

## Evolution chimique des galaxies

Joachim Köppen

*Observatoire de Strasbourg, 11 Rue de l'Université, F-67000  
Strasbourg, France; International Space University, Illkirch,  
France; Inst.Theor.Physik u. Astrophysik, Universität Kiel,  
Allemagne*

**Abstract.** The basic equations for the chemical evolution of galaxies with their physical assumptions are presented. We review the analytical solutions for single zone models, with gas loss and gas accretion and focus on which properties of the closed box Simple Model solution remain valid and which do not. Also, models with imperfect mixing of the gas are discussed. We give a summary of the stellar yields computed from stellar evolution. The modeling of the radial abundance gradients in disk galaxies is briefly reviewed, and on how different physical processes affect the value of the gradient and its time evolution. To overcome the limitations of the chemical evolution models with free fitting parameters, current models include the dynamics of the gas and the stars, the multiphase structure of the interstellar medium, and the energy input into the gas by the stars. Assumptions and properties of these types of models are summarized.

### Table des matières

<b>1. Introduction</b>	<b>131</b>
<b>2. Les équations</b>	<b>132</b>
<b>3. Le modèle simple</b>	<b>134</b>
3.1 La solution analytique . . . . .	135
3.2 Rendement dépendant de la métallicité . . . . .	136
3.3 La distribution de la métallicité stellaire . . . . .	138
3.4 Métallicité des étoiles . . . . .	139
<b>4. Modèles avec perte de masse</b>	<b>139</b>

<b>5. Modèles avec accréation de gaz</b>	<b>140</b>
5.1 Présentation générale . . . . .	140
5.2 Modèles obtenus par inversion . . . . .	143
<b>6. Modèles avec mélange incomplet du gaz</b>	<b>146</b>
<b>7. Quelques mots sur le taux de formation d'étoiles</b>	<b>148</b>
<b>8. Les rendements</b>	<b>148</b>
8.1 Etoiles massives . . . . .	149
8.2 Etoiles intermédiaires . . . . .	151
8.3 Synthèse avec délais . . . . .	153
<b>9. Les gradients d'abondance</b>	<b>154</b>
<b>10. Les limitations des modèles classiques</b>	<b>158</b>
<b>11. Les modèles dynamiques de Larson</b>	<b>159</b>
<b>12. L'approche chimico-dynamique</b>	<b>162</b>
12.1 Structure du milieu interstellaire. . . . .	162
12.2 Comportement des modèles en boîte fermée. . . . .	165
12.3 Aspects dynamiques des modèles chimico-dynamiques. . . . .	169
<b>13. Modèles d'évolution chimique et dynamique</b>	<b>172</b>
<b>14. Modèles à regroupement hiérarchique</b>	<b>173</b>

## 1. Introduction

Vers 1949 George Gamov a réalisé que le “Big Bang” ne peut synthétiser que des éléments légers, comme l’hydrogène et l’hélium. Mais alors, d’où viennent les éléments lourds essentiels à notre vie ? En 1957, l’article de “B<sup>2</sup>FH” (Burbidge, Burbidge, Fowler & Hoyle) montre que ces éléments sont les produits de la fusion thermique à l’intérieur des étoiles. Ces produits sont éjectés quand les étoiles finissent leur vie, et ils sont mélangés dans le milieu interstellaire d’où naîtra la prochaine génération. Ce cycle de l’évolution chimique de la matière dans une galaxie était modélisé au début de façon analytique, puis Talbot & Arnett (1971) en présentèrent une résolution numérique.

L’étude de l’évolution chimique est devenue un domaine thématique qui utilise les résultats obtenus par la théorie de l’évolution stellaire et de la nucléosynthèse stellaire, mais aussi des résultats venant de la cosmologie, de la formation et l’évolution dynamique des galaxies pour essayer de retrouver l’historique de la composition chimique, la cinématique des étoiles et du gaz, et les propriétés observables des populations stellaires. Elle est une pièce centrale de la physique des galaxies (voir à ce sujet l’excellent livre de Pagel, 1997).

Ce sujet est vaste et riche en détails, en théories aussi bien qu’en observations. On a utilisé des approches d’une grande gamme de complexité, variant sur le traitement des détails, comprenant des modèles analytiques ou numériques, incluant ou non la dynamique de la galaxie...

Dans mon cours je vais essayer de poser ce problème dans ses grandes lignes, et de présenter le comportement essentiel des solutions, afin de donner un aperçu des possibilités et des limites des modèles.

Les observations des étoiles et des nébuleuses gazeuses nous ont donné des indications sur l’histoire des abondances des éléments chimiques, dans notre Galaxie comme dans d’autres galaxies ; par exemple :

- la composition chimique presque (!) universelle dans le Soleil, les étoiles, et le gaz. Pour l’analyse détaillée, on s’intéresse aux rapports entre les abondances de différents éléments ;
- la relation âge - métallicité (AMR) dans les étoiles,
- la distribution de la métallicité dans les étoiles peu massives
- les gradients radiaux de l’abondance dans les galaxies

L’étude de l’évolution chimique a pour but de retrouver ces résultats, à partir de modèles, afin d’identifier et de comprendre les processus physiques qui sont responsables de l’histoire de la matière.

## 2. Les équations

Pour modéliser l'évolution de la matière et des éléments dans une région d'une galaxie, nous commencerons par considérer une boîte fermée, avec les hypothèses physiques suivantes :

1. on se limite à un volume fermé (la boîte) ;
2. le volume est suffisamment grand pour pouvoir y définir la densité du gaz, mais aussi des étoiles etc. : dans notre Galaxie peut-être 100 pc. Nous ne souhaitons pas distinguer les objets individuellement (nuages gazeux, restes de supernovae, ...) ;
3. on va regarder des intervalles de temps suffisamment grands, pour la même raison. Il faut moyenner les explosions des supernovae, l'évolution de la masse éjectée, les collisions entre des nuages gazeux, les détails entre le début de la formation des étoiles jusqu'à la naissance des étoiles moins massives : environ 100 millions d'années ;
4. nous supposons que le gaz est parfaitement homogène et toujours bien mélangé ;
5. chaque génération d'étoiles est formée avec la même fonction de masse initiale (IMF = "initial mass function"), qui décrit la distribution des masses stellaires quand les étoiles arrivent sur la séquence principale ;
6. au début il n'y a, dans ce volume, que du gaz de composition primordiale (métallicité zéro).

Ainsi, on peut formuler les équations. L'évolution de la masse  $g$  du gaz dans ce volume est décrite par :

$$\begin{aligned} \frac{dg}{dt} &= \text{-formation des étoiles} + \text{gaz éjecté par les étoiles} \\ &= -\Psi(t) + \int_{m_{\min}(t)}^{m_{\max}} E(m) \cdot \Phi(m) \cdot \Psi(t - \tau_{\text{SP}}(m)) dm \quad (1) \end{aligned}$$

La masse du gaz est diminuée par la formation des étoiles, elle-même réglée par le taux de formation d'étoiles (SFR = "star formation rate"),  $\Psi$ , dans lequel on va mettre toute notre fantaisie et notre ignorance. La masse est augmentée par les éjections de gaz de toutes sortes : explosions des supernovae, expulsions des nébuleuses planétaires, vents .. ; les vents stellaires ne sont importants que vers la fin de la vie d'une étoile, et on peut donc supposer que tout le gaz est éjecté à ce moment. On suppose qu'on connaît la masse  $m \cdot E(m)$  fournie par une étoile de masse  $m$  vers la fin de sa vie. Il faut intégrer toutes ces contributions, partant de l'IMF et

de la SFR au moment de la naissance de l'étoile,  $t - \tau_{\text{SP}}(m)$ . J'ai utilisé la forme de l'IMF où  $\Phi(m)dm$  donne, non pas la quantité d'étoiles, mais la *masse* en étoiles dans l'intervalle entre  $m$  et  $m + dm$ ; la loi de Salpeter s'écrit alors  $\Phi(m) \propto m^{-1.35}$ . Le paramètre  $\tau_{\text{SP}}(m)$  est la durée de vie, essentiellement le temps que l'étoile passe sur la séquence principale. Enfin l'intégration se fait à partir de la masse minimale des étoiles qui peuvent rendre du gaz :  $m_{\text{min}}(t) = \max(m_{\text{min}}, m_{\text{TO}}(t))$ , soit la masse minimale d'une étoile brûlant de l'hydrogène ( $0.08 M_{\odot}$ ), ou la masse de Turn-Off. La limite supérieure d'intégration,  $m_{\text{max}}$ , correspond à la masse maximale des étoiles (40 à  $100 M_{\odot}$ ).

La théorie de l'évolution stellaire doit nous fournir  $E(m)$  et  $\tau_{\text{SP}}(m)$  qui dépendent aussi de la composition chimique des étoiles !

Soit  $Z_i$  la proportion, en masse, de l'élément  $i$  dans le gaz; la masse de gaz sous la forme de l'élément  $i$ ,  $gZ_i$ , évolue en fonction de la naissance et de la mort des étoiles :

$$\frac{dgZ_i}{dt} = -Z_i\Psi(t) + \int_{m_{\text{min}}(t)}^{m_{\text{max}}} E_i(m) \cdot \Phi(m) \cdot \Psi(t - \tau_{\text{SP}}(m)) dm \quad (2)$$

où  $E_i(m)$  est telle que  $m \cdot E_i(m)$  est la masse de cet élément éjectée par une étoile de masse  $m$ . Elle se décompose en deux parties :

$$E_i(m) = p_i(m) + Z_i(t - \tau_{\text{SP}}(m)) \cdot E(m) \quad (3)$$

Où  $p_i(m)$  est la fraction de la masse de l'étoile qui est éjectée sous forme de l'élément  $i$  nouvellement synthétisé. La première est le *produit* de la nucléosynthèse dans l'intérieur de l'étoile, l'autre vient des éléments qui sont contenus dans l'étoile à sa naissance et qui restent sans changement à la mort de l'étoile.

Ici aussi, les proportions d'éjectas stellaires,  $E_i(m)$  viennent des résultats des calculs évolutifs. Ils dépendent de la composition chimique initiale de chaque étoile.

Ces équations nous permettent de calculer l'évolution de chaque élément. Comme ce sont des équations différentielles ordinaires, mais non linéaires, et parce que les intégrales font un couplage entre le temps actuel et le passé, il est préférable de les résoudre numériquement. Après des modèles analytiques, Talbot & Arnett (1971, 1973) ont conçu le premier modèle numérique, qui est à la base des modèles actuels. Timmes, Woosley & Weaver (1995), Thomas, Greggio & Bender (1998), Chiappini, Matteucci & Romano (2001) en sont des exemples récents.

Il est assez facile de réaliser un tel modèle avec beaucoup de détails en utilisant les ordinateurs disponibles. Le fait qu'il s'agisse d'équations intégral-différentielles est à l'origine d'un gros inconvénient : l'opération d'intégration est en effet un destructeur de l'information concernant les

structures fines. L'abondance d'un élément mesuré dans une étoile aujourd'hui est la somme des contributions des étoiles de tous âges et toutes masses. Les détails relatifs à l'origine des éléments sont perdus. C'est pour cela qu'on est toujours à la recherche de contraintes observationnelles nombreuses et fortes!

De plus, nous avons supposé que le volume considéré correspond à une boîte fermée. Dans les calculs numériques, on peut être plus réaliste, en prenant en compte les courants de gaz qui peuvent entrer dans le volume (accrétion ou "infall") ou s'en échapper (vents galactiques). Je vais discuter ces processus plus tard (Sections 4. et 5.).

### 3. Le modèle simple

Malgré la facilité de la résolution numérique, il est très instructif de chercher des solutions analytiques. On peut ainsi obtenir des modèles assez proches des modèles numériques, tout en préservant une meilleure compréhension des possibilités et des limites des modèles d'évolution chimique. Dans sa revue, postérieure aux premiers modèles numériques, Tinsley (1980) a constaté que, malgré leur sophistication, les modèles numériques gardent toujours certaines propriétés des modèles analytiques. Edmunds (1990) a donné quelques raisons essentielles qui fixent les limites des solutions de l'évolution chimique.

Dans une population normale d'étoiles, les étoiles massives (au dessus de  $10 M_{\odot}$ ) sont essentielles à la production des éléments lourds comme l'oxygène. Mais leur temps de vie est très court (moins de 30 millions d'années) en comparaison de l'évolution galactique (quelques milliards d'années). Il est alors légitime de négliger la durée de vie des étoiles, c'est à dire la différence entre le temps actuel  $t$  et celui de la naissance  $t - \tau_{\text{SP}}(m)$ . Avec cette approximation (dite *Instantaneous Recycling Approximation*, IRA) on peut simplifier les deux intégrales :

$$\begin{aligned} \int_{m_{\min}(t)}^{m_{\max}} E(m)\Phi(m)\Psi(t - \tau_{\text{SP}}(m))dm &\approx \Psi(t) \int_{m_{\min}(t)}^{m_{\max}} E(m)\Phi(m)dm \\ &=: \Psi(t) \cdot R(t) \approx \Psi(t) \cdot R \end{aligned} \quad (4)$$

Dans la dernière ligne, on considère que, dans une grande partie de l'évolution galactique,  $m_{\min}(t) \approx m_{\min}$ . L'équation d'évolution de la masse gazeuse devient simplement :

$$\frac{dg}{dt} = -(1 - R)\Psi(t) =: -\alpha\Psi(t) \quad (5)$$

où on définit la fraction de masse  $\alpha$ , dite *locked-up mass fraction*, comme la fraction de la masse d'une population d'étoiles qui est figée dans les

restes stellaires (trous noirs, étoiles à neutron, naines blanches) et sous la forme d'étoiles qui ne meurent pas durant la vie de la galaxie. Notez que cette quantité ne dépend plus de l'état de la galaxie, mais est une propriété des étoiles.

L'application de l'IRA à l'autre intégrale donne

$$\begin{aligned} \int_{m_{\min}(t)}^{m_{\max}} E_i(m) \Phi(m) \Psi(t - \tau_{\text{SP}}(m)) dm &\approx \Psi(t) \int_{m_{\min}(t)}^{m_{\max}} p_i(m) \Phi(m) dm \\ &+ \Psi(t) \cdot Z_i(t) \cdot R(t) \\ &=: +\Psi(t)(\alpha y_i + Z_i(t) \cdot R) \end{aligned} \quad (6)$$

L'évolution de l'abondance est ainsi simplifiée :

$$\frac{dgZ_i}{dt} = \alpha \Psi(t)(y_i - Z_i(t)) \quad (7)$$

On définit le “rendement” (*yield*)  $y_i$  de l'élément  $i$  comme le rapport entre la quantité rendue par une génération d'étoiles et celle qui y reste figée. Notez qu'il faut intégrer seulement la partie des éjectas fraîchement produits par la nucléosynthèse !

On peut définir  $\alpha$  et  $y_i$  en fonction de la limite inférieure de l'intégration, comme  $\alpha(m_{\text{TO}})$  et  $y_i(m_{\text{TO}})$ , mais, en général, cela ne facilite pas la solution analytique du problème.

Les équations 7 et 5 permettent de calculer l'évolution de l'abondance :

$$g \frac{dZ_i}{dt} = \alpha \Psi(t) \cdot y_i \quad (8)$$

### 3.1 La solution analytique

Il est utile d'introduire l'évolution de la masse figée sous forme d'étoiles de faibles masses et des restes stellaires (tout ce qui ne participe plus au recyclage du gaz) :

$$\frac{ds}{dt} = \alpha \Psi(t) \quad (9)$$

De plus, on va définir la fraction gazeuse  $f(t) = g(t)/(g(t) + s(t))$

$$\frac{df}{dt} = \frac{f}{g} \frac{dg}{dt} = -\alpha \Psi(t) \frac{f}{g} \quad (10)$$

Ainsi, l'équation 8 devient

$$\frac{dZ_i}{df} = \frac{dZ_i/dt}{df/dt} = -\frac{y_i}{f} \quad (11)$$

Supposant que le rendement soit constant (ni la nucléosynthèse ni l'IMF ne dépendent du temps, ou de la métallicité du gaz), on obtient la fameuse solution du modèle simple :

$$Z_i = -y_i \ln f \quad (12)$$

On note bien que l'abondance d'un élément produit avec un rendement constant est proportionnelle au rendement  $y$ . Elle dépend seulement de la fraction du gaz actuel, mais pas de la chronologie des événements liés à la formation stellaire.

Ainsi le modèle prédit que les rapports entre les abondances des éléments synthétisés dans les étoiles massives (qui explosent comme supernovae de type II) sont indépendants de l'historique du volume. Ceci se vérifie sur les abondances de l'oxygène, du néon, du soufre et de l'argon (Fig. 1) : On observe dans toutes les nébuleuses gazeuses (régions H II, nébuleuses planétaires, galaxies irrégulières) que ces rapports sont indépendants de l'abondance de l'oxygène (Henry & Worthey, 1999).

Les rapports sont en accord raisonnable avec les prédictions de la nucléosynthèse dans les étoiles massives. Il existe cependant des écarts significatifs qui ne sont pas explicables par l'évolution galactique, mais qui proviennent des incertitudes de la nucléosynthèse stellaire.

### 3.2 Rendement dépendant de la métallicité

Que se passe-t-il si le rendement d'un élément n'est pas constant, mais dépend de la présence d'autres éléments dans l'étoile? Supposons qu'il suive une loi de puissance :

$$y_i = y_{i0} Z^k \quad (13)$$

où  $Z$  est la métallicité d'un élément qui serait produit avec un rendement constant  $y_Z$ , et  $k$  un exposant à déterminer. Il en résulte l'équation

$$\frac{dZ_i}{dZ} = \frac{y_{i0}}{y_Z} Z^k \quad (14)$$

qui est facile à résoudre :

$$\frac{Z_i}{Z} = \frac{y_{i0}}{(k+1)y_Z} Z^k \quad (15)$$

On voit que *la pente* dans le diagramme  $\log(Z_i/Z)$  vs  $\log(Z)$  indique directement l'exposant  $k$ . A nouveau ce résultat est indépendant de l'histoire de la formation des étoiles.



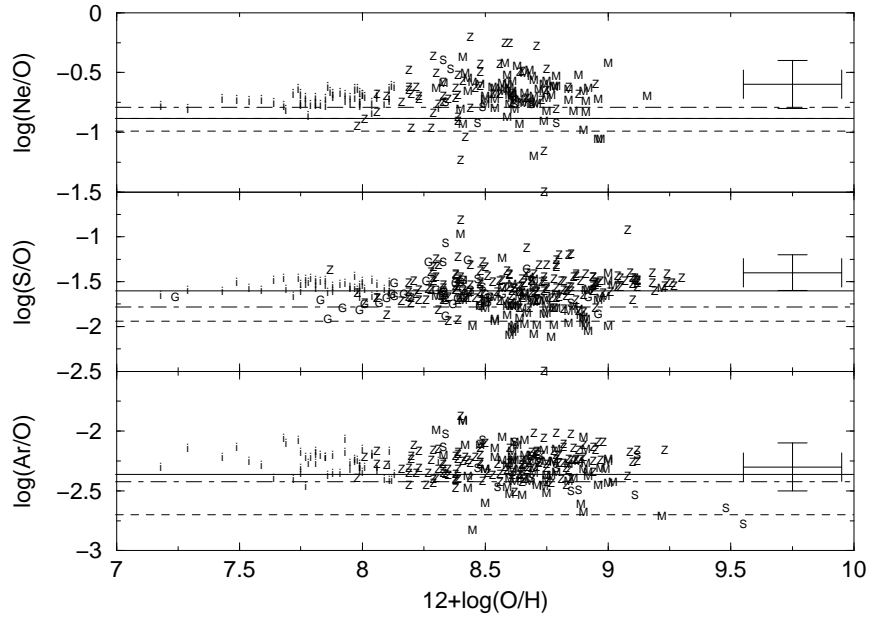


Figure 1. – Les rapports des abondances Ne/O, S/O et Ar/O en fonction de l'abondance O/H observés dans les régions HII et les nébuleuses planétaires galactiques et extra-galactiques. Les lignes horizontales indiquent les rendements prédits par différents modèles de nucléosynthèse stellaire en partant de l'IMF de Salpeter (d'après Henry & Worthey, 1999)

L'exposant  $k$  est révélateur de la façon dont est produit l'élément  $i$  : si le rendement est constant, on parle d'une *production primaire*, car elle ressemble à la formation d'un élément à partir des éléments primordiaux (H et He) ;  $k = 1$  indique la production dite *secondaire*, car semblable à la synthèse d'un élément qui dépend de la présence d'un autre élément ("seed element").

### 3.3 La distribution de la métallicité stellaire

Une troisième caractéristique importante calculée par le modèle simple est la distribution de la métallicité dans les étoiles à longue durée de vie. Dans cet histogramme, on regarde la masse (ou le nombre) des étoiles pour chaque intervalle de métallicité (on suppose la formation primaire) :

$$\frac{ds}{dZ} = \frac{ds/dt}{dZ/dt} = \frac{g}{y} \quad (16)$$

Pour calculer  $g(Z)$  on utilise

$$\frac{dg}{dZ} = \frac{-\alpha\Psi}{y\alpha\Psi/g} = -\frac{g}{y} \quad (17)$$

qui donne tout de suite  $g(Z) = \exp(-Z/y)$  et

$$\frac{ds}{dZ} = \frac{1}{y} \exp(-Z/y) \quad (18)$$

Encore une fois, nous avons obtenu un résultat qui ne dépend pas de l'histoire de la formation des étoiles ni la forme de la SFR!

On peut construire l'histogramme de deux façons : (1) on sait que le modèle simple donne une ligne droite dans le diagramme  $\log(ds/dZ)$  vs  $Z$  dont la pente permet de déterminer le rendement  $y$  (voir Fig. 6). (2) la forme la plus pratique pour exploiter les résultats de la spectroscopie stellaire est  $ds/d \log Z$  en fonction de  $\log Z$ . On obtient  $ds/d \log Z \propto Z \cdot \exp(-Z/y)$  qui est une courbe en cloche asymétrique dont le maximum est en  $Z = y$  (voir Fig. 5).

Appliquons le modèle à des étoiles de notre Galaxie (Pagel 1989) : pour les naines G du voisinage solaire, on trouve que le modèle ne marche pas! On observe trop peu d'étoiles à faible métallicité (Pagel & Patchett, 1975, Pagel 1989, Sommer-Larsen 1991). On a constaté ce fameux "problème des naines G" il y a longtemps (Schmidt 1963), mais tous les efforts observationnels n'ont fait que confirmer son existence et augmenter son importance. Le rendement du fer ne serait que 0.4 fois l'abondance solaire. Pour les géantes K du bulbe, au contraire, Rich (1988) a trouvé que le modèle simple fournit une bonne description, mais le rendement est

très élevé ( $y_{\text{Fe}} = 1.8Z_{\odot\text{Fe}}$ )! De plus, les étoiles du halo (Zinn 1985) s'accordent bien au modèle simple, mais avec un rendement encore différent ( $0.025Z_{\odot\text{Fe}}$ ). Quelle est l'origine de ces discordances? La production des métaux est-elle réellement différente pour les étoiles du bulbe, du disque, ou du halo? Ou bien y a-t-il quelque chose de faux dans les hypothèses de notre modèle?

### 3.4 Métallicité des étoiles

Malgré ces questions gênantes, regardons une dernière équation fondamentale. On définit la métallicité moyenne résultant d'une pondération avec la masse, par

$$\langle Z \rangle := \frac{1}{s} \int_0^s Z(s') ds' \quad (19)$$

et on peut dériver l'équation différentielle

$$s \frac{d\langle Z \rangle}{dt} = \alpha \Psi(t) \cdot (Z - \langle Z \rangle) \quad (20)$$

La solution analytique

$$\langle Z \rangle = y \left( 1 + \frac{f \ln f}{1 - f} \right) \quad (21)$$

montre que cette quantité tend (pour  $f \rightarrow 0$ ) vers le rendement, et elle aussi est indépendante de la forme du SFR et de l'histoire de la formation des étoiles!

## 4. Modèles avec perte de masse

L'hypothèse qu'un sous-volume d'une galaxie est une boîte fermée est bien sûr une simplification. Il nous faut explorer les autres possibilités. Pour permettre la résolution analytique, on conserve l'approximation IRA.

Supposons qu'il y a une perte de masse du gaz de notre volume. Il faut ajouter un terme dans le bilan du gaz (Equation 5) :

$$\frac{dg}{dt} = -\alpha \Psi(t) - W(t) =: -\alpha \Psi(t)(1 - w(t)) \quad (22)$$

où l'on a défini une fonction  $w(t)$  qui exprime le rapport entre le taux de perte de masse (par un vent galactique, par exemple) et le taux de formation d'étoiles. Évidemment, cette fonction va être toujours positive. L'équation d'évolution de la masse des métaux (Eqn. 7) devient

$$\frac{dgZ_i}{dt} = \alpha \Psi(t)(y_i - Z(t)(1 + w(t))) \quad (23)$$

parce que le gaz qui s'échappe emporte une quantité correspondante de métaux. C'est pourquoi l'équation des abondances ne change pas :

$$g \frac{dZ_i}{dt} = \alpha \Psi(t) \cdot y_i \quad (24)$$

Si  $w(t)$  est une constante, nous pouvons facilement calculer les solutions analytiques. La relation métallicité – fraction de gaz devient

$$Z_i = -\frac{y_i}{1+w} \ln \frac{g(t)}{g(0)} \quad (25)$$

Les rapports des abondances ne changent pas

$$\frac{Z_i}{Z} = \frac{y_{i0}}{(k+1)y_Z} Z^k \quad (26)$$

comme cela apparaissait déjà dans l'équation différentielle. La distribution de la métallicité des étoiles va être

$$\frac{ds}{dZ} = \frac{1}{y} \exp\left(-\frac{Z}{y/(1+w)}\right) \quad (27)$$

Cela veut dire que la *forme* de la distribution reste la même que dans le cas du modèle simple, mais simplement la pente (ou la position du pic dans le diagramme en  $\log Z$ ) change de la même façon que si on avait utilisé un *rendement effectif*,  $y_{\text{eff},i} = y_i/(1+w)$ . Le même argument peut être appliqué à l'équation 25.

Il en va de même avec les modèles incluant des fonctions  $w(t)$  quelconques : les modèles avec perte de gaz se comportent comme des modèles simples, avec un rendement réduit.

Une petite exception concerne toutefois les modèles qui supposent la perte de masse *sélective*, par exemple, si les éléments éjectés par des supernovae peuvent s'échapper avant d'être mélangés avec le gaz existant.

## 5. Modèles avec accrétion de gaz

### 5.1 Présentation générale

Un autre processus est l'accrétion de gaz venant de l'extérieur. On distingue deux types d'apports gazeux : l'*infall*, où le gaz vient de l'extérieur de la galaxie, ou tombe sur le disque pendant sa formation, et l'*inflow*, où le gaz vient du voisinage proche grâce aux courants de gaz qui accompagnent l'effondrement de la proto-galaxie.

Quand on ajoute les termes nécessaires dans les équations il est utile de définir le *facteur d'accrétion*,  $a$ , comme le rapport entre le taux d'accrétion et le SFR; c'est en effet ce facteur (et non le taux) qui détermine le comportement de la solution :

$$\frac{dg}{dt} = -\alpha\Psi(t) + A(t) = -\alpha\Psi(t) \cdot (1 - a(t)) \quad (28)$$

Evidemment, la fonction  $a(t)$  est toujours positive. Pour la masse en métaux on a

$$\frac{dgZ_i}{dt} = \alpha\Psi(t) \cdot (y_i - Z_i(t) + a(t)Z_{i,a}(t)) \quad (29)$$

et pour l'abondance

$$g\frac{dZ_i}{dt} = \alpha\Psi(t) \cdot (y_i - a(t)(Z_i(t) - Z_{i,a}(t))) \quad (30)$$

On comprend mieux les principes sous-jacents si l'on suppose que le gaz accrété est sans métaux ( $Z_{i,a} = 0$ ). Köppen & Edmunds (1999) ont étudié le comportement de ce type de modèle. D'abord ils ont regardé le cas où  $a$  est constant. Le système évolue vers un état d'équilibre déterminé par  $a$  (Fig. 2) :

- si  $a > 1$ , le système converge vers l'état décrit par  $Z = y/a$  et  $f = 1 - 1/a$ . Le taux de l'accrétion est si fort que le gaz arrivant suffit à compenser la production de métaux et le résultat est une métallicité constante et une fraction constante de gaz.
- si  $a < 1$ , l'état d'équilibre est caractérisé seulement par  $Z = y/a$ . L'évolution va aussi tendre vers une métallicité constante, mais l'accrétion ne suffit pas à compenser la consommation de gaz, et la fraction de gaz tend vers zéro.

Ces considérations de base permettent de comprendre les cas plus complexes. On distingue trois principaux types de situation (Figs. 3 et 4) :

- les métallicités du gaz supérieures à celles prédites par le modèle simple ( $Z_{\text{MS}} = -y \ln f$ ) ne sont pas possibles avec des modèles d'accrétion du gaz primordial qui partent des conditions initiales normales ( $f = 1$  et  $Z = 0$ ). De même, on ne peut retrouver les métallicités stellaires inférieures à celles du modèle simple ( $\langle Z \rangle_{\text{MS}} = y(1 + f \ln f / (1 - f))$ ), ni les rapports d'abondance inférieurs à ceux du modèle simple ( $(Z_i/Z)_{\text{MS}} < y_{i0}Z^k / ((1+k)y_Z)$  où  $y_{i0}Z^k$  est le rendement de l'élément  $i$ ).
- si la fonction  $a(t)$  diminue avec le temps d'une façon monotone (incluant des paliers à valeur constante), l'évolution dans le diagramme fraction du gaz vs métallicité va être limitée entre le

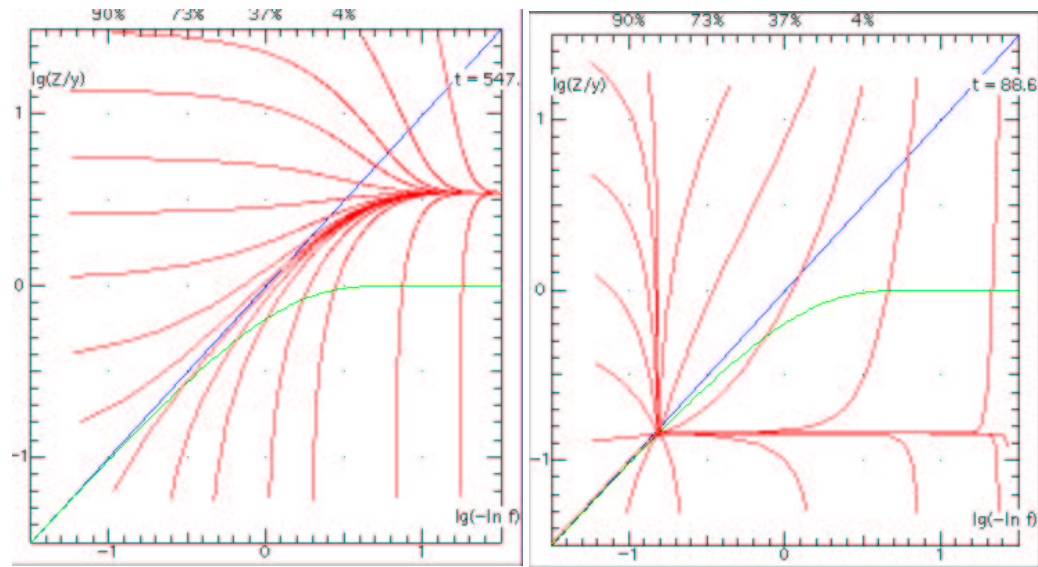


Figure 2. – L'évolution d'une zone galactique avec accréation de gaz primordial, avec un rapport constant entre le taux d'accréation et le SFR, calculée grâce à l'applet interactif <http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/chemie/ChemFlows.html>. Le diagramme montre la fraction de gaz en fonction de la métallicité; la ligne diagonale correspond au modèle simple. Les tracés évolutifs s'écartent des différentes conditions initiales près des bords des figures. La figure de gauche correspond à un rapport  $a \approx 1/3$ ; à droite, on a utilisé  $a \approx 8$ .

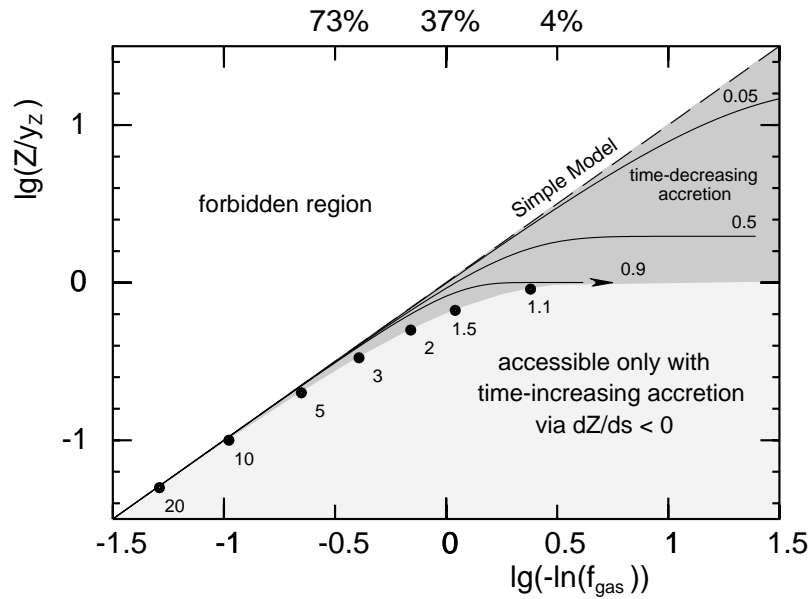


Figure 3. – Le diagramme fraction de gaz vs. métallicité des modèles avec accrétion de gaz primordial. Les points représentent les solutions d'équilibre pour le facteur d'accrétion constant  $a$  indiqué. La diagonale correspond au modèle simple

modèle simple et les modèles d'accrétion linéaires (*Linear Accretion Model*, ou LAM) :  $Z_{\text{MS}} \geq Z \geq Z_{\text{LAM}} := y(1 - f)$ . La métallicité stellaire est également limitée :  $\langle Z \rangle_{\text{MS}} \leq \langle Z \rangle \leq Z_{\text{LAM}}$ . Il en va de même des rapports d'abondance :  $(Z_i/Z)_{\text{MS}} \leq (Z_i/Z) \leq (Z_i/Z)_{\text{LAM}} := y_{i0}Z^k/y_Z$ . En conséquence, ces trois quantités sont circonscrites dans des régions assez étroites !

- Les situations qui restent (métallicité du gaz plus faible que  $Z_{\text{LAM}}$ , métallicité des étoiles et rapports d'abondances plus élevés que dans les modèles LAM) résultent nécessairement d'épisodes d'accrétion où le facteur  $a$ , et, avec lui, le taux, peuvent augmenter brutalement.

L'accrétion de gaz de faible métallicité permet donc d'expliquer la carence d'étoiles à faible métallicité dans l'histogramme des naines G (Figs. 5 et 6).

## 5.2 Modèles obtenus par inversion

Normalement, on construit un modèle en supposant certaines formes de SFR, de taux d'arrivée de gaz, etc., et en calculant les données observables aujourd'hui à partir de certains paramètres initiaux. Si les prédictions ne sont pas en accord avec les contraintes observationnelles,

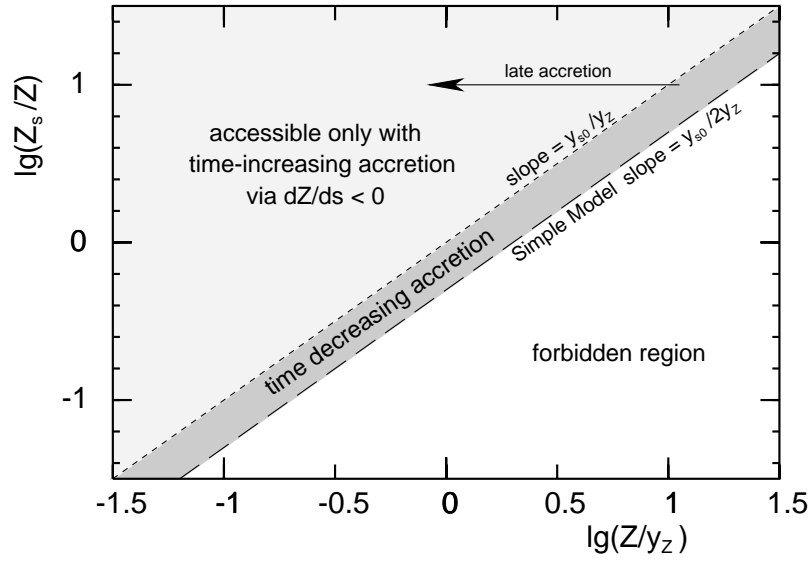


Figure 4. – Abondance d'un élément secondaire ( $Z_s$ ) rapportée à celle d'un élément primaire ( $Z$ ) dans le cas de modèles avec accretion de gaz primordial.

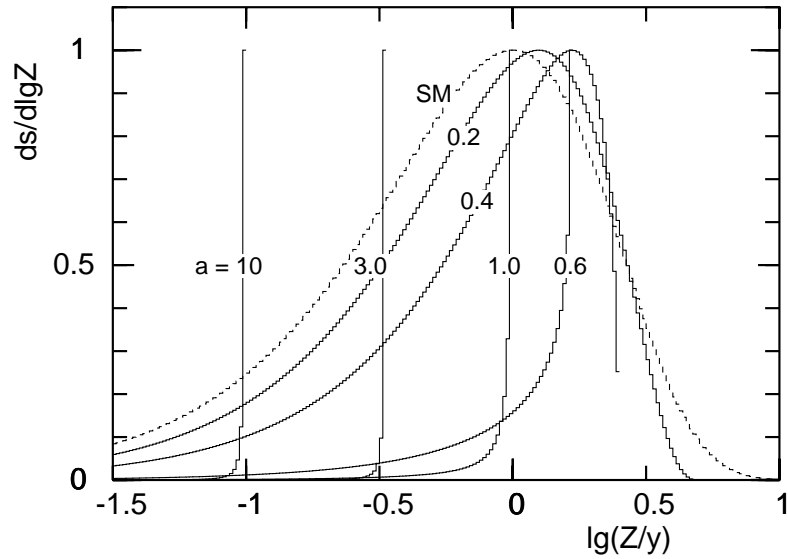


Figure 5. – Distribution de la métallicité des étoiles à grande durée de vie, calculée pour différents facteurs d'accrétion.



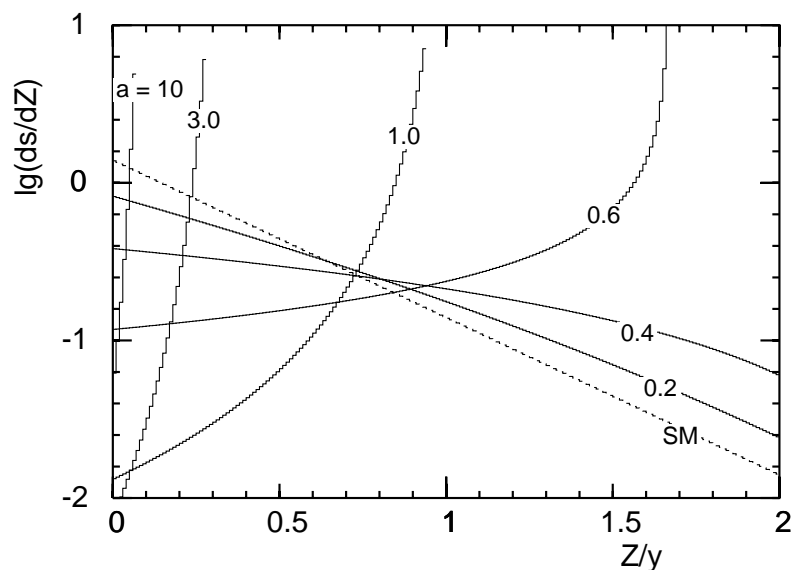


Figure 6. – Identique à la Fig. 5, mais en fonction linéaire de la métallicité.

on change les paramètres d'entrée ou les hypothèses du modèle. De cette façon on peut bien arriver à un modèle satisfaisant, mais il faut explorer la sensibilité des résultats vis-à-vis des paramètres d'entrée, en tenant compte des incertitudes des observations et des hypothèses, et en s'efforçant de déterminer si le modèle retenu est le seul qui soit compatible avec les observations.

Dans certaines situations il est possible d'inverser le problème, et de déterminer le modèle à partir des observations. Par exemple, on peut essayer de calculer la forme du SFR, ou l'historique de l'arrivée de gaz, sans imposer de formes analytiques contenant des paramètres libres. Dans le voisinage solaire, Meusinger (1992) a reconstitué l'histoire de la formation des étoiles, de l'accrétion, et de la perte de gaz, en prenant comme contraintes observationnelles les résultats de comptages d'étoiles.

Je voudrais montrer avec un autre exemple (Dirsch, Köppen et Richtler 2002) comment on peut réaliser une telle approche. Grâce à la photométrie de Strömgren des géantes rouges du champ, Dirsch et al. (2000) ont déterminé la relation âge – métallicité et la distribution de la métallicité des étoiles du Grand Nuage de Magellan. Parce que cette dernière est plus étroite que celle prédite par le modèle simple, il est évident qu'on doit supposer que l'accrétion a joué un rôle important dans l'évolution de cette galaxie. On a trouvé que la métallicité y augmente beaucoup plus lentement avec l'âge que dans le voisinage solaire (vous trouverez cette relation âge—métallicité, ou AMR, dans l'applet

<http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/chemie/Chemo.html> dans les travaux pratiques). Après plusieurs essais avec l'approche classique nous avons trouvé qu'il était beaucoup plus efficace de procéder par inversion en calculant l'accrétion à partir de l'AMR. De plus, on voit alors mieux quel type d'"infall" est nécessaire. En adoptant l'IRA et en supposant que le gaz accrété est primordial, l'équation de la métallicité donne

$$g \frac{dZ}{dt} = \alpha \Psi(t) \cdot (y - a(t)Z(t)) \quad (31)$$

Les observations nous donnent  $Z(t)$  et  $dZ/dt$ . Si nous écrivons le SFR sous la forme linéaire  $\Psi = Cg$ , nous obtenons directement l'évolution du facteur d'accrétion :

$$a(t) = \frac{\alpha C y}{Z} - \frac{d \ln Z}{dt} \quad (32)$$

Nous en déduisons l'évolution de la masse du gaz :

$$\frac{dg}{dt} = -\alpha C g (1 - a(t)) \quad (33)$$

avec la solution formelle :

$$\ln(g(t)/g_0) = \alpha C (t - \ln(Z(t)/Z_0) - \alpha C y \int_0^t \frac{1}{Z(t')} dt') \quad (34)$$

Ayant représenté l'AMR  $Z(t)$  par une expression analytique, nous avons obtenu une solution analytique ! Par ailleurs, nous avons aussi traité numériquement ce problème, d'une manière un peu plus générale, avec un SFR non-linéaire.

Avec tout ces résultats nous avons pu établir que la forme observée de l'AMR implique une accrétion qui est devenue maximale seulement dans les derniers milliards d'années. La distribution étroite de la métallicité des étoiles est bien reproduite. Et ces implications ne sont pas fortement dépendantes des paramètres libres (l'exposant et le coefficient du SFR, le rendement). Les modèles plus détaillés (sans IRA, avec un traitement approfondi de la nucléosynthèse stellaire) ont amélioré la précision des résultats, mais ils n'ont rien changé aux grandes lignes du scénario.

## 6. Modèles avec mélange incomplet du gaz

Les modèles "classiques" ont une certaine limitation : ils ne peuvent pas expliquer la dispersion des métallicités que l'on trouve dans les étoiles de même âge. Au début de l'étude de l'évolution, on pouvait s'estimer

satisfait de reproduire les relations moyennes, mais le fait que les dispersions soient supérieures aux erreurs observationnelles a créé un intérêt pour les modèles qui abandonnent l'hypothèse d'un gaz toujours homogène.

Edmunds (1975) a discuté les processus physiques responsables du mélange du gaz. Il en a conclu que le gaz dans le disque de notre galaxie est bien mélangé (à tout le moins au voisinage du Soleil).

Quel rôle jouent les inhomogénéités locales dues à la nature discrète des étoiles, aux explosions de supernovae, à la localisation des régions de formation d'étoiles? Copi (1997) a montré que le morcellement du gaz au gré de la distribution spatiale des étoiles ne suffit pas pour expliquer la dispersion des abondances du carbone et de l'azote observées dans le voisinage solaire.

Bien que la motivation de White & Audouze (1983) soit différente, leur modèle stochastique relève de ce contexte. Ils ont étudié un ensemble de cellules chimiquement homogènes qui sont soumises à des épisodes aléatoires de formation d'étoiles. Ensuite, le gaz et les métaux expulsés dans une cellule sont mélangés sur l'ensemble. Il en résulte que le rapport des abondances des éléments secondaire et primaire n'est plus du tout celui prédit par le modèle simple : l'élément secondaire se comporte alors comme un élément primaire!

Si l'on maintient une corrélation spatiale entre la production et le mélange, en définissant une région de pollution, on retrouve cette caractéristique (Wilmes & Köppen 1994). L'ordre de grandeur des dispersions d'abondance observées peut être expliqué par une concentration spatiale et temporelle de la formation des étoiles d'environ 10 %. Mais les autres résultats sont similaires à ceux des modèles conventionnels.

Pour expliquer la dispersion, Malinie et al. (1993) ont proposé des modèles stochastiques; van den Hoek & de Jong (1997) présentent un modèle assez détaillé d'un nuage où se forment des étoiles, et ils proposent un processus de formation d'étoiles par séquences distinctes, combinées avec des arrivées épisodiques de gaz.

Les modèles stochastiques ont également permis d'expliquer la dispersion de la métallicité des étoiles du halo. Ikuta & Arimoto (1999) ont ainsi montré que le gaz du halo n'est jamais chimiquement homogène. L'absence de dispersion de la relation  $[\alpha/\text{Fe}]$  vs.  $[\text{Fe}/\text{H}]$  n'est pas la preuve d'une évolution homogène; inversement, la dispersion de  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$  n'implique pas que l'évolution soit inhomogène. Tsujimoto, Shigeyama & Yoshii (1999, 2001) ont montré comment les distributions des étoiles dans les diagrammes des rapports d'abondances nous renseignent sur l'inhomogénéité de l'évolution chimique du halo. Ils interprètent certaines compositions chimiques comme le résultat d'explosions de supernovae. Argast et al. (2001) distinguent différentes phases dans l'évolution du

halo : le gaz n'est pas mélangé quand  $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ , et est bien mélangé quand  $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$ . Les discordances qui restent au niveau des dispersions (le calcul donne une dispersion trop grande pour l'oxygène et le magnésium, mais trop petite pour le nickel) sont attribuées à l'imperfection des modèles de nucléosynthèse stellaire.

## 7. Quelques mots sur le taux de formation d'étoiles

Le SFR est un ingrédient entrant dans tous les modèles, mais notre compréhension théorique ne permet pas encore de déterminer cette fonction avec précision. En principe, nous avons besoin du taux de formation des étoiles de chaque masse. Dans notre formulation, le taux de formation pour une masse donnée était lié au SFR et à l'IMF puisqu'on a adopté l'hypothèse que chaque génération d'étoiles est formée avec la même distribution des masses stellaires. Faut de mieux, on prend souvent pour IMF une loi de puissance, par exemple la loi de Salpeter (exposant  $-1.35$ ) ou l'IMF du voisinage solaire (Kroupa, 1995, 2001).

Le SFR dépend-il du temps et du lieu, ou des conditions physiques locales? Les remarques de Lynden-Bell (1977) sont toujours d'actualité. A partir des études observationnelles, on a fini par établir une corrélation universelle entre le SFR et la densité locale du gaz. Kennicutt (1989, 1998) a trouvé, dans les galaxies spirales et dans les galaxies dites à "starburst", une loi commune  $\Psi \propto g^n$  avec  $n = 1.4 \pm 0.15$  si la densité surfacique est supérieure à un seuil critique. Evidemment, les bras spiraux ont un effet important sur le SFR. Talbot (1980) et Wyse & Silk (1989) ont proposé que le SFR soit proportionnel à la fréquence avec laquelle les bras spiraux traversent un élément de volume. Enfin, on doit remarquer que, dans certains modèles numériques, on utilise une dépendance du SFR vis-à-vis de la *fraction* locale de gaz.

## 8. Les rendements

Ce chapitre est consacré à une brève présentation des rendements stellaires (ou *yields*), ceci en vue de leur prise en compte dans l'étude de l'évolution; je n'ai pas l'ambition de de m'étendre sur les détails de la physique fort complexe de la nucléosynthèse stellaire.

D'abord, je me dois de faire quelques remarques sur les usages différents du mot "yield". Comme il a été dit plus haut, les éjectas stellaires des divers éléments, exprimés en fraction de la masse des étoiles,

$$E_i(m) = p_i(m) + Z_i(t - \tau_{\text{SP}}(m)) \cdot E(m) \quad (35)$$

sont la somme des produits de la nucléosynthèse à l'intérieur de l'étoile et des éléments qui étaient pris dans l'étoile à sa naissance.

Les codes d'évolution ont été construits en suivant deux approches : Talbot & Arnett (1973) utilisent la matrice de production  $Q_{ki}$ , qui est la fraction de la masse d'élément  $k$  qui a été transformée en élément  $i$  par nucléosynthèse, puis éjectée de l'étoile. Ainsi on calcule, rapporté à la masse stellaire  $m$ , le taux de production puis rejet de l'élément  $i$  par les étoiles de masse  $m$  :

$$p_i(m) = \sum_k Q_{ki}(m) \cdot Z_k(t - \tau_{\text{SP}}(m)) \quad (36)$$

Pour calculer les termes de cette matrice, Talbot & Arnett ont utilisé un schéma en couches successives qui représentent les différentes zones où les réactions nucléaires ont lieu. Cette représentation de la structure interne des étoiles est utilisée pour interpoler ou extrapoler les résultats de la nucléosynthèse stellaire. De cette façon on réalise un bilan détaillé de la production des éléments dans une étoile, mais il est évident qu'un modèle relativement élaboré est nécessaire. Plus simplement, Timmes, Woosley & Weaver (1995) se sont contentés d'utiliser des valeurs de  $E_i$  provenant de modèles évolutifs. Les deux approches sont bien sûr équivalentes, mais, avec la deuxième méthode on ne peut pas calculer le rendement d'une population stellaire en prédisant la distribution des métallicités comme on l'a vu avec le modèle simple.

Malheureusement, une grande confusion règne dans la définition même du rendement, ou *yield* : en plus du rendement  $y_i$  défini au chapitre la même expression "rendement stellaire" (*stellar yield*) est utilisée par certains pour désigner  $p_i(m)$ , et par d'autres pour désigner la somme des éjectas  $E_i(m)$  ! Certains appellent  $p_i(m)$  le "rendement net" (*net yield*). De plus, on doit distinguer entre les rendements stellaires qui sont fonction de la masse des étoiles et les rendements intégrés sur l'IMF, qui sont une propriété moyenne d'une population d'étoiles ...

### 8.1 Etoiles massives

La synthèse des éléments dans les étoiles plus massives que  $10 M_{\odot}$  se fait dans des coquilles concentriques (comme un oignon) qui sont formées à partir des combustions successives : de l'hydrogène, de l'hélium, du carbone, de l'oxygène, jusqu'au silicium. Quand on compare les résultats des différents modèles (Fig. 7) on peut constater qu'ils sont assez

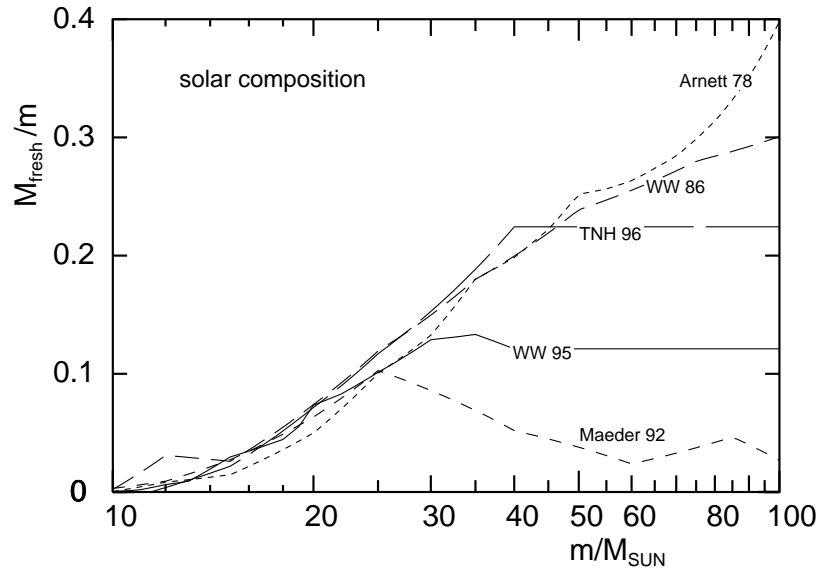


Figure 7. – Le rendement  $p(m)$  de l’oxygène dans les étoiles massives, d’après différents modèles

convergentes. Pour l’oxygène, les calculs précurseurs d’Arnett (1978) donnent des prédictions similaires à celles de Woosley & Weaver (1986), Maeder (1992, 1993), Woosley & Weaver (1995), Thielemann, Nomoto & Hashimoto (1996), et Portinari, Chiosi & Bressan (1998), tant qu’on s’en tient aux étoiles pas trop massives. Les résultats divergent pour les étoiles massives, parce que l’évolution est alors affectée par la forte perte de masse entraînée par les vents stellaires : Une part importante de carbone et d’hélium est ainsi perdue et ne peut être convertie en éléments plus lourds. Comme la métallicité a pour effet d’accroître la perte de masse, elle fait aussi baisser le rendement stellaire de l’oxygène (Maeder 1992). Les calculs de Woosley & Weaver ne tiennent pas compte de cet effet.

D’autres sources d’incertitudes peuvent affecter les autres éléments ou certains de leurs isotopes, comme les détails de l’explosion d’une supernova, la désintégration des divers noyaux instables, les sections efficaces des réactions, et surtout les processus de mélange à l’intérieur de l’étoile et le traitement de la convection.

L’incertitude sur les rendements calculés aujourd’hui reste de l’ordre du facteur deux, voire plus.

## 8.2 Étoiles intermédiaires

Bien que la nucléosynthèse dans les étoiles de faibles masses n'implique que des éléments moins lourds que l'oxygène, les calculs sont compliqués par les bouleversements de structure interne qui marquent la transition vers le bras des géantes, ainsi que par la convection dans les zones supérieures.

Les calculs d'évolution stellaire montrent que les étoiles de masses comprises entre 3 et 8  $M_{\odot}$  sont des sources importantes d'hélium, de carbone et d'azote.

L'azote est un élément d'un intérêt particulier : il est produit par le processus CNO qui est la combustion de l'hydrogène dans un cycle où l'isotope  $^{12}\text{C}$  fait office de catalyseur. Une certaine fraction du carbone y est transformée en azote. C'est pour cela que le taux de production de l'azote dépend de l'abondance de  $^{12}\text{C}$  - on a là un exemple de *production secondaire*. Ainsi le modèle simple prédit une relation linéaire entre les rapports d'abondances N/O et O/H. Il est apparu que N/O augmente effectivement avec O/H dans les nébuleuses gazeuses de notre Galaxie et des galaxies extérieures, mais avec une pente différente de celle que l'on attendait. Il semble aussi que N/O reste constant dans les galaxies irrégulières.

Les rendements calculés (Fig. 8) dépendent linéairement de  $Z$  dans les cas des étoiles massives (où l'hydrogène est consommé par le processus CNO) ; par contre, dans les étoiles entre 3 et 8  $M_{\odot}$  la production de l'azote est forte et indépendante de la métallicité. Ceci provient des processus de mélange interne (le troisième "dragage convectif", ou *dredge-up*), où le carbone produit par transmutation de l'hélium est mélangé dans les zones supérieures où il est consommé par le cycle CNO. Cette production de type *primaire* est très importante.

Les modèles d'évolution chimique basés sur ces résultats ne reproduisent pas la relation observée entre N/O et O/H. Des calculs plus récents (Fig. 9) prédisent une production primaire plus faible. On note que les rendements des étoiles massives sont très proches des résultats de la simple recette utilisée par Talbot & Arnett (1973). Les calculs récents ont ceci de gênant qu'ils butent sur un autre problème : on observe une relation C/O vs O/H avec une pente qui n'a été retrouvée par aucun des modèles de nucléosynthèse. Existe-t-il une production secondaire du carbone ? Henry, Edmunds & Köppen (2000) et Carigi (2000) ont trouvé que les modèles de Maeder (1992, 1993) (ainsi que Portinari et al. (1998)) sont capables de reproduire cette pente (Fig. 10). L'augmen-

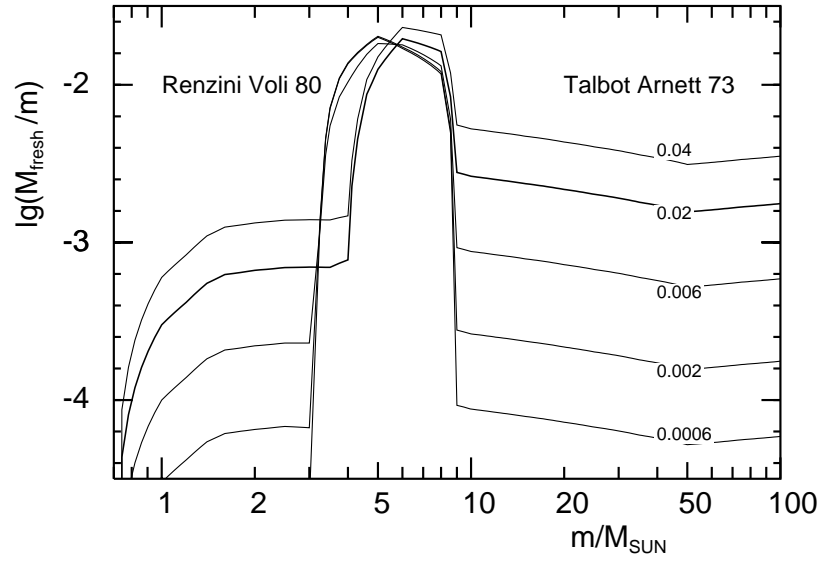


Figure 8. – Les rendements de l’azote pour des étoiles de différentes métallicités, obtenus à partir des résultats de Renzini & Voli (1980) et de la recette de Talbot & Arnett (1973) pour les étoiles massives. Le trait gras correspond aux modèles avec la métallicité solaire

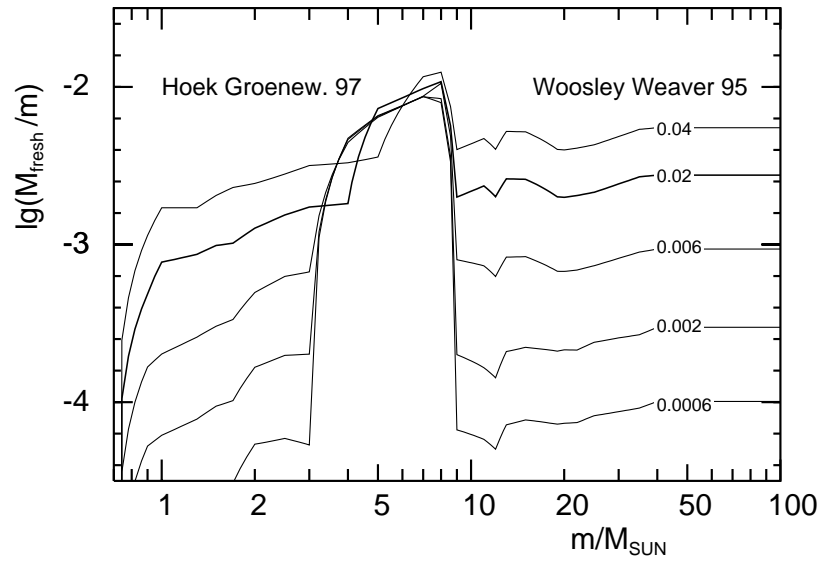


Figure 9. – Idem que Fig. 8, mais à partir de résultats plus récents



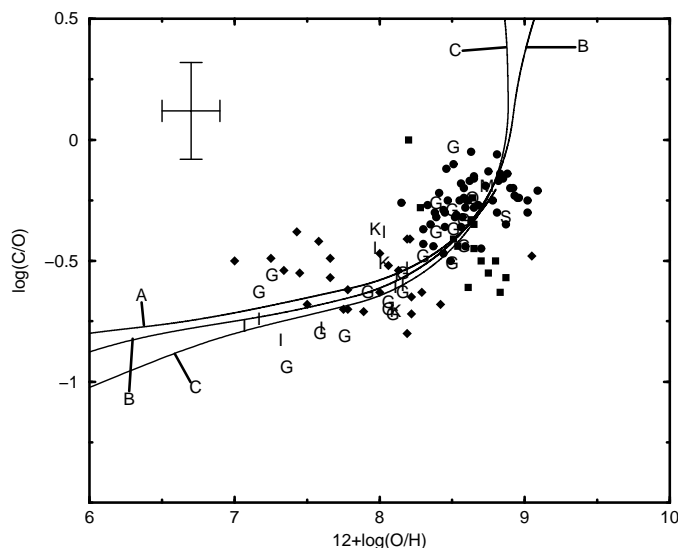


Figure 10. – La relation entre le rapport d’abondances C/O avec l’abondance de l’oxygène : les observations (repérées par différents symboles) sont à comparer au meilleur modèle numérique (courbe B). La courbe A vient d’un SFR plus petit d’un facteur 5, alors que la courbe C vient d’un SFR augmenté d’un facteur 5 (après Henry, Edmunds & Köppen, 2000)

tation de C/O vient de la diminution du rendement de l’oxygène avec la métallicité dans les étoiles massives, comme on l’a vu plus haut. La relation N/O observée s’explique également ainsi (Fig. 11).

### 8.3 Synthèse avec délais

Les durées de vie des étoiles de faibles masses ne sont plus négligeables devant les échelles de temps de l’évolution galactique, et l’application de l’IRA ne se justifie plus pour les éléments dont une bonne fraction est synthétisée dans ces étoiles. Ceci concerne le carbone et l’azote, mais aussi les éléments produits par la capture de neutrons (les processus *s* et *r*). Un décalage en temps peut être introduit dans les modèles analytiques (Clayton 1985) et cette approche est très utile pour l’interprétations des observations (par ex. Pagel & Tautvaišienė 1995, 1997, 1998).

Un élément très important dans les observations des étoiles, le fer, est aussi soumis aux effets d’une production retardée. On observe que le rapport O/Fe diminue quand Fe/H augmente, mais à faibles [Fe/H]

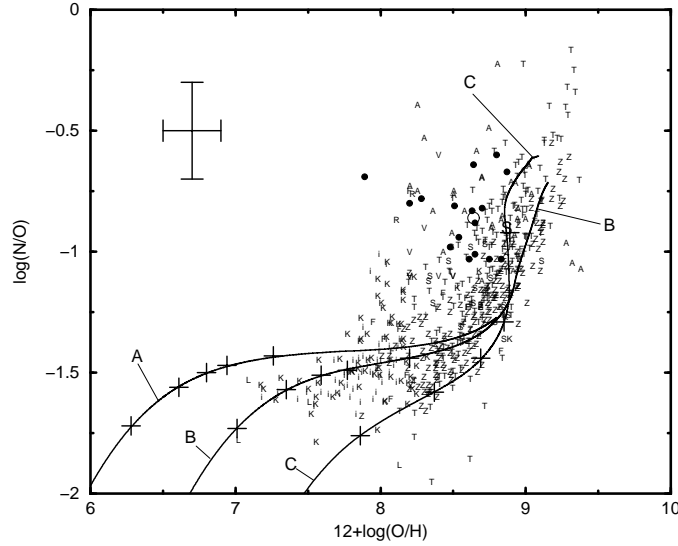


Figure 11. – Comme Fig. 10, mais pour le rapport N/O

le rapport reste pratiquement constant. Matteucci & Greggio (1986) ont expliqué cela par la production du fer dans deux sites : les étoiles massives (supernovae de type II) produisent du fer sans grand délai et avec des rendements de rapports constants. Les supernovae de type Ia sont le résultat de l'évolution de binaires. Leur explosion produit surtout du fer mais avec un délai déterminé par le temps de vie de l'étoile primaire. Parce que cette production importante arrive seulement après un certain temps fixe, l'évolution dans le diagramme O/Fe vs Fe/H (Fig. 12) dépend de l'historique de la formation des étoiles et du SFR. Pour tracer cette figure, j'ai fait un modèle simplifié du voisinage solaire, avec un délai fixé à 1.5 milliards d'années, une durée caractéristique de l'accrétion de gaz (*infall*) de 3 milliards d'années et un SFR linéaire.

## 9. Les gradients d'abondance

Dans cette section, je vais traiter des gradients d'abondance radiaux qu'on trouve dans les disques des galaxies spirales normales. Henry & Worthey (1999) ont présenté une bonne récapitulation des observations et des tentatives d'explication. Ici, je vais me concentrer sur la recherche du processus responsable et sur les différences entre scénarios.

Quand on applique un code d'évolution chimique à l'interprétation des gradients d'abondance, il faut d'abord décider du type de modèle :

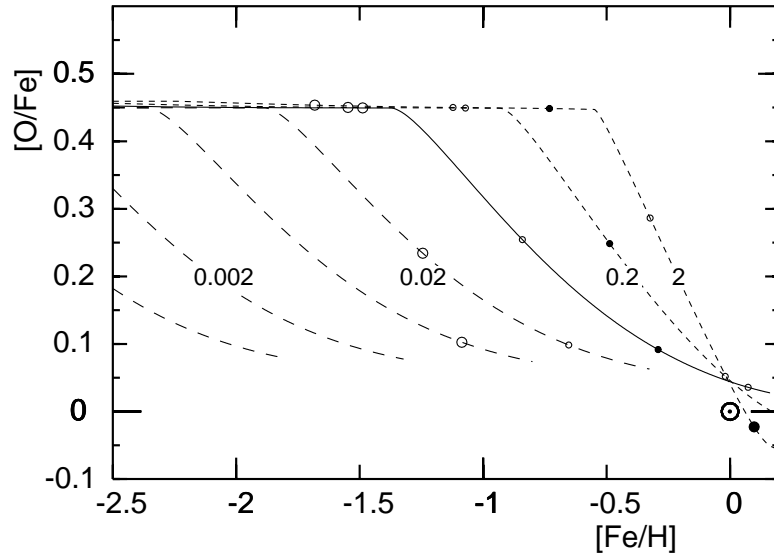


Figure 12. – Le rapport des abondances du fer et de l’oxygène pour des modèles utilisant un SFR linéaire avec différents coefficients (exprimés par milliards d’années). Les symboles indiquent la fraction du gaz : 90 % (grand cercle), 75 % (petit cercle), 50 % (petite disque), 25 % (petit cercle), 10 % (grand disque)

en l’absence de processus réalisant une connexion physique entre des zones concentriques différentes, chaque zone peut être traitée comme un modèle en boîte indépendant des autres. Mais si on s’intéresse à des effets comme des courants, de gaz ou d’étoiles, passant d’une zone à une autre, il est nécessaire d’introduire un couplage par le jeu d’équations à dérivés partielles.

Prenons pour modèle un disque mince qui serait formé par collapse du gaz sur le plan galactique. On suppose que le taux d’accrétion suit une loi paramétrique donnée. Dans ce disque, il y a formation d’étoiles, mais il y a aussi des courants de gaz allant vers le centre du disque (à une vitesse donnée par une formule paramétrique). Le disque étant supposé mince et axisymétrique, notre problème n’a qu’une seule dimension spatiale : le rayon. L’évolution de la quantité de gaz (plus précisément, de la densité surfacique) est donnée par l’équation :

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r g v(r, t)}{\partial r} = -\alpha \Psi(g) + A(r, t) + W(r, t) \quad (37)$$

en appliquant l’IRA pour garder les formules simples. Le SFR doit dépendre seulement de la quantité locale de gaz, et l’accrétion, les vents

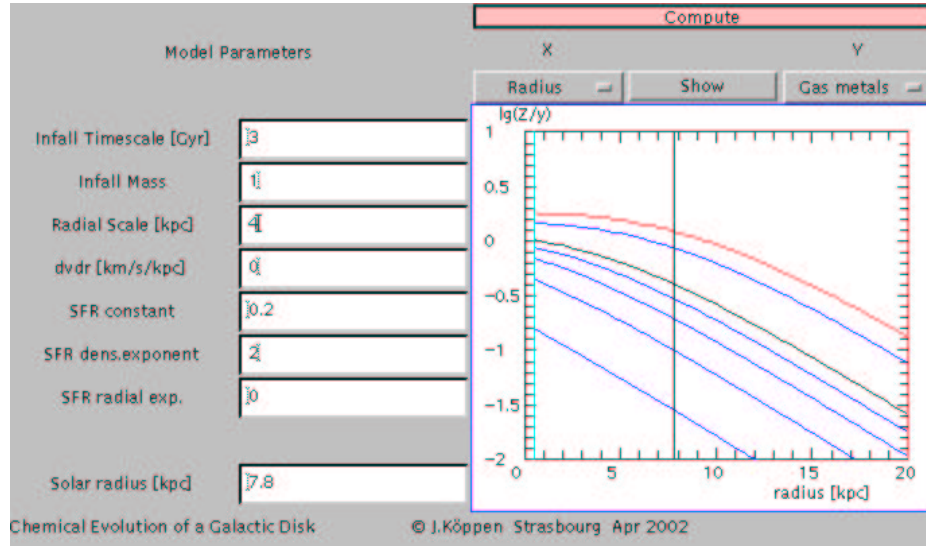


Figure 13. – Profil radial de la métallicité du gaz, calculé avec l'applet interactif [astro.u-strasbg.fr/~koppen/galdisk/Galdisk.html](http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/galdisk/Galdisk.html)

galactiques et le champ de vitesse radiale du gaz,  $v$ , peuvent être des fonctions de  $r$  et  $t$ . L'évolution de la quantité de métaux est décrit par :

$$\frac{\partial gZ}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r gZ v(r, t)}{\partial r} = \alpha \Psi(g)(y - Z) + Z_a A(r, t) + ZW(r, t) \quad (38)$$

Quand on obtient l'évolution de l'abondance  $Z$  :

$$g \frac{\partial Z}{\partial t} + v(r, t) \frac{\partial Z}{\partial r} = \alpha \Psi(g)y + (Z_a - Z)A(r, t) \quad (39)$$

on remarque que la perte de masse n'apparaît plus. De plus, la dérivée spatiale ne contient plus le facteur  $r$  qui exprime la symétrie axiale : s'il s'agissait d'un problème de symétrie sphérique, on obtiendrait la même expression !

En principe, l'équation différentielle contient toute l'information sur le comportement de la solution, mais il faut l'en extraire ! Si nous nous limitons aux modèles dont les variables sont toujours des fonctions continues, nous pouvons calculer l'évolution du gradient d'abondance  $\zeta := d \ln Z / dr$  (cette forme est la plus utile pour comparer avec les observations). On peut échanger les dérivées et on obtient :

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial t} \right)$$

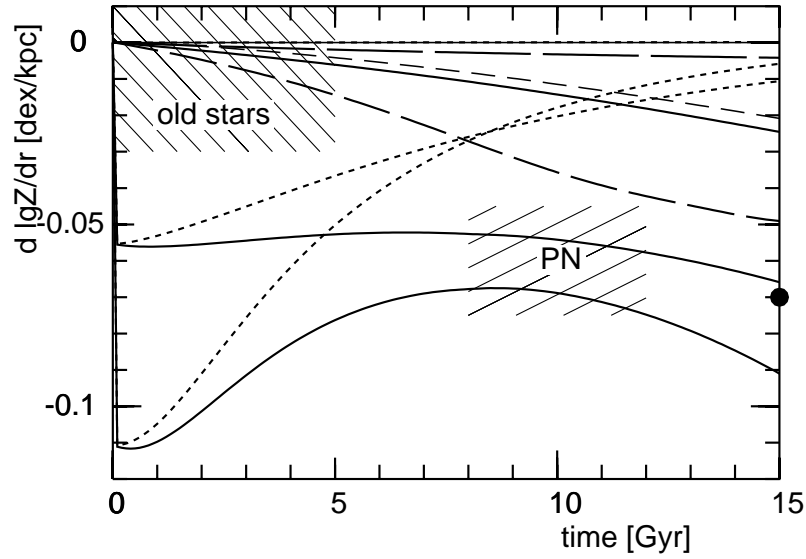


Figure 14. – L'évolution du gradient radial de la métallicité à partir de divers modèles : les courbes en pointillés indiquent des modèles sans courant radial de gaz. L'exposant du SFR détermine le gradient initial : de haut en bas,  $n = 1, 1.5$  et  $2$ . Les autres courbes viennent de modèles avec courants de gaz. Le disque noir indique le gradient actuel dans la Galaxie, observé sur les régions H II.

$$= \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{y\alpha\Psi}{gZ} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{A(Z_a - Z)}{gZ} \right) - v \frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial r} \zeta \quad (40)$$

Le premier terme indique comment les gradients d'abondance peuvent être modifiés par des gradients radiaux de rendements et de SFR. On remarque qu'il faut une variation radiale de  $\Psi/g$  ; par exemple, un SFR comme  $\Psi = Cg$  donne un terme nul. Le deuxième terme décrit l'effet de la dépendance radiale de l'accrétion sur les gradients. Dans le troisième terme, on voit clairement que des courants peuvent modifier  $\zeta$  seulement si  $\zeta$  a déjà un gradient radial non nul.

Les solutions semi-analytiques et numériques permettent d'explorer l'espace des paramètres. On fait ainsi les constatations suivantes (Götz & Köppen 1992, Köppen 1994, Edmunds & Greenhow 1995) :

- Après la première génération d'étoiles, le gradient d'abondance est déterminé par le profil radial de l'apport de gaz primordial et par la forme du SFR :

$$\frac{d \lg Z}{dr} \Big|_0 = \frac{d \lg(\Psi(g(r, 0))/g(r, 0))}{dr}$$

où  $g(r, 0) \propto A(r, 0)$ . Avec une loi de puissance  $\Psi(g) = Cg^n$  on obtient

$$\left. \frac{d \lg Z}{dr} \right|_0 = (n - 1) \frac{d \lg(A(r, 0))}{dr}$$

Un SFR linéaire ne donne aucun gradient d'abondance.

- Dans les modèles sans courants de gaz radiaux, et avec une accréation dont le temps caractéristique ne dépend pas de la distance au centre de la galaxie, le gradient d'abondance converge de sa valeur initiale vers zéro
- Les courants de gaz radiaux peuvent modifier le gradient dans n'importe quel sens
- Le gradient d'un élément produit avec un rendement dépendant de la métallicité va être plus fort que le gradient de  $Z$ .

L'expérience montre que les gradients provenant d'objets âgés apportent de fortes contraintes sur l'origine des gradients d'abondance dans les galaxies spirales. Les nébuleuses planétaires indiquent que le gradient dans la Voie Lactée n'a pas évolué fortement au fil du temps (Köppen 1994, Maciel & Köppen 1994). Elles sont compatibles avec un SFR d'exposant 1.5, ce qui est cohérent avec le SFR déterminé par Kennicutt (1998), qui a un exposant de  $1.4 \pm 0.15$ .

## 10. Les limitations des modèles classiques

Quand on confronte les observations aux modèles d'évolution "classiques", tels ceux décrits plus haut, on parvient à reproduire les données en introduisant une paramétrisation des processus physiques et en choisissant judicieusement les paramètres. Malgré ce succès, cette démarche présente deux inconvénients : (a) il est possible que les observations puissent être aussi bien reproduites par plusieurs modèles, basés sur des hypothèses assez différentes – il suffit de se souvenir des multiples explications qui ont été proposées pour le "problème des naines G", ou de l'origine des gradients radiaux d'abondance dans les galaxies spirales. (b) l'autre difficulté est de trouver une explication physique à la valeur d'un paramètre – par exemple quand on trouve que l'échelle de temps de la formation des étoiles dans le voisinage solaire est d'environ 3 milliards d'années, il reste à voir quelle théorie prédit cette valeur. Evidemment, une telle explication est hors de portée des modèles chimiques.

Les modèles paramétriques ne sont pas sans mérite : ils sont capables de dire si un scénario décrit par une formule paramétrique suffit à rendre compte des données observées, ou quelles valeurs peut prendre un paramètre pour obtenir un modèle raisonnable, ou quel paramètre est le plus critique, etc... Mais il faut être conscient de leurs limites.

En outre, il ne faut pas perdre de vue que les observations seront toujours limitées en quantité comme en qualité. En l'absence de contraintes observationnelles, il faut bien se contenter des contraintes théoriques! Or, grâce à la puissance croissante des ordinateurs, il est devenu facile de mettre plus de physique dans les modèles.

## 11. Les modèles dynamiques de Larson

Le premier essai de reconstitution de l'évolution d'une galaxie à partir d'un nuage gazeux proto-galactique a été réalisé par Larson (1969), qui a modélisé l'effondrement dynamique et l'évolution chimique du gaz et des étoiles dans un système auto-gravitant. Le gaz est représenté par une population dynamiquement chaude de nuages gazeux, qui est décrite par l'équation de Boltzmann. Larson appliqua des recettes simples pour le taux de formation des étoiles, et pour la dissipation de l'énergie cinétique des nuages (par collisions nuage–nuage). Les étoiles formées obéissent à l'équation de Boltzmann sans collision, et la fonction de distribution est tronquée au-delà du deuxième moment.

Les principaux résultats sont les suivants : si on suppose que le SFR est proportionnel au carré de la densité du gaz, l'effondrement du gaz vers le centre donne une forte concentration d'étoiles autour du centre. Le profil de densité des étoiles devient une belle loi à la de Vaucouleurs, comme on en observe dans les galaxies elliptiques. Larson a pu montrer qu'on obtient des résultats très similaires si l'exposant du SFR reste au-dessus d'environ 1.5 (Larson 1969). La métallicité des étoiles présente un gradient radial qui rend les galaxies plus rouges au centre. Larson & Tinsley (1974) ont constaté que les modèles sont bien capables de reproduire les couleurs observées et les variations radiales.

Dans les études suivantes, Larson s'est intéressé à des modèles de galaxies elliptiques où un vent galactique, soufflé par les supernovae, achève l'évolution. De plus, il a étudié des galaxies en rotation, mais les modèles conçus pour les galaxies à disque étaient peu satisfaisants, parce qu'ils faisaient intervenir certaines recettes pour prendre en compte la dissipation et la viscosité. Mais, malgré ces limitations, les efforts de Larson nous ont donné une vision plus physique de l'évolution des galaxies.

Regardons un des modèles à symétrie sphérique : la Figure 15 montre l'évolution de la métallicité du gaz en fonction de la fraction de gaz dans 20 sections concentriques successives. Au début, toutes les zones évoluent selon le modèle simple; mais on voit que la métallicité dans les zones externes converge vers des valeurs constantes et faibles ( $y/20$ ) quand le

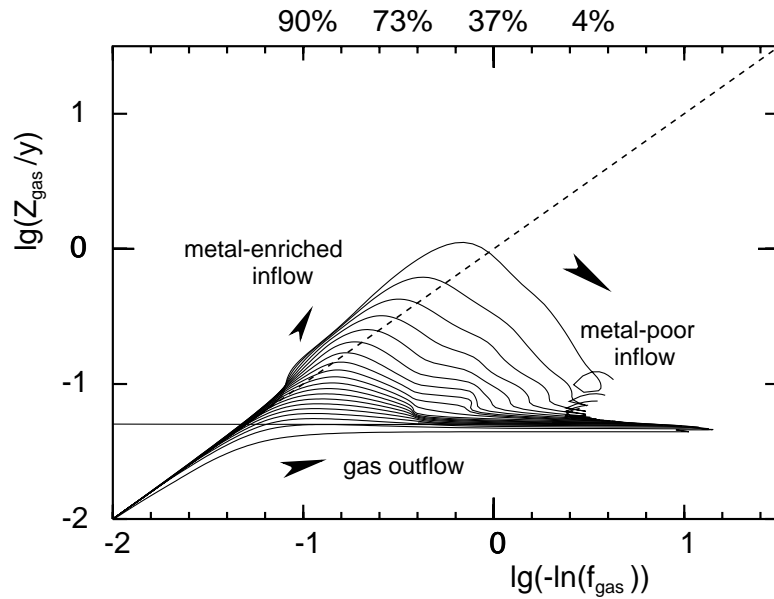


Figure 15. – Evolution de la relation métallicité – fraction gazeuse, dans un modèle de collapse dissipatif reprenant les hypothèses de Larson (1973); la masse totale est de  $10^{11} M_{\odot}$ . Chaque courbe retrace la situation dans l'une des 20 couches successives.

gaz en disparaît. Nous avons *perte de gaz* en raison de l'effondrement vers le centre. Près du centre, la métallicité peut devenir plus grande que dans le modèle simple; ceci provient de l'*accrétion du gaz riche en métaux* qui est produit dans les zones externes.

L'effondrement du gaz est visualisé Fig. 16, par la représentation des rayons de couches concentriques contenant chacune 10 % de la masse totale. Après 1 milliard d'années, 70 % de la masse totale est concentrée dans une région centrale dont le rayon est proche de 5% du rayon initial (2.5 kpc).

Quand on compare le profil de la densité de la composante stellaire avec ce que donne un modèle utilisant un SFR linéaire (Fig. 17), on voit que le SFR quadratique donne un beau profil à la de Vaucouleurs, avec une bonne concentration vers le centre, alors que la population stellaire calculée avec le SFR linéaire reste distribuée dans une région presque aussi grande que la proto-galaxie.

Le diagramme métallicité vs. distance radiale des étoiles (Fig. 18) montre, encore une fois, la forte concentration des étoiles vers le centre, et de plus, un fort gradient radial pour la métallicité. On y voit aussi le gradient de la métallicité du gaz. Par contre, le modèle avec SFR linéaire (Fig. 19) donne des métallicités du gaz et des étoiles qui n'ont jamais de



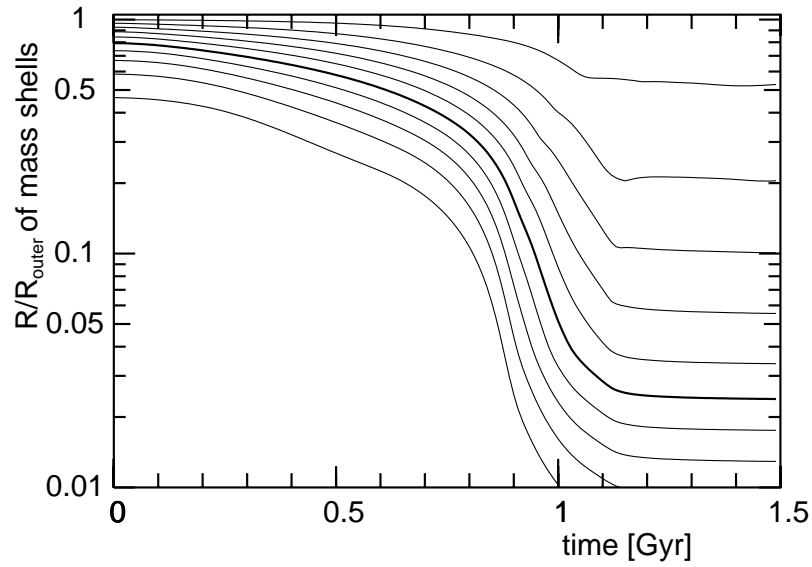


Figure 16. – L'évolution des rayons des enveloppes contenant successivement 100, 90, ..., 10 % de la masse totale (depuis le haut vers le bas) dans le cadre du modèle de la Fig. 15. Le trait gras correspond à 50 % de la masse totale.

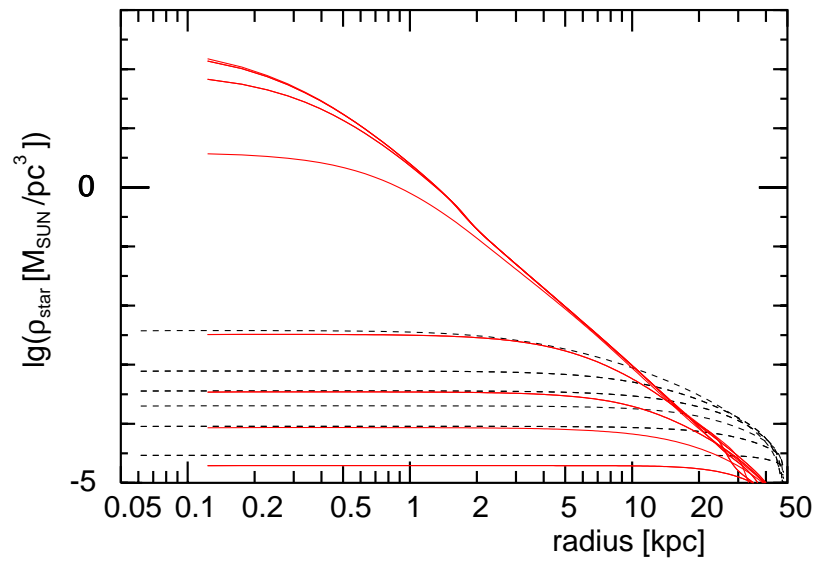


Figure 17. – Comparaison des profils de densité de la composante stellaire obtenus avec une loi de SFR de forme quadratique (courbes continues), et avec un SFR linéaire (en pointillé)

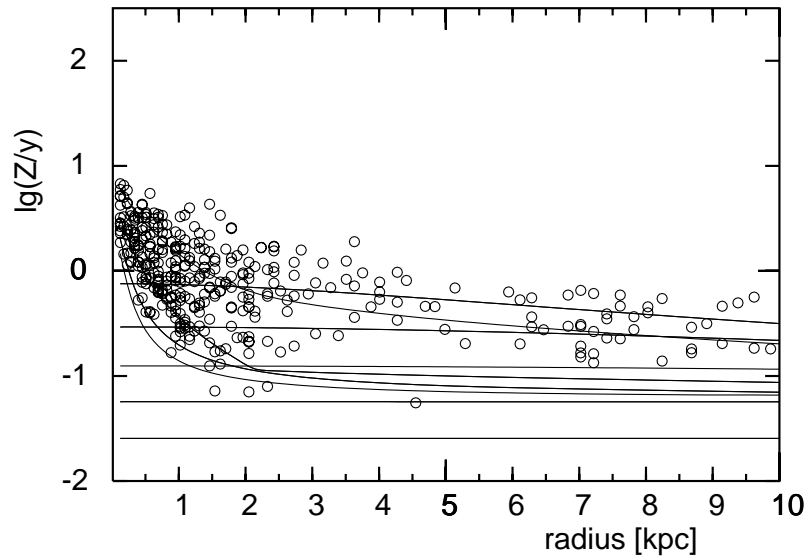


Figure 18. – Les profils de métallicité du gaz (courbes) et des étoiles, obtenus par simulation du modèle “standard” au bout de 1.5 milliards d’années.

gradients radiaux – comme on pouvait s’y attendre à partir de réflexions analytiques (voir section ).

Enfin, on peut calculer la distribution de la métallicité des étoiles de faible masse, comme elle est montrée Fig. 20, 1.5 milliards d’années après le début de l’évolution. Les deux modèles dynamiques donnent une distribution semblable au modèle simple, à ceci près que le modèle à SFR linéaire n’avait pas fini de consommer tout le gaz (il en reste pour 1 milliard d’années), ce qui fait que la distribution n’est pas encore complète. On peut ainsi conclure qu’un modèle dynamique d’un système fermé se comporte comme un modèle simple.

## 12. L’approche chimico-dynamique

### 12.1 Structure du milieu interstellaire.

Les études spectroscopiques dans les domaines optique, radio et UV ont montré que le milieu interstellaire a une structure assez complexe : on y trouve des nuages denses et froids de gaz moléculaire, des nuages de gaz atomique qui sont plus diffus et plus chauds, des régions de gaz ionisé et chaud (denses ou diffuses), et du gaz très chaud et à faible densité. On doit à McKee & Ostriker (1977) l’idée que subsistent, dans le milieu très chaud, des nuages composés d’un noyau froid et dense,

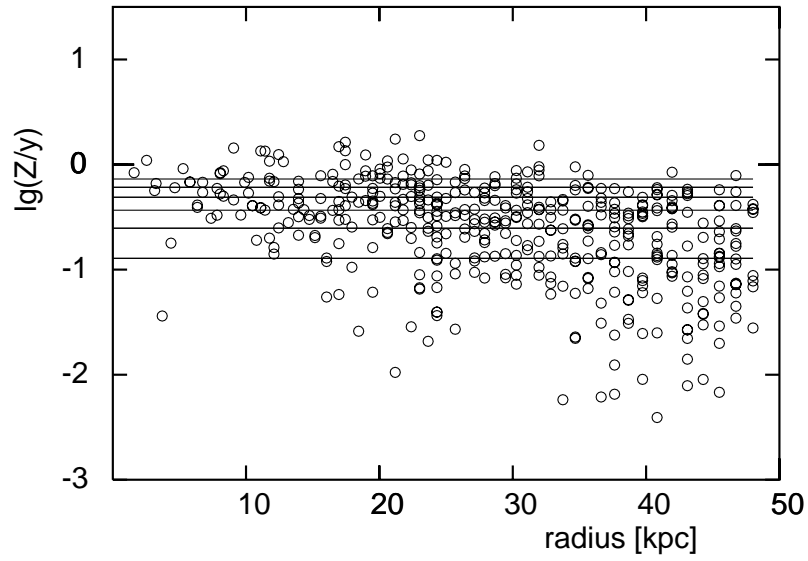


Figure 19. – Semblable à la Fig. 18, mais pour le modèle avec un SFR linéaire

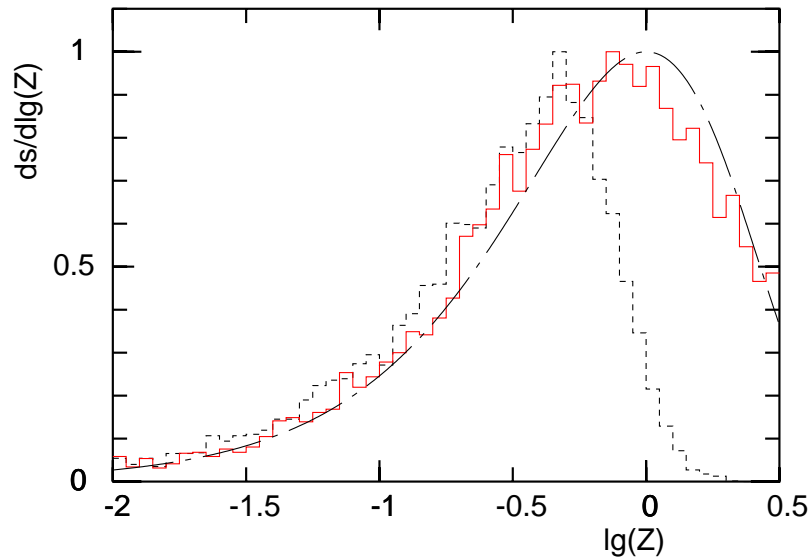


Figure 20. – La distribution de la métallicité des étoiles, calculée avec un SFR quadratique (trait continue) ou linéaire (pointillés), en comparaison avec le modèle simple (en tirets-pointillés)

enveloppé de zones moins froides et moins denses, qui co-existent en équilibre dynamique. Il est évident que les modèles de l'évolution des galaxies qui négligent cette structure complexe et dynamique sont très simplifiés et schématiques.

Habe, Ikeuchi & Tanaka (1981) ont présenté les premiers modèles d'évolution du gaz et des étoiles qui prenaient compte du réseau de processus assurant le transfert de masse et d'énergie entre les composantes du gaz et les étoiles. Les modèles ont montré que l'évolution peut être assez complexe (Ikeuchi, Habe & Tanaka 1984).

Hensler & Burkert (1990) ont combiné un modèle similaire de milieu interstellaire avec le modèle de type Larson pour calculer l'évolution globale d'une galaxie. On parle alors de *modèle chimico-dynamique*. De tels modèles ont été appliqués aux galaxies elliptiques (supposées de symétrie sphérique) par Theis, Burkert & Hensler (1992). Samland, Hensler & Theis (1994) ont élaboré des modèles à symétrie axiale et ils ont pu reproduire les propriétés observées dans la Voie Lactée. En particulier :

- les étoiles du halo sont formées au début de l'effondrement global. Dans les premiers milliards d'années, le bulbe est formé au centre, en raison d'un SFR élevé, dû à une forte concentration de gaz au centre. Cette étape produit beaucoup de gaz chaud et riche en métaux. La forte expansion ("*outflow*") qui s'ensuit est responsable de la distribution des métaux partout dans la Galaxie. La formation du disque est attribuée à la chute ("*infall*"), sur le plan galactique, de gaz déjà enrichi en métaux; elle a eu lieu essentiellement après la formation du bulbe, mais la formation des étoiles dans le bulbe s'est poursuivie jusqu'il y a 5 à 7 milliards d'années.
- la distribution de la métallicité stellaire, dans le bulbe comme dans le disque ou le halo, peut être reproduite avec la même IMF (la loi de Salpeter) et la même recette de nucléosynthèse : les différences entre les composantes de la Galaxie proviennent du mouvement global du gaz.
- les gradients observés dans la métallicité du gaz ou des étoiles du disque sont bien reproduits.

Parce que les détails du processus sont inscrits dans des résultats théoriques, ou sont déterminés à partir d'observations locales, il n'y a aucune nécessité d'ajuster des paramètres libres pour obtenir un bon accord, exception faite de la masse et de la rotation initiale de la Galaxie.

Ces modèles sont très complexes et ils coûtent beaucoup de temps de calcul dans des ordinateurs à haute performance. C'est pourquoi, il n'est pas facile d'étudier le comportement général de ce type de modèle et la dépendance des quantités observables à l'égard des détails de l'en-

semble des processus – qui reste toujours une approximation de la réalité.

### 12.2 Comportement des modèles en boîte fermée.

Pour comprendre le comportement de ce type de modèles, et pour faire ressortir l'incidence de la forme du SFR, j'ai étudié un modèle en boîte fermée avec un réseau de processus grossièrement simplifié :

- je suppose que l'on a une seule phase de gaz ;
- les étoiles sont divisées entre les étoiles massives, qui ont une durée de vie courte mais non nulle, et les étoiles moins massives qui vivent plus longtemps que l'âge actuel de la galaxie ;
- les étoiles massives chauffent le gaz, par irradiation, ou mécaniquement par leurs vents ;
- le gaz peut se refroidir par rayonnement ;
- le SFR est une loi de puissance, multipliée par un facteur d'efficacité qui dépend de la température du gaz, comme dans les modèles complexes. Ce facteur traduit le fait que la formation stellaire est efficace dans les nuages froids moléculaires, mais est inexistante dans les régions ionisées et chaudes.

Avec cette description simplifiée, nous avons pu montrer (Köppen, Theis & Hensler 1995) que :

- Normalement, l'équilibre thermique s'établit rapidement dans le gaz, et le SFR trouve une valeur d'équilibre : on obtient une dépendance quadratique vis-à-vis de la densité du gaz, quel que soit l'exposant ou le facteur d'efficacité adopté (Fig. 21). La comparaison à des calculs de modèles complets confirme que presque tous les éléments de volume sont dans cet état presque tout le temps.
- Cette auto-régulation est très stable (Fig. 22) et ne dépend pas fortement de l'expression du facteur d'efficacité.

Ce modèle à boîte fermée a été rendu plus proche du modèle complexe par la prise en compte d'une deuxième composante gazeuse, très chaude, dûe aux supernovae. Ce milieu inter-nuages ("*InterCloud Medium*", ou ICM), chaud et peu dense, peut se "condenser" sur les nuages ("*Cloudy Medium*", ou CM), qui peuvent alors se disperser (on dit alors qu'ils "s'évaporent"). Köppen, Theis & Hensler (1998) ont montré que les processus ainsi ajoutés mènent encore à l'équilibre, mais avec un temps caractéristique plus long que pour l'équilibre thermique dans le CM. La condition d'équilibre est simplement :  $\rho_{\text{CM}}E = \rho_{\text{ICM}}K$ , où  $E$  et  $K$  sont les coefficients des taux d'évaporation et de condensation. Parce que, dans les conditions normales de notre Galaxie, on trouve que  $E \approx K/100$ , on peut prédire, grâce à cette condition, que la densité de l'ICM va rester environ cent fois plus faible que la densité du CM. Ce

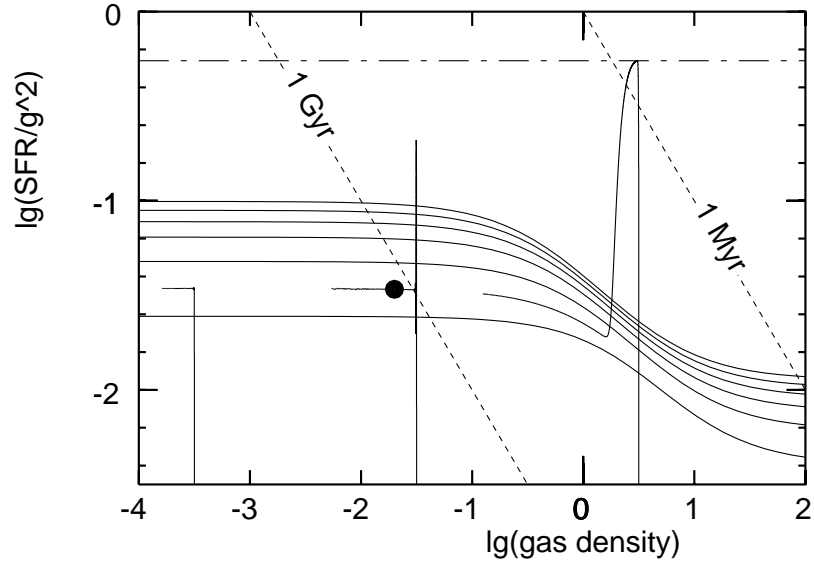


Figure 21. – Auto-régulation du SFR dans les modèles chimico-dynamiques : rapport du SFR effectif sur le carré de la densité du gaz,  $g$ , en fonction de  $g$  (en  $M_{\odot}/\text{pc}^3$ ). Les courbes continues sont des prédictions analytiques correspondant à plusieurs valeurs du facteur d'efficacité du SFR (de haut en bas,  $\lg(C) = -9 \dots -1$ ). Trois modèles numériques avec  $\Psi = 0.55g^2\epsilon(T)$  sont superposés; la ligne en tirets-pointillés donne le SFR d'efficacité maximale  $\Psi = 0.55g^2$ . La boule noire indique aussi la densité locale ( $1 \text{ molécule.cm}^{-3}$ ). Les lignes droites en pointillés indiquent des temps caractéristiques de la formation des étoiles

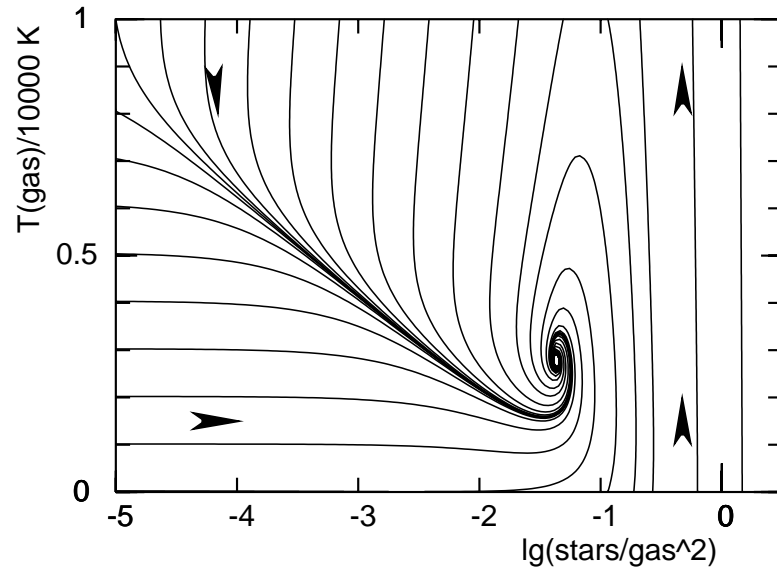


Figure 22. – Stabilité du SFR auto-régulé dans les modèles chimico-dynamiques : diagramme de la température du gaz vs. le rapport  $s/g^2$  ; on voit que les tracés évolutifs arrivent tous à la même position d'équilibre, quelque soient les conditions initiales

résultat est confirmés par les modèles les plus complets.

En somme, il apparaît que l'évolution de la matière, qui semblait inextricablement compliqué, suit une simple hiérarchie d'équilibres qui se distinguent par leurs temps caractéristiques :

- équilibre thermique du gaz, le chauffage par les étoiles massives étant contrebalancé par le refroidissement radiatif sur un temps caractéristique d'environ 10 millions d'années.
- équilibre entre évaporation et condensation (temps caractéristique : 100 millions d'années).
- consommation du gaz par la formation des étoiles (temps caractéristique : 1 milliard d'années)

L'évolution chimique est assez banale : les relations entre les abondances des éléments secondaires et primaires dans les nuages sont les mêmes que dans le modèle simple (Fig. 23). La Fig. 24 montre que, dans l'ICM, la métallicité est élevée, car les éjectas stellaires y sont stockés. La condensation entraîne un mélange efficace des métaux dans les nuages, et on obtient une relation fraction de gaz vs. métallicité semblable à celle du modèle simple.

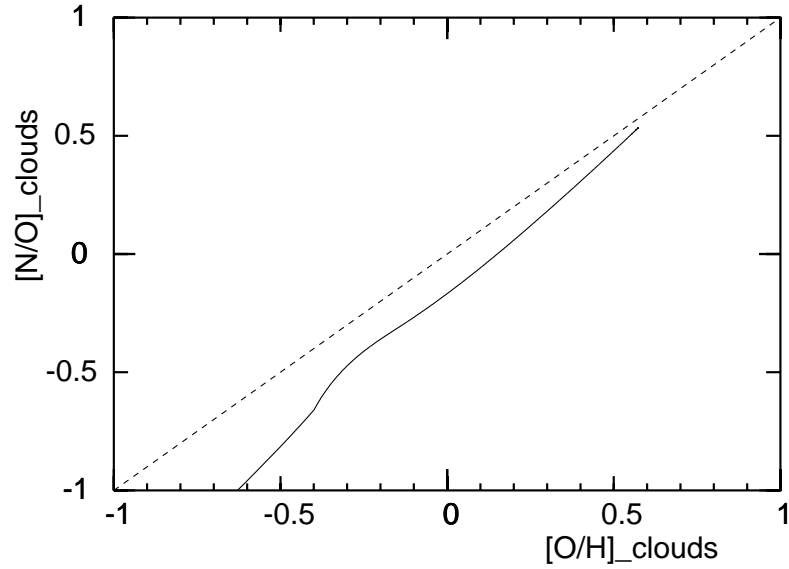


Figure 23. – Evolution du rapport d'abondances d'un élément secondaire (N) et d'un élément primaire (O) dans un modèle chimico-dynamique à boîte fermée.

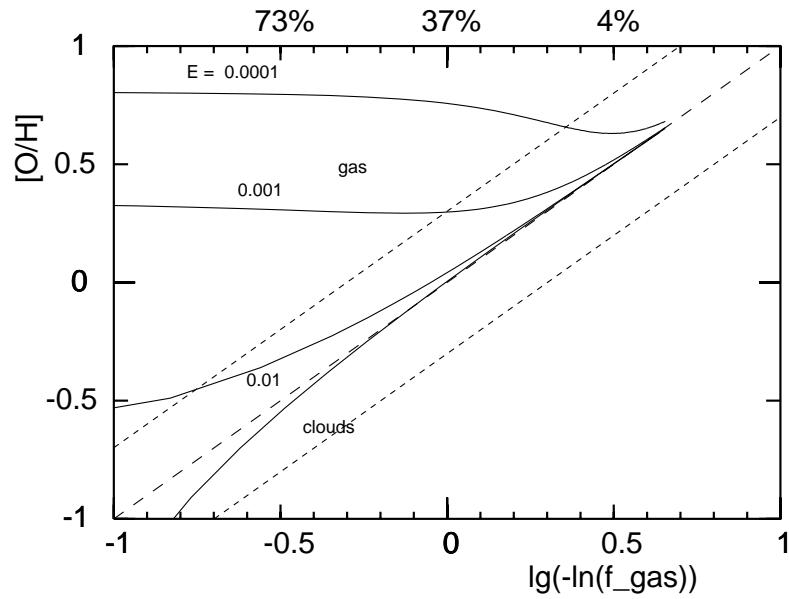


Figure 24. – Evolution des métallicités dans les nuages (clouds) et dans le gaz chaud (gas). Résultats de plusieurs modèles dont on indique les taux d'évaporation,  $E$ . Pour la Voie Lactée,  $E \approx 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$



### 12.3 Aspects dynamiques des modèles chimico-dynamiques.

Un des mérites du modèle de Samland était de reproduire sans peine le gradient radial de la métallicité du disque. Mais ceci pose quelques questions : est-il possible d'identifier un processus physique dominant dans la formation de ce gradient ? De quelle quantité ou processus dépend la valeur du gradient ? Samland, Hensler & Theis (1994) ont pu établir que l'expansion radiale du gaz chaud et riche en métaux, suivie par la condensation du gaz dans les régions externes jouent un rôle essentiel dans cette question. Mais les calculs sont si coûteux en temps que l'on n'a pas encore pu étudier suffisamment ce processus pour obtenir des résultats quantitatifs.

Ces raisons m'ont amené à entreprendre des calculs à une dimension, qui me permettent de jouer systématiquement avec les paramètres. J'en présente ici des résultats préliminaires, obtenus avec un modèle de type Larson (avec une masse totale de  $10^{11} M_{\odot}$  et les mêmes paramètres), où j'ai ajouté la deuxième composante gazeuse, les processus de production du gaz chaud par les supernovae, et les phénomènes de condensation et d'évaporation.

L'effet principal est l'apparition de gaz chaud dans le centre de la galaxie. Ce gaz transporte rapidement vers l'extérieur les métaux produits par les étoiles — la vitesse radiale est de l'ordre de 1000 km/s — à des températures de  $10^8$  K. Par condensation, les métaux sont incorporés dans les nuages, et la métallicité du gaz évolue partout de façon similaire. L'évolution dans le diagramme fraction de gaz vs. métallicité (Fig. 25) est plus proche du modèle simple que ne l'était le modèle de Larson (Fig. 15). Les différences entre le centre et l'extérieur ont presque disparues. L'effondrement est moins marqué et un peu plus lent (Fig. 26). Après un maximum du collapse, au bout de 1.1 milliards d'années, on note une expansion si forte qu'on a une perte de masse. Le taux de perte de masse au-delà des limites de la Galaxie (Fig. 27) vient, au début, seulement de l'échappement du gaz chaud qui vient du centre, mais, par la suite, le transfert d'impulsion radiale par condensation sur les nuages produit une accélération de ces derniers. Au bout de 1.5 milliards d'années après le début de l'évolution, la galaxie a perdu 40 % de sa masse initiale. On trouve que le gradient de métallicité du gaz est très faible (Fig. 28). Dans les régions externes, le gradient est légèrement positif, sous l'effet de la condensation. Le gradient dans les étoiles est également très faible, et on note que la population stellaire n'est pas aussi concentrée que dans le modèle de Larson. En raison de l'évasion d'une fraction significative des métaux par l'expansion de l'ICM, les métallicités sont plus faibles (Figs. 25 et 28), ce qui apparaît aussi dans l'histogramme des étoiles (Fig. 29) : le rendement ("*yield*") effectif est seulement le cinquième du vrai rende-

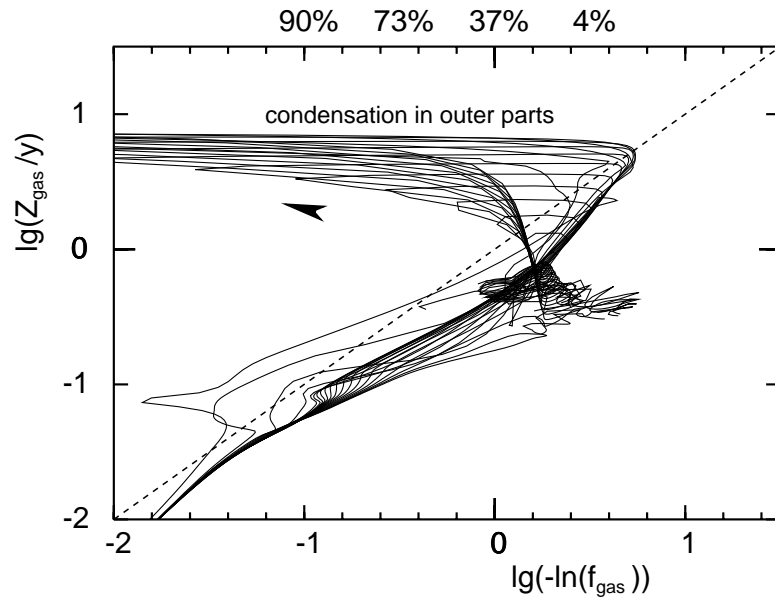


Figure 25. – Semblable à la Fig. 15, mais pour le modèle avec la deuxième composante gazeuse.

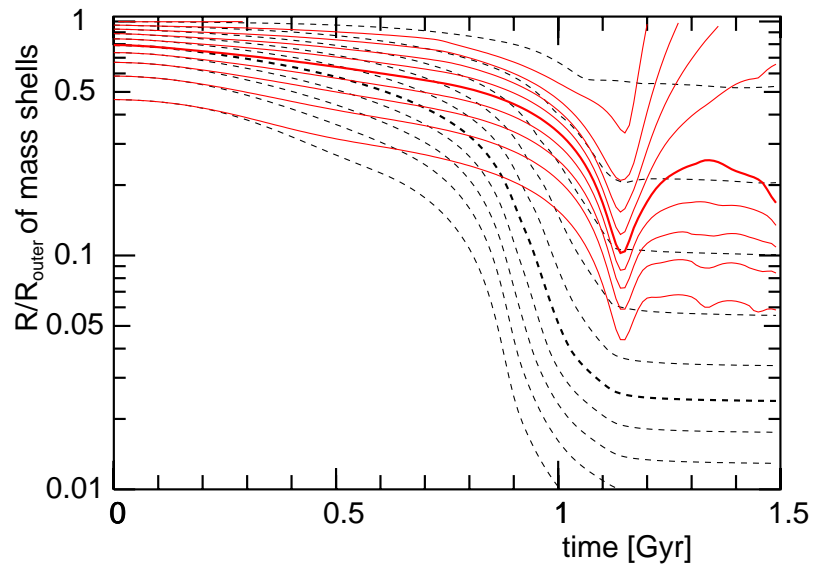


Figure 26. – Semblable à la Fig. 16, mais pour le modèle avec la deuxième composante gazeuse.

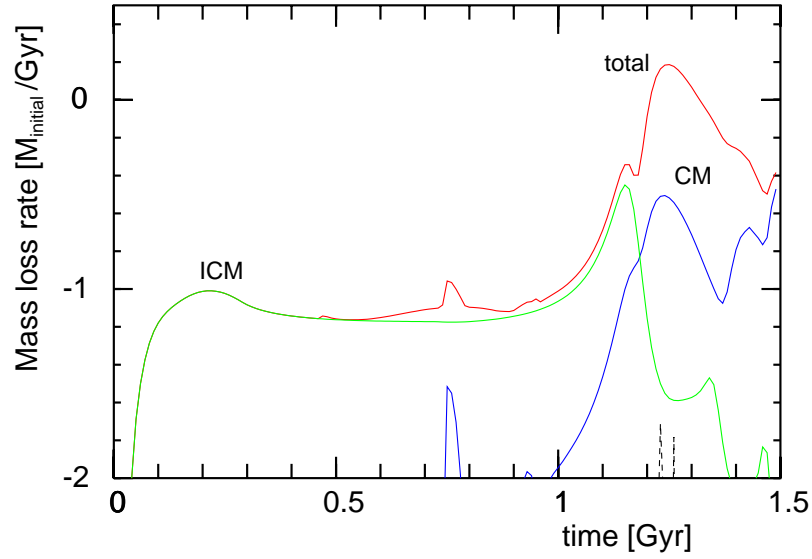


Figure 27. – Le taux de perte de masse de la Galaxie en fonction du temps. Les taux sont donnés pour le gaz chaud (ICM), pour les nuages (CM) et pour la somme des deux.

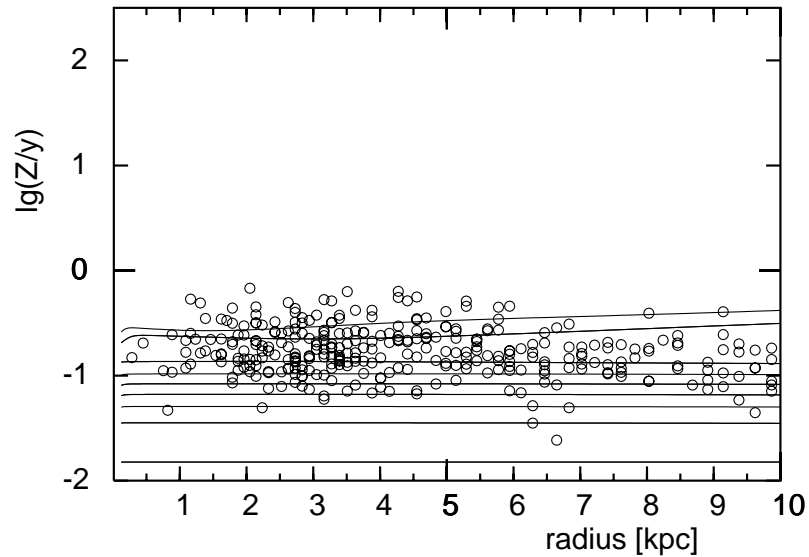


Figure 28. – Semblable à la Fig. 18, mais pour le modèle avec la deuxième composante gazeuse.

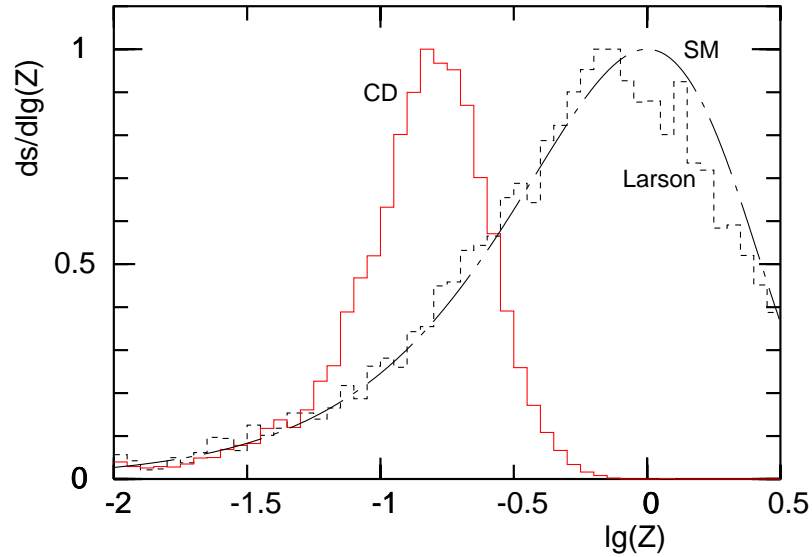


Figure 29. – Semblable à la Fig. 20, mais pour le modèle avec la deuxième composante gazeuse.

ment, mais on voit toujours la présence d’une aile forte à faible  $Z$  comme dans le modèle simple.

### 13. Modèles d’évolution chimique et dynamique

On peut introduire des aspects dynamiques dans l’évolution chimique au niveau des différents détails. Allen, Carigi & Peimbert (1998) ont tenu compte du fait que les étoiles qui vont former les nébuleuses planétaires peuvent diffuser cinématiquement dans le disque de la Galaxie. Ils ont montré que cet effet ne devait guère changer les gradients radiaux des abondances vus par les nébuleuses planétaires.

La modélisation hydrodynamique par particule lissée (“*Smoothed Particle Hydrodynamics*”, SPH) permet des simulations en trois dimensions sans que la résolution spatiale soit limitée par la taille du maillage. Churches, Nelson & Edmunds (2001) ont étudié la formation des gradients d’abondance dans les disques des galaxies. Il n’y a pas de corrélation forte avec les paramètres globaux. On a trouvé des gradients un peu faibles, mais sans grande évolution temporelle, si l’exposant du SFR est  $n = 1.5$ . Avec  $n = 2$ , les gradients sont sensiblement plus forts.

## 14. Modèles à regroupement hiérarchique

Les simulations en trois dimensions ont pris un essor important, grâce au traitement du gaz par l'approche SPH, les étoiles étant traitées en problème à  $n$  corps, avec un algorithme "en arbre" ("*tree*") pour le calcul des forces gravitationnelles. L'absence de maillage spatiale fixe permet de suivre la formation des structures à toutes les échelles, des galaxies aux étoiles. Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel quand une région est devenue instable (application du critère de Jeans); les modalités de la formation sont données par des formules descriptives. Dans ces simulations, on garde toute l'information sur la dynamique et la composition chimique de la matière.

Les premiers calculs de formation des galaxies par cette méthode de "regroupement hiérarchique" (*hierarchical clustering*) ont été présentés par Katz (1992). Il a trouvé qu'à partir des fluctuations cosmologiques de la densité, on forme des structures qui ressemblent à des galaxies spirales. La distribution de la matière, dans un disque mince de gaz et d'étoiles, et dans un halo d'étoiles sphéroïdal, est bien représentée, y compris sur le plan cinématique. Les simulations de Navarro & White (1994) donnent des résultats semblables. L'évolution chimique a été ajoutée par Steinmetz & Müller (1994, 1995). Ils ont trouvé que la population stellaire du bulbe vient de concentrations gazeuses (représentées par des agrégats de pseudo-particules en SPH) qui existent, dès le début de l'évolution, dans un puits de potentiel gravitationnel dû à de la matière sombre. Les différentes métallicités, dans le bulbe, le disque, et le halo, ainsi que leurs gradients radiaux, sont en bon accord avec les observations, à une réserve près toutefois : à l'instar du modèle simple, ce dernier modèle prévoit un nombre excessif de naines G de faible métallicité dans le disque ...

## Références

- [1] Allen C., Carigi L., Peimbert M. 1998, ApJ, 494, 247
- [2] Argast D., Samland M., Gerhard O.E., Thielemann F.-K. 2001, A&A, 356, 873
- [3] Arnett W.D. 1978, ApJ, 219, 1009
- [4] Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. 1957 Rev. Mod. Physics 29, 547
- [5] Carigi L. 2000, RMAA, 30, 171
- [6] Chiappini C., Matteucci F., Romano D. 2001, ApJ, 554, 1044
- [7] Churches D.K., Nelson A.H., Edmunds M.G. 2001, MNRAS, 327, 610
- [8] Clayton D.D. 1985, ApJ, 285, 411
- [9] Copi C.J. 1997, ApJ, 487, 794
- [10] Dirsch B., Richtler T., Gieren W.P., et al. 2000, A&A, 360, 133

- [11] Dirsch B., Köppen J., Richtler T. 2002, A&A, soumis
- [12] Edmunds M.G. 1975, Ap&SS, 32, 483
- [13] Edmunds M.G. 1990, MNRAS, 246, 678
- [14] Edmunds M.G., Greenhow R. 1995, MNRAS, 272, 241
- [15] Götz M., Köppen J. 1992, A&A, 262, 455
- [16] Habe A., Ikeuchi S., Tanaka Y.D. 1981, PASJ, 33, 23
- [17] Henry R.B.C., Edmunds M.G., Köppen J. 2000, ApJ, 541, 660
- [18] Kennicutt R.C. 1998, ApJ, 498, 541
- [19] Henry R.B.C., Worthey G. 1999, PASP, 111, 919
- [20] Hensler G., Burkert A. 1990, Ap&SS, 170, 231
- [21] Ikeuchi S., Habe A., Tanaka Y.D. 1984, MNRAS, 207, 909
- [22] Ikuta C., Arimoto N. 1999, PASJ, 51, 459
- [23] Katz N. 1992, ApJ, 391, 502
- [24] Kennicutt R.C. 1989, ApJ, 344, 685
- [25] Kennicutt R.C. 1998, ApJ, 498, 541
- [26] Köppen J. 1994, A&A, 281, 26
- [27] Köppen J., Edmunds M.G. 1999, MNRAS, 306, 317
- [28] Köppen J., Theis C., Hensler G. 1995, A&A, 296, 99
- [29] Köppen J., Theis Ch., Hensler G. 1998, A&A, 331, 524
- [30] Kroupa P. 1995, ApJ, 453, 358
- [31] Kroupa P. 2001, MNRAS, 322, 231
- [32] Larson R.B. 1969, MNRAS, 145, 405
- [33] Larson R.B. 1973, MNRAS, 161, 133
- [34] Larson R.B. 1974, MNRAS, 166, 585
- [35] Larson R.B., Tinsley B.M. 1974, ApJ, 192, 293
- [36] Lynden-Bell D. 1977, IAU Symp, 75, 291
- [37] Maciel W.J., Köppen J. 1994, A&A, 282, 436
- [38] Maeder A. 1992, A&A, 264, 105
- [39] Maeder A. 1993, A&A, 268, 833
- [40] Malinie G., Hartmann D.H., Clayton D.D., Mathews G.J. 1993, ApJ, 413, 633
- [41] Matteucci F., Greggio L. 1986, A&A, 154, 279
- [42] McKee C.F., Ostriker J.P. 1977, ApJ, 218, 148
- [43] Meusinger H. 1992, A&A, 266, 190
- [44] Navarro J.F., White S.D.M. 1994, MNRAS, 267, 401
- [45] Pagel B.E.J. 1989, *Evolutionary Phenomena in Galaxies*, ed. J.E. Beckman & B.E.J. Pagel, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 201
- [46] Pagel B.E.J. 1997, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge Univ. Press, Cambridge

- [47] Pagel B.E.J., Patchett B.E., 1975, MNRAS, 172, 13
- [48] Pagel B.E.J., Tautvaišienė G. 1995, MNRAS, 276, 505
- [49] Pagel B.E.J., Tautvaišienė G. 1997, MNRAS, 288, 108
- [50] Pagel B.E.J., Tautvaišienė G. 1998, MNRAS, 299, 535
- [51] Portinari L., Choisi C., Bressan A. 1998, A&A, 334, 505
- [52] Renzini A., Voli M., 1981, A&A, 94, 175
- [53] Rich R.M. 1988, AJ, 95, 828
- [54] Samland M., Hensler G., Theis Ch. 1997, ApJ, 476, 544
- [55] Schmidt M. 1963, ApJ, 137, 758
- [56] Sommer-Larsen J. 1991, MNRAS, 249, 368
- [57] Steinmetz M., Müller E. 1994, A&A, 281, L97
- [58] Steinmetz M., Müller E. 1995, MNRAS, 276, 549
- [59] Talbot R.J. 1980, ApJ, 235, 821
- [60] Talbot R.J., Arnett W.D., 1971, ApJ, 170, 409
- [61] Talbot R.J., Arnett W.D., 1973, ApJ, 186, 51
- [62] Theis Ch., Burkert A., Hensler G. 1992, A&A, 265, 465
- [63] Thielemann F.-K., Nomoto K., Hashimoto M. 1996, ApJ, 460, 408
- [64] Thomas D., Greggio L., Bender R. 1998, MNRAS, 296, 119
- [65] Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, 98, 617
- [66] Tinsley B.M. 1980, Fund.Cos.Phys, 1980, 5, 287
- [67] Tsujimoto T., Shigeyama T., Yoshii, Y. 1999, ApJ, 519, L63
- [68] Tsujimoto T., Shigeyama T., Yoshii, Y. 2002, ApJ, 565, 1101
- [69] van den Hoek L.B., de Jong T. 1997, A&A, 318, 231
- [70] van den Hoek L.B., Groenewegen M.A.T., 1997, A&AS, 123, 305
- [71] White S.D.M., Audouze J. 1983, MNRAS, 203, 603
- [72] Wilmes M., Köppen J. 1994, A&A, 294, 47
- [73] Woosley S.E., Weaver T.A., 1986, in *Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects*, eds. D.Mihalas and K.H.Winkler, Springer, Berlin, p.91
- [74] Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, 101, 181
- [75] Wyse R.F.G., Silk J. 1989, ApJ, 339, 700
- [76] Zinn R.J. 1985, ApJ, 293, 424