrelas de um determinado intervalo produzem seus produtos imediatamente no gás. Para estrelas de alta massa:

$$\Delta_{a(o)} = \frac{\int_8^{120} mq_o(Z, m)\varphi(m)\tau(m)dm}{\int_8^{120} mq_o(Z, m)\varphi(m)dm};$$

$$\Delta_{a(n)} = \frac{\int_8^{120} mq_n(Z, m)\varphi(m)\tau(m)dm}{\int_8^{120} mq_n(Z, m)\varphi(m)dm}.$$
(4.4)

E para estrelas de massa intermediária:

$$\Delta_{i(n)} = \frac{\int_{0,8}^8 m q_n(Z, m) \varphi(m) \tau(m) dm}{\int_{0,8}^8 m q_n(Z, m) \varphi(m) dm}, \quad (4.5)$$

onde os tempos Δ_{az} e Δ_{iz} , por simplificação, não dependerão da metalicidade. Para o cálculo das integrais 4.1 e 4.2, utilizamos os yields estelares e a FMI para funcionar como um “peso”, no cálculo dos tempos médios de produção. Para os valores dos yields estelares, adotamos uma metalicidade de $Z=0,001$ (típica de galáxias HII com baixa metalicidade).

As integrais 4.1 chegam em valores de tempo de produção das altas massas Δ_{az} , entre as idades de $\sim 3\text{Ma}$ ($120M_{\odot}$) e $\sim 30\text{Ma}$ ($9M_{\odot}$). Já o tempo de produção das estrelas intermediárias, Δ_{iz} , é calculado entre um intervalo bem mais amplo (vide tabela 4.2), sendo o resultado menor que o tempo de separação dos surtos $\tau_s=1\text{Ga}$ ($\sim 500\text{Ma}$).

A característica primária da produção do nitrogênio em relação ao oxigênio para baixas metalicidades é conseguida por consequência do efeito de *Hot Bottom Burning* em estrelas intermediárias de massas entre 5 e 8 M_{\odot} em ambiente de baixas metalicidades. Acima de 1Ga a característica secundária da produção do nitrogênio é devido ao efeito de HBB não estar mais atuando devido o aumento de metalicidade da estrela.

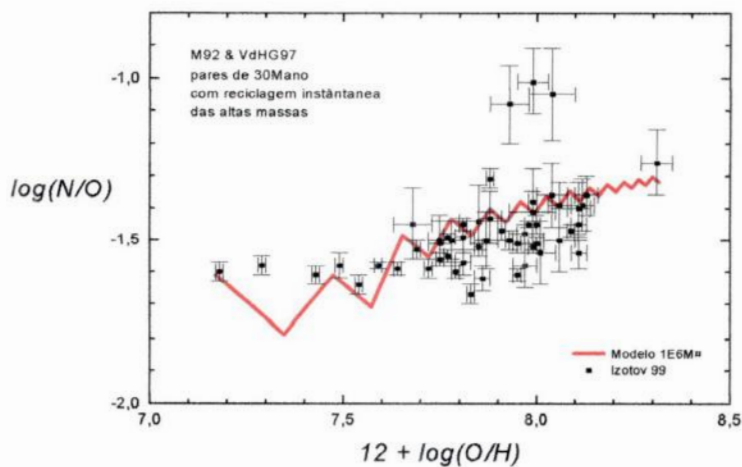


Figura 4.1 Resultado do modelo tradicional

A dispersão de abundâncias de nitrogênio em galáxias HII, geralmente ilustrada no plano N/O x O/H, é tradicionalmente explicada através do atraso da reciclagem do nitrogênio em relação com o oxigênio. Tais tipos de modelos reproduzem bem a dispersão observada, mas apresentam um comportamento desta dispersão com a abundância do oxigênio contrário ao que está observado: *A dispersão para metalicidades elevadas é alta enquanto é inexistente para metalicidades baixas.*

4.2 Modelo Proposto

Propomos um novo modelo, onde não há produção instantânea de elementos ejetados por supernovas: A justificativa deve-se ao fato de que estes elementos estão localizados em bolhas quentes impossibilitados de se misturar com o meio interestelar (Tenório-Tagle 96). Com isso, a produção de oxigênio proveniente destas bolhas quentes tem um atraso comparável ao de nitrogênio produzido por estrelas intermediárias de tempos de vida da ordem de $\sim 100\text{M}$ a 1Ga e desta forma o cenário da evolução química de galáxias HII é modificado.

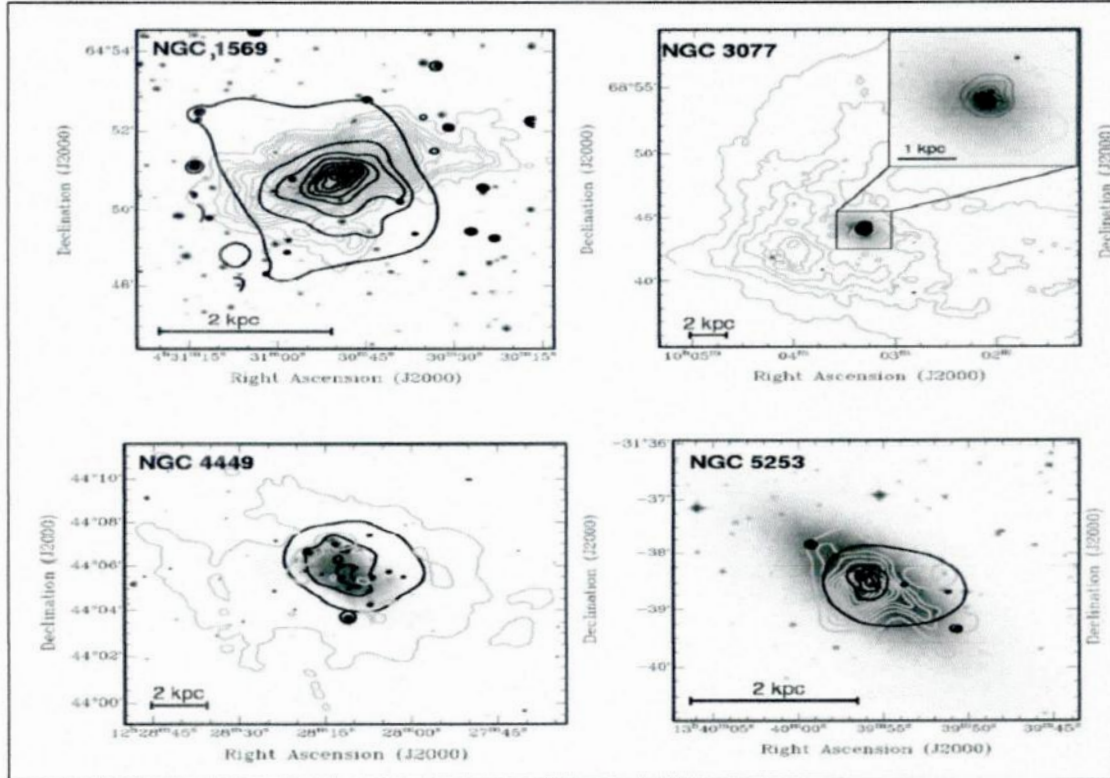


Figura 4.2 (Imagens de raios-X, Ott et al. 2005)

A observação de gás quente (Figura 4.2) é possível pela emissão de raios-X de regiões na galáxia com temperaturas de $\sim 10^6$ K. A causa desta temperatura elevada é que as supernovas do tipo II com energia mecânica de $\sim 10^{51}$ ergs cada uma, convertem em energia térmica essa enorme quantidade de energia mecânica através das ondas de choques provenientes das explosões. Nota-se que em algumas galáxias HII (ex: NGC1569), o gás quente é capaz de ultrapassar os limites do gás neutro definido na figura 4.2 pelos contornos mais claros (observação de HI). Nestes casos a hipótese de sistemas fechados, sem queda e nem expulsão de gás, não é mais válida.

<i>Meio Interestelar Quente</i>	<i>Meio Interestelar Morno</i>
$n_e \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ $T_e \approx 10^6 \text{ K}$	$n_e \approx 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ $T_e \approx 10^4 \text{ K}$
$\Lambda \approx 10^{-23} n_e^2 \approx 10^{-27} \text{ erg.s}^{-1}$ $u = n_e 3/2 kT_e \approx 10^{-10} \text{ erg}$	$\Lambda \approx 10^{-23} n_e^2 \approx 10^{-25} \text{ erg.s}^{-1}$ $u = n_e 3/2 kT_e \approx 10^{-7} \text{ erg}$
$t_{\text{cool}} = u/\Lambda \approx 10^9 \text{ anos}$	$t_{\text{cool}} = u/\Lambda \approx 10^6 \text{ anos}$

Tabela 4.3 Diferença nos tempos de resfriamento t_{cool} da fase quente e morna

Curvas de resfriamento (Figura 4.3) como as de Böhriger & Hensler (1989), mostram que a grande responsabilidade de resfriar o gás na faixa de temperatura em que se encontra as bolhas de gás quente das supernovas ($\sim 10^6$ K) é devido a processos livre-livre, por exemplo, a radiação bremsstrahlung que devido às baixas densidades eletrônicas é muito pouco eficiente para o resfriamento do gás.

Na tabela 4.3 ressaltamos as diferenças nos tempos de resfriamento, t_{cool} , em duas fases distintas do gás; a fase quente, com os elementos reciclados pelas supernovas, e a fase morna, onde as linhas de emissão são observadas na parte visível do espectro eletromagnético. O tempo de resfriamento na fase morna é bem mais rápido, devido a linhas colisionais, principalmente as do carbono.

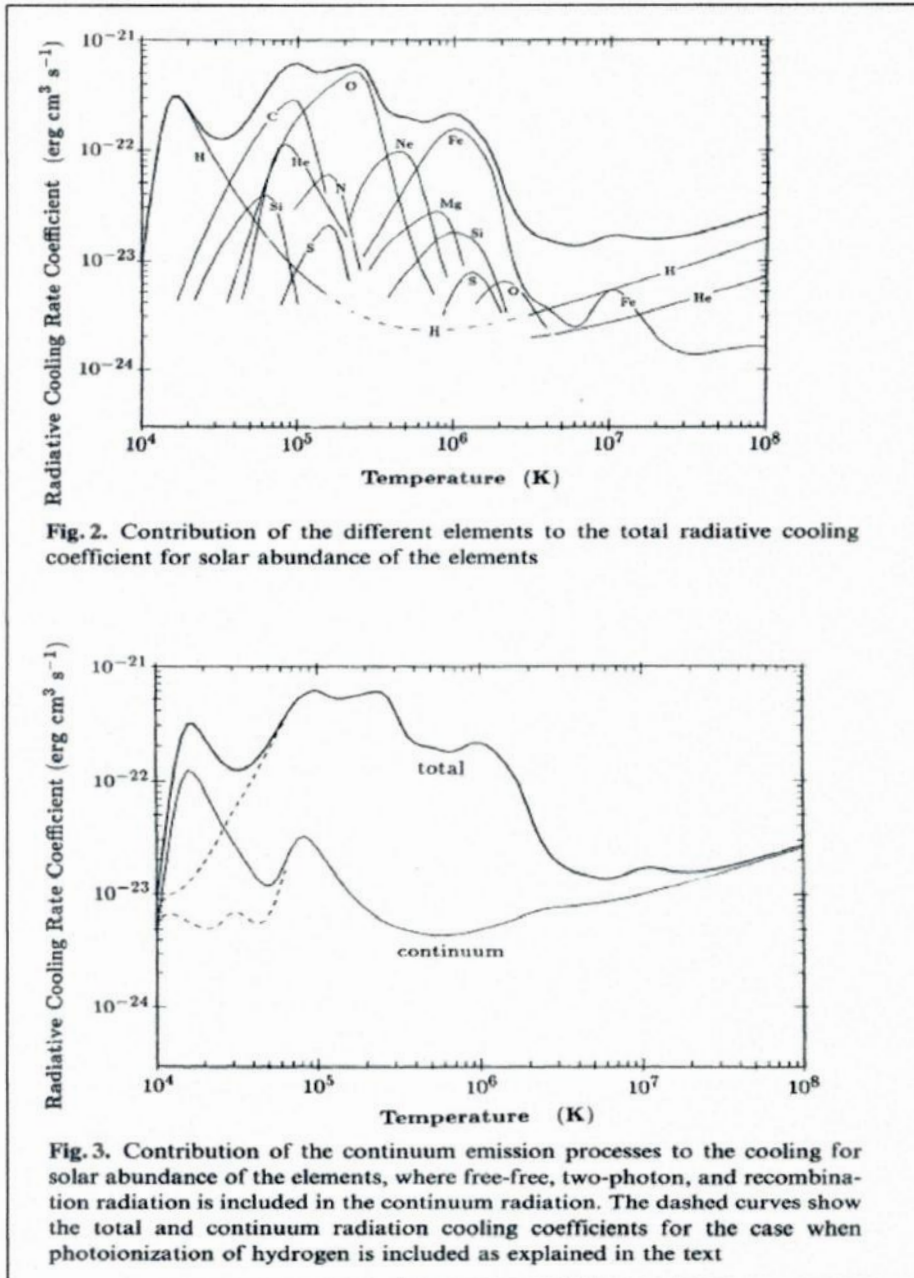


Figura 4.3 Curvas de resfriamento Boehringer & Hensler(1989)

Como apresentado na tabela 4.3 o tempo de resfriamento da fase quente é $t_{cool} \sim 10^9$ anos. É possível diminuir este tempo para ~ 50 Ma, devido a heterogeneidades no gás (Tenorio-Tagle 96). O intervalo dos pares de surto é aumentado para $\tau_p = 100$ Ma para que seja possível observar o oxigênio produzido pela geração estelar do primeiro surto do par. É possível interpretar este tempo τ_p como a duração de um evento de formação estelar. Ao invés de um par, o meio poderia ter uma seqüência de surtos num intervalo de dezenas a centenas de milhões de anos, enquanto existir condições físicas (altas densidades) para que o gás forme estrelas.

Intervalo entre os pares	$\tau_p = 100\text{Ma}$
Intervalo entre os surtos	$\tau_s = 1\text{Ga}$
Massa de surto	$M_B = 2 \cdot 10^5 M_\odot$ $= 2 \cdot 10^6 M_\odot$ $= 2 \cdot 10^7 M_\odot$
Expoente de Salpeter	$x = 2,35$
Produção das massas altas	$\Delta_{a(z)} \approx 100\text{Ma}$
Produção das massas intermediárias ($5 < M_\odot < 8$)	$\Delta_{i1(n)} \approx 100\text{Ma}$
Produção das massas baixas ($M_\odot < 5$)	$\Delta_{i2(n)} \approx 2\text{Ga}$

Tabela 4.4 Parâmetros de entrada do modelo proposto

Em intervalo de $\tau_p = 100\text{Ma}$ a produção de estrelas com massa intermediárias entre 5 e $8M_\odot$ é realizada instantaneamente por nebulosas planetárias com temperaturas da ordem de grandeza do meio morno (10^4K) e com tempos de resfriamento rápidos em comparação ao tempo de Hubble ($t_{\text{cool}} \approx 10^6\text{anos}$). Separamos a produção de estrelas de massa baixa e intermediárias em dois tempos médios $\Delta_{i1(n)}$ e $\Delta_{i2(n)}$:

$$\Delta_{i1(n)} = \frac{\int_5^8 m q_n(Z, m) \varphi(m) \tau(m) dm}{\int_5^8 m q_n(Z, m) \varphi(m) dm};$$

$$\Delta_{i2(n)} = \frac{\int_{0,8}^5 m q_n(Z, m) \varphi(m) \tau(m) dm}{\int_{0,8}^5 m q_n(Z, m) \varphi(m) dm}.$$
(4.6)

A separação da produção das estrelas intermediárias em dois atrasos ressalta uma diferença importante entre o nosso modelo e os modelos tradicionais. Enquanto nos tradicionais a produção das estrelas de alta massa e intermediárias são realizadas em tempos distintos, no nosso modelo a produção das altas massas é realizada próxima a estrelas com massa entre 5 e $8M_\odot$. Desta forma, a produção de nitrogênio

primário é realizada simultaneamente a do oxigênio proveniente das altas massas (Figura 4.4).

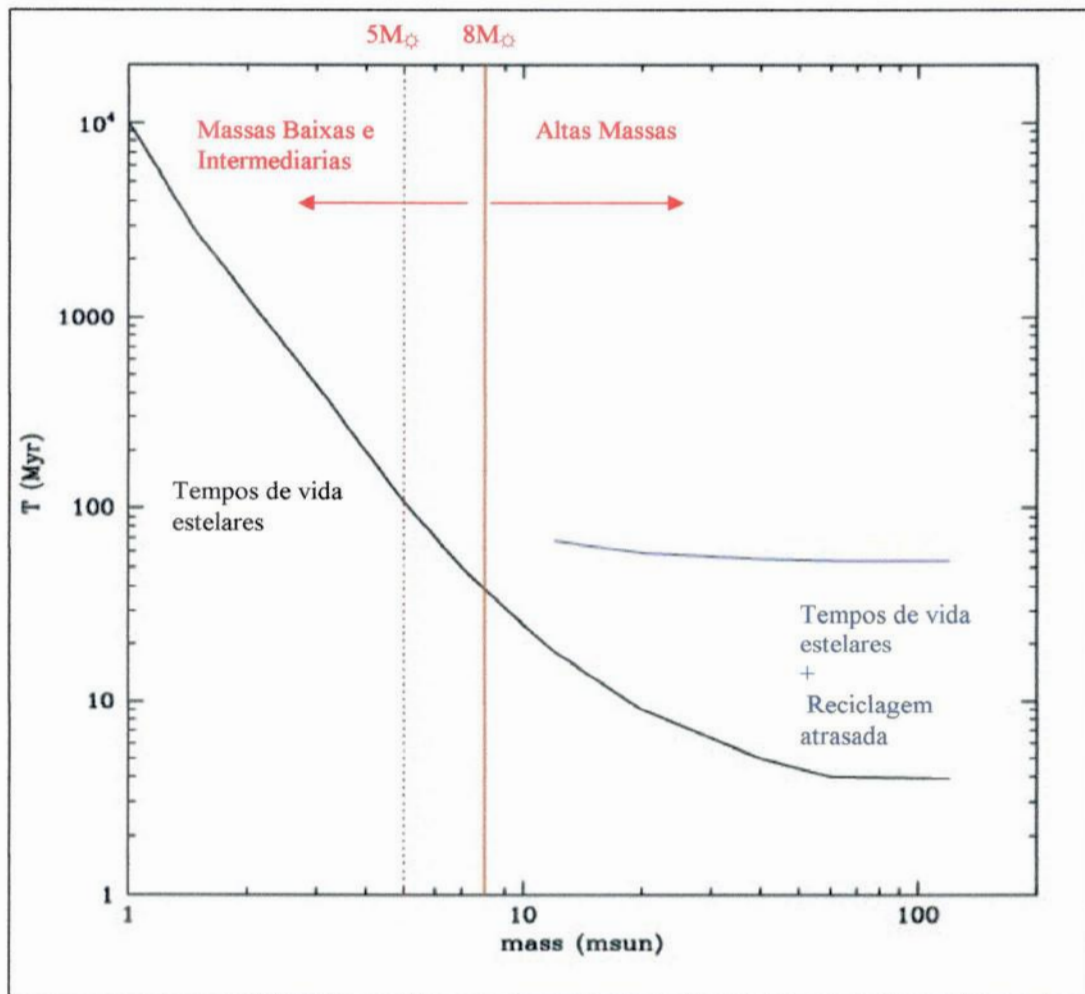


Figura 4.4 Devido ao resfriamento do gás, as altas massas reciclam o gás ao mesmo tempo que as estrelas intermediárias na faixa de 5 e $8M_{\odot}$.

A proposta de um novo modelo em evolução química deve-se a argumentos físicos que impedem a produção instantânea dos elementos provenientes das supernovas. Desta forma, adequamos os nossos parâmetros de entrada (tabela 4.4) para avaliarmos o atraso das altas massas frente aos dados observacionais.

A principal característica que torna o nosso resultado diferente dos modelos tradicionais é que, quando avaliamos a quantidade de oxigênio proveniente das altas massas no instante do segundo par, temos que levar em consideração a produção instantânea do nitrogênio proveniente das massas intermediárias.

O nosso modelo também será em forma de surtos, e os cálculos dos elementos reciclados terão a mesma forma que as equações 4.1 e 4.2. No primeiro surto do par temos:

$$\begin{aligned} Z_n(\tau_s) &= Z_n(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{ml}[Z(\tau_{s-1})] + P_{na}[Z(\tau_{s-1})] - Z_{ml}(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}; \\ Z_o(\tau_s) &= Z_o(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{oa}[Z(\tau_{s-1})] - Z_o(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

e no segundo surto do par:

$$\begin{aligned} Z_o(\tau_s) &= Z_o(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{oa}[Z(\tau_{s-1})] - Z_o(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}; \\ Z_n(\tau_s) &= Z_n(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{na}[Z(\tau_{s-1})] + P_{ml}[Z(\tau_{s-1})] - Z_n(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Quando os pares de surtos acontecem acima de 1G (ou seja, 2Ga, 3Ga,...) é necessário acrescentar no cálculo do nitrogênio a contribuição do segundo atraso das intermediárias $\Delta_{i2(n)}$. Portanto apenas a equações 4.7, têm sua parte do nitrogênio reescrita:

$$Z_n(\tau_s) = Z_n(\tau_{s-1}) \frac{g(\tau_{s-1})}{g(\tau_s)} + \{P_{ml}[Z(\tau_{s-1})] + P_{m2}[Z(\tau_{s-2})] + P_{na}[Z(\tau_{s-1})] - Z_{ml}(\tau_{s-1})\} \frac{\alpha k_s}{g(\tau_s)}, \quad (4.9)$$

onde os yields totais são definidos por:

$$\begin{aligned} P_{ml}[Z(t)] &= \frac{\int_5^8 mq_n[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha} & e & \quad P_{m2}[Z(t)] = \frac{\int_{0.8}^5 mq_n[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha}; \\ P_{oa}[Z(t)] &= \frac{\int_8^{120} mq_o[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha} & e & \quad P_{na}[Z(t)] = \frac{\int_8^{120} mq_n[Z(t), m] \varphi(m) dm}{\alpha}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Apesar do aspecto contínuo dos resultados dos modelos de evolução química da figura 4.5, temos ainda os pares de surto de formação, apenas estes não estão claramente identificados na forma de picos e de vales.

Identificamos, facilmente, dois comportamentos distintos em nossos resultados. O primeiro em baixa metalicidade ($12+\log(O/H) < 7,7$), onde a produção do nitrogênio é primária e a baixa dispersão dos dados observacionais é alcançada mesmo variando a intensidade dos surtos. No segundo comportamento ($12+\log(O/H) > 7,7$) a produção do nitrogênio é secundária e realizada por estrelas com tempos de vida maiores que a separação dos surtos ($0,8 < M < 5M_{\odot}$). A dispersão dos dados observacionais é alcançada por modelos de diferentes intensidades de surtos (figura 4.5).

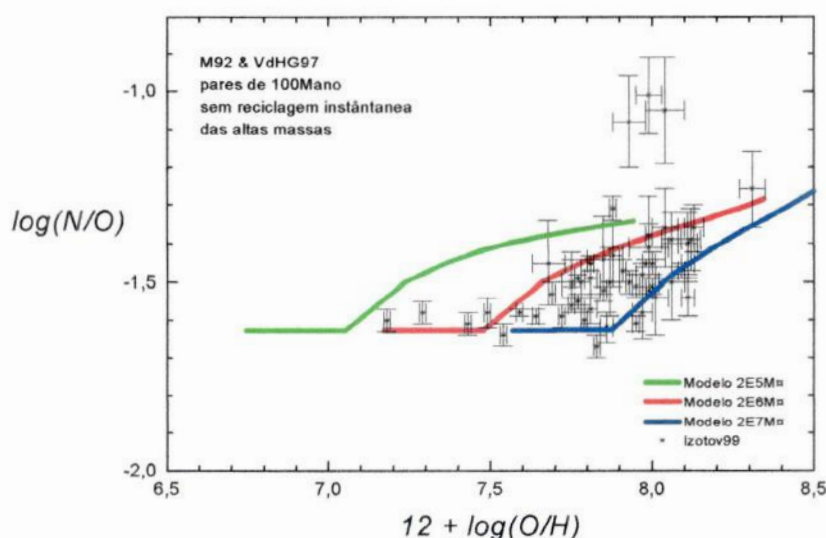


Figura 4.5 Resultado do modelo proposto.

A tendência primária da produção do nitrogênio em galáxias com $12+\log(O/H) < 7,7$ parecia ser uma forte evidência da produção de nitrogênio primária em estrelas de alta massa (Izotov & Thuan 1999). A previsão deste tipo de produção em modelos de evolução estelar com rotação (Maeder 2000), favorece esta hipótese. Porém, conseguimos alcançar um padrão primário para o nitrogênio com uma baixa dispersão dos resultados, utilizando apenas o efeito de hot bottom burning em estrelas de massa intermediária ($5M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$). Como a produção destas estrelas é realizada no mesmo tempo das estrelas massivas, reproduzimos um efeito semelhante à produção de nitrogênio em estrelas massivas.

Portanto obtivemos um limite de 1Ga para idade da população estelar presente em galáxias HII de baixa metalicidade ($12+\log(\text{O}/\text{H}) < 7,7$). Sendo este fato, um forte vínculo entre o nosso modelo de evolução química e as observações destes objetos. Se essas galáxias tivessem uma população de estrelas com idade superior a 1Ga, o nitrogênio secundário de estrelas com massas entre 0,8 e $5M_{\odot}$ já estaria presente no gás.

As galáxias HII de baixas metalicidades ($12+\log(\text{O}/\text{H}) < 7,7$) têm de estar atravessando o seu primeiro surto de formação estelar, a não ser que existam mecanismos físicos proporcionando o “rejuvenescimento” do meio interestelar. Uma hipótese não considerada em nosso trabalho é a queda de gás diluído originado dos halos de gás neutro que circundam estas galáxias (Köppen & Hensler 2005). Para considerarmos sistemas com queda de gás, teríamos que modificar inteiramente o formalismo matemático apresentado na seção 2.2 e adotar uma formulação para a função de queda $F(t)$ (equação 2.10).

CAPÍTULO 5

Conclusão

Modelos tradicionais de evolução química assumem reciclagem instantânea do gás, após a morte das estrelas. Uma análise mais rigorosa desta afirmação se faz necessário, especialmente se considerarmos a evolução do gás em torno de estrelas massivas; seus ventos e explosões de supernovas criam bolhas de gás quente, com temperaturas de $10^6 - 10^7\text{K}$, que resfriam muito lentamente ($\sim 10^9$ anos), principalmente em um gás pobre em metais e homogêneo. Uma vez que as estrelas nascem de um meio interestelar frio, temos que considerar o atraso devido ao resfriamento do gás quente. Desta forma, os elementos produzidos em estrelas massivas num processo de formação estelar anterior ao atual não serão utilizados, caso a separação entre os processos de formação seja menor que o tempo de resfriamento do gás quente.

Estrelas de massas intermediárias terminam suas vidas em nebulosas planetárias, nos quais a produção no meio interestelar acontece tão logo elas morrem ($t_{cool} \sim 10^6$ anos); nestes casos, a hipótese de produção instantânea é justificada.

Construímos um novo modelo para evolução química de galáxias HII, reavaliando a hipótese da reciclagem instantânea: no nosso modelo, os elementos da nucleossíntese de estrelas massivas, tornam-se acessíveis para formação estelar após um atraso, devido ao tempo de resfriamento do gás quente. Estrelas intermediárias, por sua vez, reciclam seus metais produzidos instantaneamente após a morte da estrela.

Nosso modelo é bem sucedido em explicar a variação da dispersão de N/O em relação à abundância de oxigênio (Figura 1.3), apenas variando a intensidade do surto: a dispersão é inexistente em baixas metalicidades (abundâncias de oxigênio) e cresce com o aumento de metalicidade. Uma importante consequência do nosso modelo, é o fato que as galáxia HII de mais baixa metalicidade (com baixa dispersão) não podem conter uma população estelar dominante com mais de 1 bilhão de anos. Caso isto

ocorresse, a contribuição de nitrogênio secundário teria imposto uma dispersão nos resultados das observações.

A tendência primária da reciclagem do nitrogênio em galáxias com baixa metalicidade ($12+\log(O/H) < 7,7$) é explicada sem a necessidade de invocar-se uma produção em estrelas de alta massa. Apenas o efeito de hot bottom burning em estrelas com massa entre 5 e $8M_{\odot}$ é suficiente, já que o tempo de produção é semelhante ao de estrelas de alta massa e, desta forma, o efeito é similar à produção de nitrogênio em estrelas massivas.

As galáxias HII de baixas metalicidades ($12+\log(O/H) < 7,7$) têm de estar atravessando o seu primeiro surto de formação estelar, a não ser que existam mecanismos físicos que proporcionem o “rejuvenescimento” do meio interestelar. Uma hipótese, que foi citada no capítulo 4, é a queda de gás diluído originado dos halos de gás neutro que circundam essas galáxias (Köppen & Hensler 2005). Desta forma, a existência de uma população maior do que 1Ga em galáxias HII de baixa metalicidade poderia também ser explicada.

REFERÊNCIAS:

- Boehringer H., Hensler G., 1989, *A&A*, 215, 147
- Chiappini C., Romano D., Matteucci F., 2003, *MNRAS*, 339, 63
- Groenewegen M.A.T., de Jong T., 1993, *A&A*, 267, 410
- Groenewegen M.A.T., van den Hoek L.B., de Jong T., 1995, *A&A*, 293, 381
- Henry R.B.C., Edmunds M.G., Köppen J., 2000, *ApJ*, 541, 660
- Hubble E.P., 1926, *ApJ*, 64, 321
- Iben I.Jr., Tutukov A.V., 1984, *ApJS*, 54, 335
- Izotov Y.I., Thuan T.X., 1999, *ApJ*, 511, 639
- Izotov Y.I., Stasinska G., Meynet G., Guseva N.G., Thuan T.X., 2006, *A&A*, 448, 955
- Kehrig C., Telles E., Cuisinier F., 2004, *AJ*, 128, 1141
- Köppen J., Hensler G., 2005, *A&A*, 434, 531
- Kroupa P., Gilmore G., Tout C.A., 1991, *MNRAS*, 251, 293
- Larsen T.I., Sommer-Larsen J., Pagel B.E.J., 2001, *MNRAS*, 323, 525
- Maeder A., 1992, *A&A*, 264, 105
- Maeder A., Meynet G., 2000, *ARA&A*, 38, 143
- Mouhcine M., Contini T., 2002, *A&A*, 389, 106
- Ott J., Walter F., Brinks E., 2005, *MNRAS*, 358, 1453
- Pagel B.E.J., 1989, *RMxAA*, 18, 161
- Pagel B.E.J., 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge University Press
- Pilyugin, L. S., 1993, *A&A*, 277, 42
- Salpeter E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Scalo J.M., 1986, *FCPh*, 11, 1
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, *A&AS*, 96, 269
- Schmidt M., 1959, *ApJ*, 137, 758
- Tenorio-Tagle G., 1996, *AJ*, 111, 1641
- Thielemann F., Nomoto K., Hashimoto M., 1996, *ApJ*, 460, 408
- Tinsley B.M., 1980, *FCPh*, 5, 287
- Umeda H., Nomoto K., Kobayashi C., Hachisu I., Kato M., 1999, *ApJ*, 522, 43
- van den Hoek L.B., Groenewegen M.A.T., 1997, *A&AS*, 123, 305
- Westera P., Cuisinier F., Telles E., Kehrig C., 2004, *A&A*, 423, 133
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS*, 101, 181