

Université de Montréal

Étude de l'influence de la perte de masse sur l'évolution des anomalies d'abondances dans
les étoiles AmFm

par

Mathieu Vick

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Août, 2006

©Mathieu Vick, 2006



Direction des bibliothèques

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude de l'influence de la perte de masse sur l'évolution des anomalies d'abondances dans
les étoiles AmFm

présenté par:

Mathieu Vick

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Alain Vincent, président-rapporteur
Georges Michaud, directeur de recherche
Paul Charbonneau, membre du jury

Mémoire accepté le: _____

Sommaire

Un code d'évolution stellaire qui calcule d'une façon self consistante le transport des particules a été modifié pour y introduire les effets de la perte de masse. En incluant la perte de masse dans des modèles évolutifs self-consistants incluant tous les effets de la diffusion atomique de masses $1.4M_{\odot}$ et $1.5M_{\odot}$, on découvre que des taux de perte de masse de l'ordre de celui observé à la surface du Soleil ($1 \times 10^{-14} M_{\odot}yr^{-1}$) permettent de ramener les anomalies d'abondance superficielles prédites par les modèles purement diffusifs aux niveaux observés. Notamment, une comparaison d'un modèle avec perte de masse solaire et $T_{\text{eff}}=7060$ K permet de modéliser avec succès les abondances mesurées de τ UMa, une étoile Am du groupe Ursa Major. On montre aussi que les effets de la perte de masse sur les abondances chimiques en surface se distinguent de ceux engendrés par la turbulence, mais permettent tout de même d'expliquer les particularités du phénomène AmFm.

Mots clefs:

diffusion – perte de masse – étoiles: abondances – étoiles: évolution – étoiles: chimiquement particulières

Abstract

We have modified a stellar evolution code that self consistently calculates particle transport in order to introduce the effects of mass loss. By including mass loss in self-consistent evolutionnary models of masses $1.4M_{\odot}$ and $1.5M_{\odot}$, we determine that mass loss rates similar to the one measured on the surface of the Sun ($1 \times 10^{-14} M_{\odot}yr^{-1}$) can effectively reduce the predicted anomalies from purely diffusive models to observed levels. More notably, by comparing a model with a solar mass loss rate and a $T_{\text{eff}}=7060$ K with observations of the Am star τ UMa of the Ursa Major open cluster, we find that our models can succesfully reproduce the abundances observed. We also find that the effects of mass loss can be distinguished from the ones encountered with turbulence, but are nevertheless able to explain the particularities of the AmFm phenomenon.

Keywords:

diffusion – mass loss – stars: abundances – stars: evolution – stars: chemically peculiar

Table des matières

Sommaire	ii
Abstract	iii
Table des matières	iv
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	viii
1 La diffusion atomique et les étoiles AmFm	1
1.1 Quelques principes de la diffusion atomique	2
1.2 Les étoiles AmFm: propriétés physiques	4
1.3 Modèles théoriques des étoiles AmFm	5
1.3.1 Le modèle de Watson	6
1.3.2 Le modèle de Richer et al. (2000)	11
1.4 Orientation de cette étude	12
2 Modification de l'équation de transport	14
2.1 Propriétés globales et traitement de la diffusion atomique	14
2.2 Introduction de la perte de masse dans l'équation de transport	19
3 Les modèles évolutifs	23
3.1 Détermination d'une limite supérieure de la perte de masse	24
3.2 Détermination de l'âge zéro pour les modèles avec vent	26

3.3	Les modèles avec turbulence et les observations	27
4	Résultats et analyse	29
4.1	Modèles de $1.4 M_{\odot}$	29
4.1.1	Profils d'abondances internes et abondances en surface à 300 Myr et à 670 Myr	35
4.2	Modèles de $1.5 M_{\odot}$	37
4.3	Profils d'abondances internes et abondances en surface à 300 Myr, 500 Myr et à 670 Myr	40
	Bibliographie	55
	Remerciements	58

Liste des figures

1.1	Éventails: 57 et 374 Myr	3
1.2	Michaud1983: He	8
1.3	Michaud1983: métaux lourds	10
1.4	Michaud1983: Ca	11
1.5	Richer2000: Sirius	12
2.1	Turcotte: Schéma du code	15
3.1	Historique: Modèles à masse constante	26
4.1	Historique: Modèles $1.40 M_{\odot}$	30
4.2	Abondances en surface: $1.40 M_{\odot}$	33
4.3	Accélérations radiatives: $1.40 M_{\odot}$	34
4.4	Vitesses de drift et vitesses de vent: $1.40 M_{\odot}$	36
4.5	Profil interne des abondances (300 Myr): $1.40 M_{\odot}$	38
4.6	Abondances en surface (300 Myr): $1.40 M_{\odot}$	39
4.7	Profil interne des abondances (670 Myr): $1.40 M_{\odot}$	40
4.8	Abondances en surface (670 Myr): $1.40 M_{\odot}$	41
4.9	Historique: Modèles $1.50 M_{\odot}$	42
4.10	Abondances en surface: $1.50 M_{\odot}$	43
4.11	Accélérations radiatives: $1.50 M_{\odot}$	44
4.12	Vitesses de drift et vitesses de vent: $1.50 M_{\odot}$	45
4.13	Profil interne des abondances (300 Myr): $1.50 M_{\odot}$	47

4.14	Abondances en surface (300 Myr): $1.50 M_{\odot}$	48
4.15	Profil interne des abondances (500 Myr): $1.50 M_{\odot}$	49
4.16	Abondances en surface (500 Myr): $1.50 M_{\odot}$	50
4.17	Profil interne des abondances (670 Myr): $1.50 M_{\odot}$	51
4.18	Abondances en surface (670 Myr): $1.50 M_{\odot}$	52

Liste des tableaux

3.1	Abondances initiales	24
-----	--------------------------------	----

Chapitre 1

La diffusion atomique et les étoiles

AmFm

Depuis plus d'un siècle, on observe dans le spectre de radiation de plusieurs étoiles des raies atomiques très fortes (ou faibles) par rapport aux raies que l'on retrouve dans le spectre de radiation de la majorité des étoiles de la même température effective (Maury (1897); Cannon (1901)). Cela implique que dans ces étoiles on retrouve des surabondances (ou sous-abondances) importantes des éléments auteurs de ces raies comparativement aux abondances observées à la surface du Soleil. Ces étoiles sont désignées *chimiquement particulières* (CP) et sont subdivisées en plusieurs sous-groupes parmi lesquels figurent les étoiles ApBp, les étoiles HgMn, les étoiles AmFm et les étoiles faibles en He. Puisque le libre parcours moyen des photons à l'intérieur d'une étoile est très petit, la radiation qui en émane provient des couches externes (l'atmosphère). Les étoiles CP offrent alors un *laboratoire* parfait pour utiliser les abondances atomiques en surface pour contraindre la physique interne des étoiles, ce qui *a priori* n'est pas évident. En vertu de cela, il est crucial de pouvoir modéliser et comprendre les mécanismes responsables du phénomène CP si l'on veut tenter de dresser un portrait juste de la structure interne des étoiles.

Les premières théories explicatives du phénomène CP s'intéressaient aux processus nucléaires. Par exemple, Fowler et al. (1965) ont proposé un modèle basé sur des réactions de capture rapide de neutrons dans le coeur de l'étoile alors que Brancazio & Cameron (1967) ont avancé

un modèle dans lequel il y avait des réactions nucléaires en surface. Aucun de ces modèles n'a cependant su concilier la dépendance des profils d'abondance sur T_{eff} ; l'observation d'un échantillon considérable d'étoiles CP de Alderman (1973) a confirmé que ces modèles étaient incapables de reproduire les profils observés.

Grâce à l'importance du mélange convectif dans les étoiles de la séquence principale (SP) plus froides que le Soleil, la composition chimique à la surface de ces étoiles évolue peu par rapport à la composition originelle. Par contre, lorsque la température effective atteint 7000 K, ce qui correspond plus ou moins au type spectral F0, les zones convectives en surface rétrécissent et, par conséquent, la zone radiative stable entre les zones convectives centrale et de surface s'étend considérablement, permettant ainsi la stratification chimique via les processus atomiques.

À la lumière de cette constatation, Michaud (1970) offre la première explication satisfaisante des anomalies d'abondance observées en surface des étoiles CP. Il suggère que la diffusion atomique, régie par la compétition entre les forces radiatives et la gravité, permettrait d'expliquer les anomalies en surface des étoiles Ap. Comme les éléments migrent vers la région dans l'étoile où les forces radiatives et la gravité s'annulent, c'est-à-dire là où $g_{\text{rad}} = g$, chaque élément sera soit supporté par le flux radiatif et donc surabondant en surface ou bien il s'enfoncera vers l'intérieur de l'étoile et sera sousabondant en surface. Comme chaque élément et plus précisément chaque ion a une section efficace d'absorption différente, chacun réagit différemment à la radiation incidente ; certains ions seront accélérés par le flux radiatif alors que d'autres ne le seront pas. Ceci mène à une stratification radiale des éléments dans les régions convectivement stables de l'étoile (voir Figure (1.1)). Bien que la solution est posée, les modèles rencontrent tout de même plusieurs problèmes. Un des objectifs de ce travail est d'offrir un nouveau modèle qui adresse certaines lacunes dans les modèles antérieurs du même type.

1.1 Quelques principes de la diffusion atomique

La direction de la dérive d'un certain élément sera approximativement déterminée par la résultante entre la force gravitationnelle qui tire l'élément vers le centre de l'étoile et le gradient

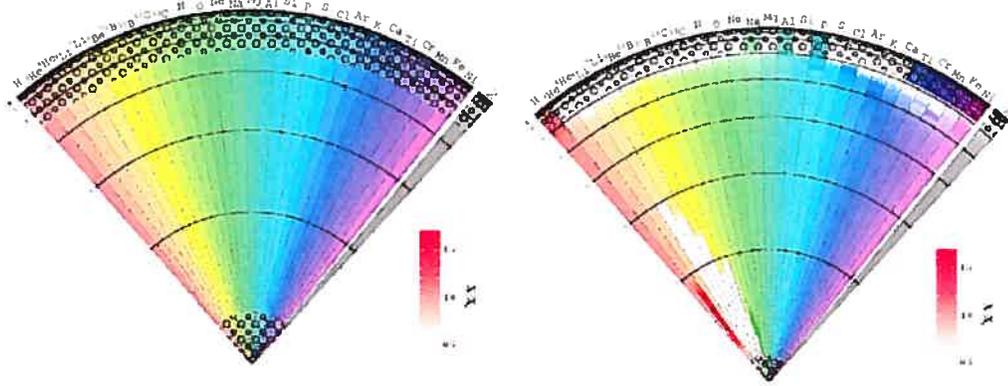


FIGURE 1.1 – Le profil interne des abondances chimiques pour un modèle de $1.4 M_{\odot}$ avec diffusion atomique aux âges 57 Myr (gauche) et 374 Myr (droite). La granulosité sur les diagrammes représente la convection. Comme l'échelle est linéaire par rapport au rayon de l'étoile, on remarque que la séparation chimique (stratification des éléments) affecte à peu près 10-20% du rayon.

de pression radiative qui le pousse vers la surface. Naturellement, lorsque la gravité domine le gradient de pression de radiation, l'élément migre vers l'intérieur de l'étoile alors que dans le cas contraire, l'élément se dirige vers l'extérieur de l'étoile. Afin de déterminer la force et la direction de diffusion d'un ion, il est d'abord nécessaire de calculer avec exactitude son accélération radiative (g_{rad}). L'accélération radiative de l'ion i d'un atome A est donnée par (LeBlanc (2003)):

$$g_{rad}(A_i) = \frac{4\pi}{c} \frac{1}{X(A_i)} \int_0^{\infty} \kappa_{\nu}(A_i) H_{\nu} d\nu, \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, $X(A_i)$ est la fraction de masse totale de l'atome A_i , H_{ν} est le flux d'Eddington à la fréquence ν et κ_{ν} est l'opacité de l'ion à cette même fréquence. Il faut aussi ajouter une contribution au g_{rad} due à la photoionisation tout en tenant compte qu'une partie de la quantité de mouvement peut être transférée à l'électron éjecté. Il est clair que cette équation dépend non seulement de l'abondance de l'espèce en question, mais aussi de l'abondance des autres espèces (via le terme H_{ν}) puisque les atomes compétitionnent pour les mêmes photons. Ce calcul nécessite donc des données atomiques (pour le calcul des opacités) très précises et exhaustives pour plusieurs ions et ce, à plusieurs énergies. Quelques détails sur l'approche numérique utilisée seront expliqués dans une section ultérieure. Ayant intégré l'Équation (1.1) on peut ensuite passer au calcul de la vitesse de diffusion. Pour un ion i de

l'élément trace A on solutionne l'équation suivante (LeBlanc (2003)):

$$V_i \approx D_i \left\{ -\nabla \ln C_i + \frac{A_i m_p g_{rad}(A_i)}{kT} - [(A_i - 1) + (A_i - Z_i f_p)] \nabla \ln P - \alpha \nabla \ln T \right\} \quad (1.2)$$

où D_i est le coefficient de diffusion de l'ion, C_i est sa concentration, A_i et Z_i son nombre atomique et sa charge, m_p est la masse du proton, k est la constante de Boltzmann, f_p la fraction d'ionisation de H II (égale à 1 à l'intérieur de l'étoile), α est le coefficient de diffusion thermique, P est la pression et T est la température. On voit que le premier terme de l'équation est relié à la diffusion induite par le gradient d'abondance, alors que les quatre autres sont respectivement liés aux effets des accélérations radiatives, de l'accélération gravitationnelle, du champ électrique et de la diffusion thermique. Finalement, on peut aussi rajouter un terme lié à la perte ou à l'accrétion de masse et/ou à la turbulence, ce qui sera discuté dans le prochain chapitre. On note que pour une espèce donnée, la détermination des points où cette équation s'annule permet de prédire à quel endroit il y aura accumulation de l'espèce. Comme déjà mentionné, les temps caractéristiques de diffusion sont beaucoup plus longs que les temps caractéristiques de convection ; les abondances sont assumées homogènes en zone convective (dorénavant ZC). Par conséquent, l'abondance en surface d'un certain élément dépend des positions relatives des accumulations/déficiences locales et du bas de la zone convective de surface (ZCS). Plus précisément, l'abondance en ZCS sera fixée par le flux de matière à l'interface entre la zone radiative et la ZCS ainsi qu'à la surface (s'il y a accrétion ou perte de masse). Les effets de la perte de masse seront abordés plus tard.

1.2 Les étoiles AmFm: propriétés physiques

On attribue la première identification des étoiles AmFm comme groupe à Titus & Morgan (1940). Ils ont reconnu que pour les étoiles A des Hyades, les raies du Ca et du K étaient trop faibles par rapport à la force des raies de Balmer alors que les raies de Fe étaient quant à elles trop fortes. L'indice m est alors indicateur de la métallicité particulière de ces étoiles. Typiquement, les étoiles AmFm démontrent des surabondances d'un facteur 2-3 des métaux lourds, tels les éléments du pic du fer. Par ailleurs, certains éléments terres-rares peuvent être

surabondants par un facteur de 10 ou plus. Ces étoiles montrent aussi des sousabondances qui s'élèvent à un facteur 5-10 pour les métaux plus légers tels le Ca, le Sc et le K. Selon Abt (2000), ces caractéristiques apparaissent dans une grande majorité sinon l'ensemble des étoiles A et F ($7000 K < T_{\text{eff}} < 10\,000 K$) de la séquence principale ayant de faibles vitesses de rotation ($V_{\text{eq}} < 100 \text{ km/s}$). En effet, il a remarqué que les étoiles AmFm sont presque sinon toutes des binaires spectroscopiques à courte période de rotation ($\langle P \rangle \approx 10$) et il explique que les forces de marées seraient responsables des faibles vitesses de rotation (Abt (1961)). Contrairement aux étoile ApBp qui font aussi preuve de très fortes anomalies d'abondance, les étoiles AmFm ne sont pas magnétiques (Landstreet (1982)). Généralement, ces étoiles ne sont pas très évoluées et sont alors de Population I. Leur âge varie entre quelques millions d'années jusqu'à environ 1 Gyr. Leur gravité en surface varie de $\log g = 4.3$ à $\log g = 3.5$ lorsqu'elles sont légèrement plus évoluées. Contrairement aux étoiles O et B qui ont des vents stellaires détectables par l'asymétrie engendrée sur certaines raies (Lamers (1981)), les étoiles A et F de la séquence principale, qui sont moins lumineuses, ne livrent aucun indice clair de la présence de vents stellaires. Par contre, il est raisonnable de supposer qu'elles ont des taux de perte de masse comparables à celui du Soleil ($\dot{M}_{\odot} \approx 10^{-14} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$). Le mécanisme par lequel sont générés ces vents stellaires n'est toujours pas bien compris et dépasse le cadre de ce travail.

1.3 Modèles théoriques des étoiles AmFm

Deux modèles principaux tentent d'expliquer les profils d'abondances particuliers des étoiles AmFm, soient le modèle classique (Watson (1971), Smith (1973)) et celui de Richer et al. (2000). Dans le premier, la séparation se produit près de la surface de l'étoile, ce qui implique que seulement une petite fraction de l'étoile est affectée ($10^{-10} M_{*}$). Dans le deuxième modèle, jusqu'à $10^{-5} M_{*}$ subit les effets de la séparation. Bien que certaines études récentes remettent en question la validité du modèle classique (Michaud et al. (2005)) et ce, de façon assez convaincante, il s'avère tout de même instructif et pertinent de revoir ce modèle puisqu'il a servi de cadre opérationnel dans plusieurs études antérieures sur les étoiles AmFm.

1.3.1 Le modèle de Watson

Inspiré par la suggestion de Michaud (1970) que la diffusion atomique est responsable des anomalies d'abondance en surface des étoiles ApBp, Watson (1971) avance que ce mécanisme génère aussi les anomalies dans les étoiles AmFm. Il s'est aperçu que le Ca est dans la configuration gaz rare Ca III (qui s'apparente à l'argon) juste en dessous de la zone convective d'hydrogène. Ainsi, puisqu'en ce point $g_{rad}(\text{Ca})$ sera pratiquement nul, il suppose que la séparation chimique se manifeste à cet endroit. Ce modèle permet d'expliquer les sousabondances de Ca observées en surface, ainsi que les surabondances pour les éléments plus lourds.

Le scénario classique se présente comme suit. Toutes les étoiles de la SP avec des T_{eff} qui varient entre $7000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 10\,000 \text{ K}$ et ayant des abondances normales (solaires) développent à la fois une zone convective d'hydrogène et une zone convective d'hélium sous-jacente. Puisque la région entre les zones convectives est mélangée par l'overshoot (Latour et al. (1981)), les abondances sont considérées homogènes du bas de la zone convective la plus profonde jusqu'à l'atmosphère. Par conséquent, en embarquant sur la SP, le seul endroit où la séparation peut agir est sous la zone convective d'He II, où les temps caractéristiques de diffusion sont très lents (les temps caractéristiques augmentent lorsque la densité augmente). Après quelques millions d'années par contre, la diffusion naturelle de He vers le centre de l'étoile agit de sorte que l'abondance de He dans l'enveloppe tombe drastiquement menant ainsi à la disparition de la ZC d'He II. À partir de ce stade, la séparation chimique du Ca et du Sc s'amorce au bas de la ZC d'H I et conduit à des sousabondances de ces éléments. D'autre part, comme les temps caractéristiques de diffusion y sont beaucoup plus courts, cela produit aussi de très fortes surabondances des éléments lourds.

Ce modèle permet d'expliquer l'absence d'étoiles pulsantes δ Scuti parmi les étoiles AmFm (Baglin (1972)), puisque la diffusion de He vers le coeur élimine la source des pulsations. Par ailleurs, le modèle demeure conforme aux contraintes imposant une vitesse de rotation maximale à ces étoiles (Michaud (1982); Charbonneau & Michaud (1988), Charbonneau & Michaud (1991)). Michaud et al. (1976) montre que l'inclusion des accélérations radiatives dans les modèles stellaires classiques conduit à une bonne représentation qualitative des pro-

fil d'abondances. Par contre, les anomalies prédites sont parfois quelques ordres de grandeur au-delà des anomalies observées. Ceci implique qu'il existe au moins un processus hydrodynamique qui modère les effets de la diffusion atomique. Parmi eux figurent la circulation méridienne (Charbonneau & Michaud (1991)), la turbulence (Vauclair et al. (1978), Richer et al. (2000)) et l'objet de cette étude, la perte de masse.

Premiers modèles AmFm avec perte de masse

Des modèles statiques avec perte de masse ont été calculés par Michaud et al. (1983) et Michaud & Charland (1986) pour un nombre assez restreint d'espèces. Avant de revoir les résultats, il est de mise de comprendre comment la perte de masse affecte les abondances en surface d'une étoile. Soit une perte de masse homogène \dot{M} ayant une symétrie sphérique. La conservation de la masse implique que l'effet net de la perte de masse sur l'étoile est l'introduction d'un vent stellaire v_w dirigé radialement vers l'extérieur de la forme:

$$v_w = -\frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho} \quad (1.3)$$

où r est le rayon et ρ est la densité locale du plasma. Un élément trace qui diffuse en présence de perte de masse doit donc satisfaire l'équation de conservation:

$$N_H \frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot (cN_H(\mathbf{v}_w + \mathbf{v}_D)) \quad (1.4)$$

où N_H est la somme des densités de protons et d'hydrogène neutre, c est l'abondance par rapport à l'abondance de H et v_D est la vitesse de diffusion (obtenue en solutionnant l'Équation (1.2)). À partir de cette équation, on constate que l'effet de la perte de masse sur les abondances dépend de la relation entre v_D et v_w .

Le vent a comme effet de supporter davantage les éléments qui diffusent naturellement vers l'intérieur de l'étoile. La séparation ne peut se faire que si la vitesse de diffusion est supérieure à la vitesse du vent. Alors puisque la vitesse de diffusion varie comme $\rho^{-1}T^{1.5}$ (dépendance thermique du coefficient de diffusion) et que la vitesse du vent varie comme ρ^{-1} , le rapport v_D/v_w augmente vers l'intérieur de l'étoile. Par conséquent, plus grande est la perte de masse,

plus il faut aller profondément pour voir la séparation chimique et plus longtemps il faudra attendre avant de voir apparaître des anomalies en surface. De plus, les éléments pour lesquels $g_{rad} = g$ juste en dessous de la ZCS seront poussés dans la zone convective, ce qui réduira les sousabondances. Ceci a des conséquences importantes si l'on opère avec le modèle classique car le taux de perte de masse influe le temps de vie de la zone convective d'He II, ce qui est nécessaire dans l'explication classique. Dans Michaud et al. (1983), on a étudié comment la perte de masse affectait une étoile de $1.8 M_{\odot}$ ayant une $T_{eff}=7800$ K et $\log g=4.15$. Comme on voit à la Figure (1.2), pour un taux de perte de masse de $\dot{M} = 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ le temps requis pour que l'abondance de He diminue d'un facteur d'environ 3 (suffisant pour mener à la disparition de la ZC d'He II) est de 10^9 yr. Il s'agit donc du taux de perte de masse limite pour ce modèle puisque pour un taux de perte de masse plus élevé la ZC d'He II ne se dissipera pas avant la fin de la vie de l'étoile sur la SP.

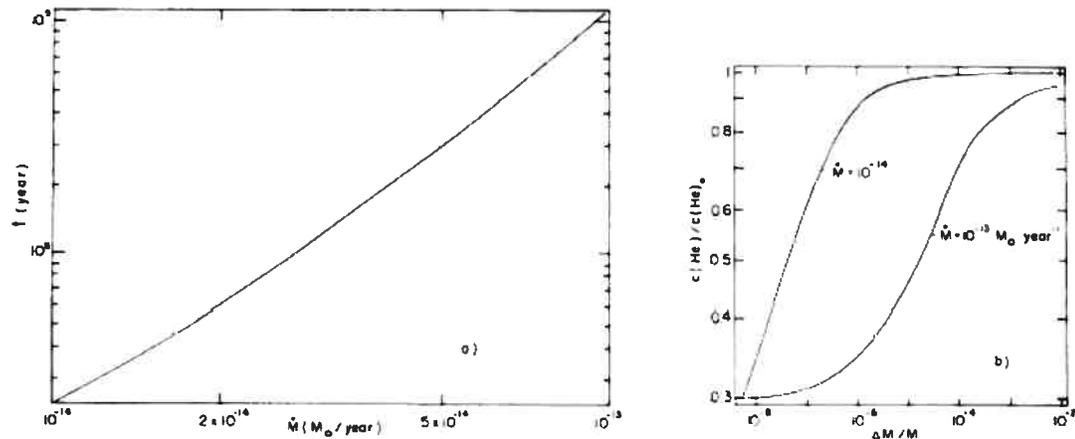


FIGURE 1.2 – Le tri gravitationnel de He en présence de perte de masse. La Fig. 1a montre le temps requis pour que l'abondance d'He diminue à 0.3 fois son abondance originelle à l'intérieur de la ZC d'He II. La Fig.1b montre le profil interne d'He lorsqu'il atteint cette abondance critique et ce, pour deux valeurs de la perte de masse. On voit clairement que la séparation se manifeste plus profondément dans l'étoile lorsque le taux de perte de masse augmente. (Michaud et al. (1983))

De leur part, les éléments pour lesquels $g_{rad} > g$ jusqu'en ZC seront expulsés par la surface de l'étoile réduisant ainsi les surabondances. Pour illustrer ce mécanisme d'évacuation des surabondances, soit un modèle analytique très simplifié qui considère l'abondance dans

la zone convective d'un élément qui y est poussé. Pour fins de simplification, on suppose que la convection s'étend jusqu'en surface et, conséquemment, la masse évacuée a la même composition que la ZC. Par conséquent, lorsque l'équilibre est atteint, la conservation de la masse permet d'écrire:

$$X_{ZC}\rho_s v_{w,s} = X_b\rho_b(v_{D,b} + v_{w,b}) \quad (1.5)$$

où X_{CZ} est la fraction de masse dans la zone convective, X_b est la fraction de masse immédiatement en dessous de la zone convective et ρ est la densité. Alors si on compare des modèles avec des taux de perte de masse différents, mais ayant les conditions initiales identiques (i.e. densité, abondances et vitesse de diffusion), la solution pour X_{CZ} se réduit à étudier le comportement d'une simple somme de la forme $(1+N)/N$. Alors dès que la vitesse du vent devient comparable à la vitesse de diffusion, les surabondances disparaissent rapidement lorsque le taux de perte de masse (et donc v_w) est augmenté. Évidemment, il s'agit d'un cas limite qui suppose l'équilibre, mais l'essentiel est de comprendre que l'augmentation de la perte de masse diminue les surabondances en surface.

Cela étant dit, Michaud et al. (1983) montre qu'une perte de masse de $\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot} yr^{-1}$ permet de réduire les surabondances prédites par un modèle de diffusion atomique pure de facteurs 10^3 - 10^4 à des facteurs d'environ 30 et qu'un taux de perte de masse $\dot{M} = 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ diminue trop les surabondances par rapport aux niveaux observés (voir Figure (1.3)). Par ailleurs, les sousabondances de Ca sont réduites à des niveaux raisonnables à partir d'un taux de perte de masse de $\dot{M} = 2 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$ (voir Figure (1.4)). Bien que ce modèle justifie l'étude de la perte de masse comme un processus d'hydrodynamique qui limite les effets de la diffusion atomique dans les étoiles AmFm, ce modèle comporte plusieurs lacunes.

Premièrement, il s'agit de modèles d'enveloppe statiques qui ne tiennent pas compte des effets de la diffusion atomique sur la structure. Aussi, on utilise des formules approximatives pour calculer les accélérations radiatives au bas de la ZC et, finalement, la diffusion des métaux est négligée. Il ne faut pas oublier non plus que l'approche classique est très restrictive quant à sa capacité d'ajuster les paramètres pour mieux représenter les résultats puisque la fraction de l'étoile affectée par la séparation est très petite et les temps caractéristiques qui y sont associés le sont aussi.

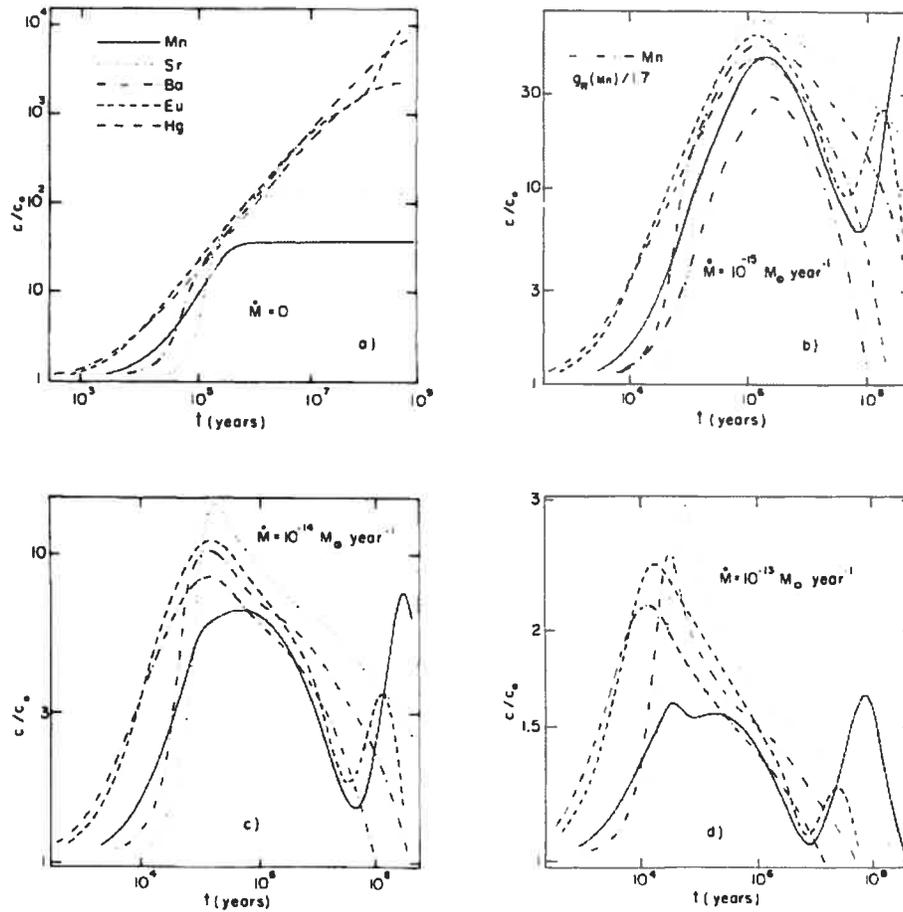


FIGURE 1.3 – La variation temporelle des abondances en surface d'étoiles Am calculée pour différents taux de perte de masse. L'abondance c_0 est l'abondance initiale de l'étoile. (Michaud et al. (1983))

Il est donc clair que des modèles plus détaillés sont nécessaires pour mieux comprendre les effets de la perte de masse. En effet, les abondances en surface dépendent sur un réseau compliqué de stratification des éléments qui tout en subissant les effets d'une structure qui évolue doit en tout temps obéir aux lois de la conservation. De plus, les accélérations radiatives et par conséquent la diffusion varient non-linéairement avec les abondances. En somme, le problème devient des plus complexes et requiert une quantité importante de données atomiques précises (forces d'oscillateurs et les niveaux d'énergie de tous les états d'ionisation). Ce genre de modélisation détaillée est maintenant possible grâce aux banques de données atomiques OPACITY (Seaton et al. (1994)) et OPAL (Iglesias & Rogers (1996)) qui fournissent

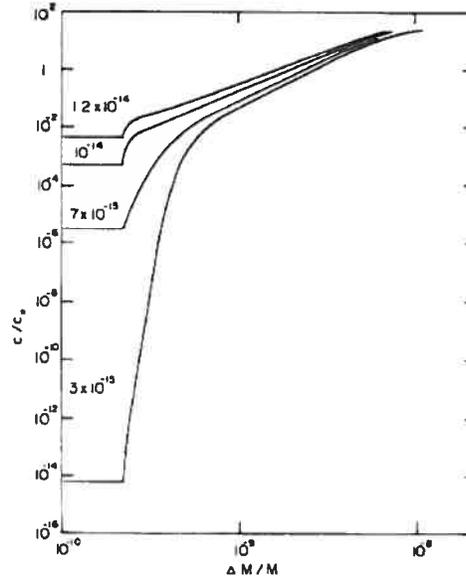


FIGURE 1.4 – Le gradient d’abondance du Ca dans l’enveloppe pour différents taux de perte de masse. (Michaud et al. (1983))

des données pour plusieurs éléments à de très hautes énergies.

1.3.2 Le modèle de Richer et al. (2000)

Richer et al. (2000) propose un scénario qui diffère du modèle classique. On suggère que la séparation se produit beaucoup plus profondément dans l’étoile. Ils ont calculé des modèles détaillés de $1.45\text{--}3.0 M_{\odot}$ qui incluent tous les effets de la diffusion atomique pour 28 espèces atomiques. Dans les modèles purement diffusifs sans paramètre libre, les variations d’abondance dans l’enveloppe conduisent à la formation d’une ZC de fer en dessous de la ZC d’He II, où la température est de 200 000 K. Dans cette région, le Ca est dans une configuration gazeuse qui s’apparente au Ne permettant ainsi la séparation. Encore une fois par contre, les anomalies prédites par ce modèle sont plus élevées que les abondances observées. L’introduction de la turbulence dans les modèles permet de reconcilier ces différences. Pour ce faire, un terme purement diffusif,

$$-D_T \frac{\partial \ln X_i}{\partial r}$$

est ajouté à l'Équation (1.2), ce qui a pour effet de réduire le gradient d'abondance. Les modèles avec turbulence permettent de reproduire de façon satisfaisante une grande partie des anomalies observées. Pour Sirius A par exemple, 16 abondances calculées ont été comparées aux observations parmi lesquelles 12 étaient bien modélisées (voir Figure (1.5)). Il est alors de mise d'explorer si la perte de masse pourrait aussi y jouer un rôle.

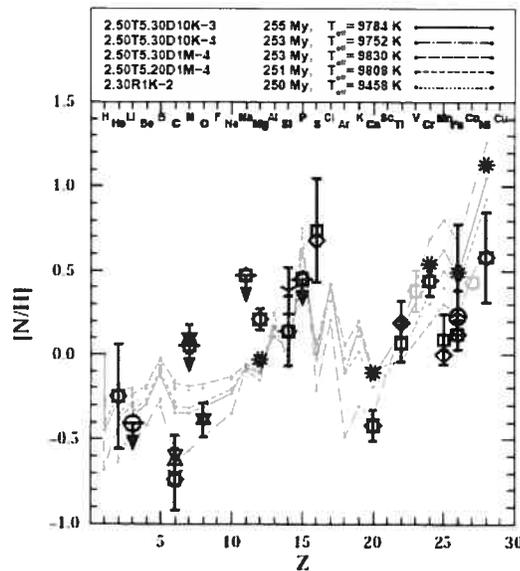


FIGURE 1.5 – Observations des abondances en surface de Sirius (=α CMa, =HR 2491, =HD 48915). Pour connaître l'origine des observations voir Richer et al. (2000) Fig.18. Les valeurs prédites par des modèles de 2.5 M_{\odot} et 2.3 M_{\odot} sont montrées pour différents profils de turbulence.

1.4 Orientation de cette étude

On constate que l'état des études antérieures sur les anomalies d'abondance en surface d'étoiles AmFm et les effets que peut avoir la perte de masse sur ces anomalies permettent d'établir et de justifier le cadre de cette étude. Les résultats de Richer et al. (2000) démontrent qu'il existe vraisemblablement un autre processus macroscopique qui modifie les abondances chimiques dans l'atmosphère des étoiles AmFm. Selon les résultats de Michaud et al. (1983), la perte de masse semble être le mécanisme le plus probable. Le code évolutif utilisé pour le calcul des modèles de Richer et al. (2000) permet de calculer avec précision les effets temporels

de la perte de masse sur l'ensemble de l'étoile. Les modèles calculés et présentés au Chapitre 4 sont les seuls modèles self-consistant de la séquence principale qui incluent tous les effets de la diffusion atomique, ainsi que la perte de masse. L'étude sera limitée à des modèles de $1.4 M_{\odot}$ et de $1.5 M_{\odot}$ étant donné les difficultés numériques liées à la convergence de modèles de plus grande masse. Dans ces derniers, les zones convectives en surface deviennent très minces produisant ainsi des gradients d'abondances très abrupts qui causent plusieurs problèmes numériques. Par ailleurs, cette étude sera poussée davantage dans le cadre de ma thèse de doctorat qui portera essentiellement sur le même sujet. L'analyse sera construite de sorte à comprendre comment la variation de la perte de masse affecte la variation des abondances et en quoi ces variations ressemblent à celles engendrées par la turbulence. Par ailleurs, certains modèles seront comparés à des observations dans le but de contraindre l'opération de la perte de masse.

Chapitre 2

Modification de l'équation de transport

Sans reprendre au complet le fonctionnement du code évolutif, il est pertinent de se familiariser avec quelques algorithmes afin de justifier l'approche mathématique adoptée. Pour une description complète du code évolutif voir Turcotte et al. (1998b), Richard et al. (2001) et Michaud et al. (2004).

2.1 Propriétés globales et traitement de la diffusion atomique

Le code évolutif a été développé dans le but de calculer, à partir de principes premiers, les abondances des principaux éléments qui constituent une étoile et ce, tout en calculant simultanément l'évolution de la structure d'une étoile de masse donnée. Bien que l'idéal serait de solutionner simultanément les équations qui régissent la diffusion et la structure, la complexité du système correspondant rendait difficile la tâche de converger le modèle à l'époque de sa conceptualisation. Il était aussi très commode à l'époque de pouvoir choisir des pas de temps différents pour les calculs nucléaires et les calculs de structure étant donné les grandes différences de temps caractéristiques. En vertu de cela, l'algorithme adopté résout les deux systèmes d'équations séparément tout en demeurant fidèle à la dépendance intime entre les deux résultats. Pour ce faire, les deux systèmes sont solutionnés successivement à l'intérieur

d'une même boucle en passant le résultat d'un système à l'autre jusqu'à ce que le tout soit convergé. On peut voir un schéma de l'algorithme du code à la Figure (2.1).

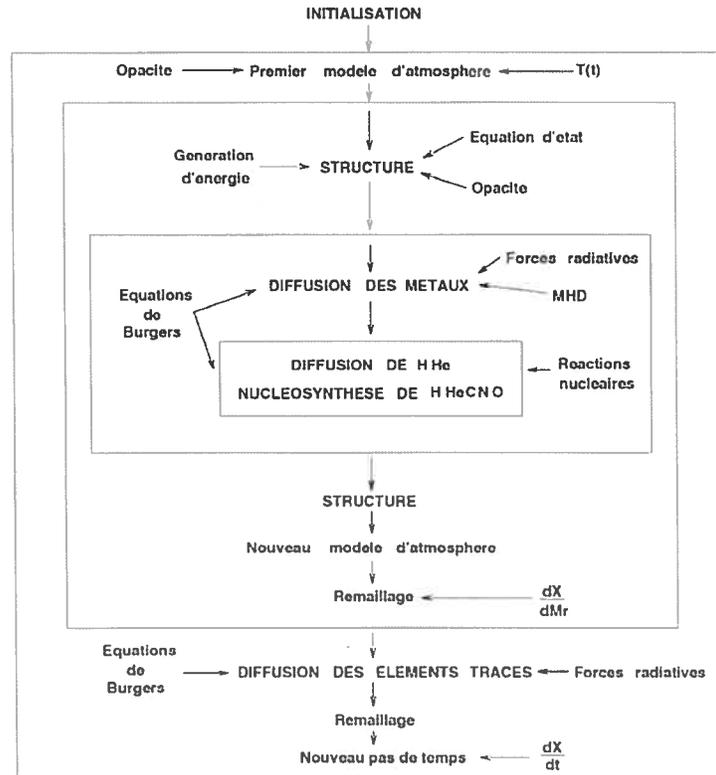


FIGURE 2.1 – Schéma détaillé de l'algorithme du code d'évolution stellaire (Turcotte (1997))

Sans trop entrer dans les détails, voici une description des principales équations à résoudre pour le calcul des abondances. Comme déjà indiqué, le système d'équations qui régit la structure et celui qui traite la diffusion sont partiellement découplés pour simplifier les calculs. L'algorithme demeure tout de même fidèle à la réalité dans la mesure où les pas de temps sont choisis de sorte que la structure n'y change pas de façon appréciable. Ces pas de temps peuvent ensuite être subdivisés pour construire les pas de temps de diffusion. Encore dans le but d'optimiser le temps de calcul, les éléments considérés sont séparés en deux groupes: ceux qui n'ont aucun impact sur la structure stellaire via les opacités et/ou la nucléosynthèse (i.e Li, Be et B) et ceux pour qui leur abondance peut modifier la structure. Puisque le premier groupe n'a aucune influence sur la structure de l'étoile, la diffusion de ces éléments n'est

traitée qu'une seule fois par pas de temps et ce, après que le système principal soit convergé (voir Figure (2.1)) alors que les abondances des autres éléments sont mises à jour à chaque itération. Les éléments et isotopes traités sont: H, ³He, ⁴He, ⁶Li, ⁷Li, Be, ¹⁰B, ¹¹B, ¹²C, ¹³C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, Ar, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe et Ni.

En une dimension (symétrie sphérique), le calcul de l'abondance X d'un ion i à un temps donné revient à solutionner l'équation de transport:

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{\partial(4\pi\rho r^2 X_i w_i)}{\partial M_r} + \text{termes nucléaires}, \quad (2.1)$$

où ρ est la densité, r est le rayon, M_r est la masse de la couche infinitésimale au rayon r et w_i est la vitesse nette de i par rapport au centre de masse. Cette vitesse est obtenue en solutionnant les équations de Burgers (1969) (eqs. [18.4]-[18.6]).

Pour un ion i de masse m_i , de masse atomique moyenne A_i , de charge Z_i , de pression partielle P_i , de densité en nombre n_i et de force gravitationnelle effective $g_{eff,i}$ ($g - g_{rad,i}$), le formalisme de Burgers (en une dimension) consiste à solutionner une équation de transfert d'impulsion pour chaque espèce,

$$\frac{dP_i}{dr} + m_i n_i g_{eff,i} + n_i Z_i (eE) = \sum_j K_{ij} (w_i - w_j) + \sum_j K_{ij} z_{ij} \frac{m_j r_i - m_i r_j}{m_i + m_j}, \quad (2.2)$$

une équation de transfert de chaleur pour chaque espèce,

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} n_i k \frac{dT}{dr} = & -\frac{2}{5} K_{ii} z_i'' r_i - \frac{5}{2} \sum_{j \neq i} K_{ij} z_{ij} \frac{m_j}{m_i + m_j} (w_j - w_i) \\ & - \sum_{j \neq i} \frac{K_{ij}}{(m_i + m_j)^2} (3m_i^2 + m_j^2 z_{ij}' + 0.8m_i m_j z_{ij}'') r_i \\ & + \sum_{j \neq i} \frac{K_{ij} m_i m_j}{(m_i + m_j)^2} (3 + z_{ij}' - 0.8z_{ij}'') r_j, \end{aligned} \quad (2.3)$$

une équation de conservation de la masse

$$\sum_i A_i m_i w_i = 0, \quad (2.4)$$

et une équation de conservation de la charge

$$\sum_i Z_i m_i w_i = 0. \quad (2.5)$$

Ici, e est la charge de l'électron, g est la gravité, K_{ij} est le coefficient de résistance mutuelle entre les espèces i et j et z_{ij} , z'_{ij} et z''_{ij} sont des paramètres reliés aux interactions entre espèces. On solutionne ce système d'équations pour chaque espèce atomique considérée, ainsi que pour les électrons.

Les équations sont solutionnées de deux façons différentes puisque le système H-He est plus intimement couplé aux équations de structure étant donné qu'ils sont beaucoup plus abondants que les autres métaux. L'approche consiste à séparer les termes qui dépendent du gradient de concentration de ceux qui n'en dépendent pas et à traiter leur diffusion atomique de ce système en même temps que la structure. En développant les équations de Burgers (voir Profitt & Michaud (1991), appendice A) on transforme l'Équation (2.1) de sorte que:

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \frac{\partial [D_i(\partial X_i / \partial M_r)]}{\partial M_r} - \frac{\partial (\mathcal{V}_i X_i)}{\partial M_r} + \sum_j \sum_k \mathcal{R}_{ijk} X_j X_k \quad (2.6)$$

où $D_i = (4\pi\rho r^2)^2(D_i + D_T)$, $\mathcal{V}_i = (4\pi\rho r^2 v_i)$ et \mathcal{R}_{ijk} est égal au produit du nombre de particules i créées par une réaction et r_{ijk} , soit un coefficient nucléaire qui dépend de la densité et de la température. Ici, D_i et v_i sont donnés par:

$$D_i = X_j D_{ij} \frac{X_j/A_j + X_i/A_i}{X_j/(A_j Z_i) + X_i/(A_i Z_j)} \times \left\{ \frac{1}{Z_i} + \frac{X_i}{X_j Z_i} + \left(\frac{1}{Z_j} - \frac{1}{Z_i} \right) \frac{[A_j(Z_i + 1) - A_i(Z_j + 1)]X_i}{A_i(Z_j + 1) + [A_j(Z_i + 1) - A_i(Z_i + 1)]X_i} \right\} \quad (2.7)$$

et

$$v_i = X_j D_{ij} \frac{m_H g}{kT} \left[\frac{X_j/A_j + X_i/A_i}{X_j/(A_j Z_i) + X_i/(A_i Z_j)} \left(\frac{\mu}{Z_j} - \frac{\mu}{Z_i} - \frac{A_j}{Z_j} + \frac{A_i}{Z_i} \right) - \mu \alpha_T \nabla_{rad} \right]. \quad (2.8)$$

Les coefficients de diffusion évoluent dans le temps, mais on suppose que les pas de temps sont suffisamment courts pour que les coefficients soient constants pendant la durée du pas de

temps. Puisque les réactions nucléaires de C, N et O (via le cycle CNO) ont un effet sur les abondances de H et He, les processus nucléaires qui y sont associés sont aussi traités dans ce système (la diffusion de C, N et O est traitée, comme pour les métaux, par un algorithme différent). Les ZC sont considérées comme étant un seul point de maille à chaque extrémité du domaine de solution. Les vitesses et les coefficients y sont nuls ; les abondances sont fixées par les valeurs du pas de temps précédent, les taux de réactions nucléaires moyennés sur la masse de la ZC et la diffusion à travers le bas de la ZC. Le système d'équations est solutionné à partir d'un formalisme itératif Newton-Raphson tel que décrit dans Henyey et al. (1964). À chaque pas de temps, on résout les équations de structure en utilisant une première approximation pour les abondances. Ayant alors une première solution pour la structure, on résout ensuite les équations d'abondances. On reprend le calcul jusqu'à ce qu'il y ait convergence entre les deux résultats.

Pour les métaux (à la fois ceux qui importent pour la structure et les éléments traces), le système d'équations se simplifie puisque les changements de composition n'affectent pas la structure. L'équation à résoudre pour le calcul des abondances est la même que l'Équation (2.6). On connaît déjà la vitesse de diffusion et le flux de chaleur pour H et He, ainsi que le champ électrique ce qui réduit d'autant le nombre d'inconnues. Les seuls termes nucléaires non-nuls sont ceux liés à la destruction des éléments légers via la capture de protons (ces éléments sont le ${}^6\text{Li}$, le ${}^7\text{Li}$, le ${}^9\text{Be}$, le ${}^{10}\text{B}$ et le ${}^{11}\text{B}$). Le système est alors solutionné par la méthode des éléments finis telle que décrit dans Burnett (1987). Ce formalisme est favorisé étant donné sa robustesse lorsqu'il y a présence de forts gradients. Les équations sont résolues partout dans l'étoile incluant dans les ZC, où le mélange est assuré par l'introduction d'un coefficient de diffusion turbulente quelques 10^{10} fois la valeur du coefficient de diffusion atomique. On impose un flux nul en surface (condition de Neumann). Au centre, on construit une sphère centrale à l'intérieur de laquelle les coefficients de diffusion et les densités sont uniformes. On impose que les vitesses de diffusion décroissent linéairement jusqu'au centre où elles deviennent identiquement nulles.

2.2 Introduction de la perte de masse dans l'équation de transport

Avant de procéder à l'insertion de la perte de masse dans notre modèle, il faut bien définir la nature de la perte de masse considérée. Si l'on se fie aux calculs antérieurs (Michaud et al. (1983), Michaud & Charland (1986), Charbonneau (1993)), des taux de perte de masse de l'ordre de $10^{-12} - 10^{-15} M_{\odot} yr^{-1}$ permettent de réduire suffisamment les anomalies. Ces taux sont comparables au taux de perte de masse du Soleil et ils sont à quelques ordres de grandeur en dessous des limites supérieures observées pour les étoiles de type A (Brown et al. (1990), Lanz & Catala (1992)). Dans notre approche, il sera nécessaire que les taux soient suffisamment faibles pour qu'ils aient une influence négligeable sur la structure, la luminosité ou les réactions nucléaires dans le coeur. Une détermination approximative de la limite supérieure des taux de perte de masse qui satisfont cette condition est présentée dans la section 3.1.

En plus d'être de faible magnitude, la perte de masse injectée dans nos modèles aura une symétrie sphérique et sera chimiquement homogène. Si on assume que l'overshoot convectif s'étend jusque dans l'atmosphère, la masse évacuée aura la même concentration que la ZCS. Le résultat net de la perte de masse: une vitesse v_w dirigée vers l'extérieur de l'étoile. Il s'agit de la même définition que Michaud et al. (1983) (voir section 1.3.1). On rappelle que la conservation de la masse implique un vent de la forme:

$$v_w = -\frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.9)$$

où $\dot{M} < 0$ puisqu'il s'agit de perte de masse. La dépendance sur ρ^{-1} fait en sorte que même une faible perte de masse peut conduire à de très grandes vitesses dans les couches externes de l'étoile.

A priori l'introduction de la perte de masse dans l'équation de transport semble triviale puisque en théorie il suffit d'ajouter un terme d'advection $\mathbf{U}_w = v_w \hat{\mathbf{e}}_r$ à l'expression du champ de vitesse total \mathbf{U} :

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot [-\rho D \nabla \ln c + \rho(\mathbf{U} + \mathbf{U}_w)c] + \rho S_{nuc} c \quad (2.10)$$

où ρ est la densité, D est le coefficient de diffusion total et S est relié à la destruction/création nucléaire. Par contre en pratique, cette approche pose plusieurs problèmes. En premier lieu, afin d'homogénéiser instantanément les abondances en ZC, on impose un coefficient de diffusion turbulente D_T très grand en CZ. La dépendance en ρ^{-1} de v_w implique alors que dans les couches externes deux très grandes quantités doivent s'annuler parfaitement, ce qui peut mener à des problèmes considérables quant aux arrondissements. De plus, si on permet à la matière de partir de la surface, on ne peut plus imposer une condition de Neumann (flux nul). Enfin la configuration du code implique qu'il serait aussi nécessaire de construire une nouvelle atmosphère à chaque pas de temps étant donné que cette dernière serait évacuée par la perte de masse. Cela demanderait beaucoup de temps de calcul additionnel.

Il existe toutefois une méthode simple permettant de contourner ces problèmes. Proposée par Charbonneau (1993), cette approche s'inspire du fait que (1) les abondances en ZCS sont homogènes et (2) le résultat net de la perte de masse est de soutirer de la masse ayant la même composition que la ZCS. Le mécanisme par lequel cette masse est enlevée n'importe donc peu en autant que la quantité de masse qui part de l'étoile correspond au taux de perte de masse désiré. Pour fin de complétude, on reprend ici le développement de Charbonneau (1993).

Puisque la concentration d'une espèce qui part de l'étoile est équivalente à celle de la ZC, il s'ensuit que le taux de perte de masse spécifique à cette espèce e via la surface S_* vaut:

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta t} = - \int_{S_*} \rho(x) v_w(x) \bar{c}(t) dS, \quad (2.11)$$

où $\bar{c}(t)$ est la concentration partout dans la ZC. À partir de l'Équation (2.9) on obtient:

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta t} = - \dot{M} \bar{c}(t). \quad (2.12)$$

On suppose maintenant un mécanisme quelconque analogue au brûlage nucléaire qui remplace le vent dans la ZC, c'est-à-dire qu'on règle v_w à zéro dans la ZCS et on introduit un

terme puits S_w de sorte que la perte de masse reliée à ce mécanisme simulé est donné par:

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta t} = \int_{ZC} \rho(x) S_w c(x, t) dV. \quad (2.13)$$

La concentration est toutefois indépendante de la position à l'intérieur de la ZC. Et si l'on suppose que S_w est aussi indépendant de la position, l'intégrale se simplifie de sorte que:

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta t} = S_w \bar{c}(t) \int_{ZC} \rho(x) dV. \quad (2.14)$$

L'intégrale est alors simplement l'expression de la masse dans la ZC (M_{ZC}). Alors si l'on veut que notre mécanisme artificiel d'évacuation de masse soutire la même quantité de masse que le vent stellaire, il ne reste qu'à substituer l'Équation (2.12) dans l'Équation (2.14) afin d'obtenir une expression pour S_w :

$$S_w = \frac{\dot{M}}{M_{ZC}} \quad (2.15)$$

Les problèmes énoncés plus tôt peuvent alors être évités en remplaçant, à l'intérieur de la ZCS et à la surface de l'étoile, le terme d'advection par un terme puit tel que défini ci-haut.

Le problème de transport en présence de perte de masse revient alors à résoudre:

$$\rho \frac{\partial c(x, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot [-\rho D \nabla \ln c(x, t) + \rho(\mathbf{U} + \mathbf{U}_w)c(x, t)] + \rho(S_{nuc} + S_w)c(x, t), \quad (2.16)$$

avec une condition de Neumann en surface (flux nul) et avec \mathbf{U}_w et S_w définis comme suit:

$$\mathbf{U}_w = \begin{cases} w_w \hat{\mathbf{e}}_r \text{ sous la ZC,} \\ 0 \text{ dans la ZC;} \end{cases} \quad (2.17)$$

$$S_w = \begin{cases} 0 \text{ sous la ZC} \\ \frac{\dot{M}}{M_{ZC}} \text{ dans la ZC.} \end{cases} \quad (2.18)$$

Pour tous les calculs de ce travail, la perte de masse est introduite dans le code évolutif selon ce formalisme. Ceci se fait sans problème pour les éléments peu abondants (c'est-à-dire tous les éléments sauf H et He), puisque l'approche décrite est construite pour un élément

trace qui diffuse dans un fluide. Par contre pour H et He, les mathématiques sont plus délicates puisque leurs abondances sont corrélées. En appliquant ce même formalisme avec un traitement particulier des ZC, on obtient l'effet désiré: le temps de vie de la ZC de He augmente et He se comporte similairement au ${}^7\text{Li}$ (voir Chapitre 4). Les mathématiques de ce problème seront explorées davantage dans le cadre de ma thèse de doctorat.

Chapitre 3

Les modèles évolutifs

Les modèles ont été calculés pour des étoiles de $1.4 M_{\odot}$ et $1.5 M_{\odot}$. On a supposé qu'ils étaient chimiquement homogènes sur la pré-séquence principale avec des abondances calquées sur les abondances solaires (voir Tableau 3.1) et avec $Z=0.02$. Pour sauver du temps de calcul, les modèles avec perte de masse ont été amorcés à partir du dernier modèle totalement convectif de la séquence sans perte de masse (voir section 3.2). Le paramètre α , la longueur de mélange, a été calibré en utilisant le Soleil (Turcotte et al. (1998b)) et la relation Krishna Swamy $T - \tau$ (Krishna-Swamy (1966)) qui sert à déterminer la condition limite sur la pression (nécessaire pour la constitution du modèle). Les résultats ont été calculés avec $\alpha = 1,687$. Les coefficients de diffusion ont été calculés selon Paquette et al. (1986). Les opacités sont calculées, à partir des spectres monochromatiques de OPAL (Iglesias & Rogers (1996)) pour 10^4 fréquences par point de maille et à chaque pas de temps à mesure que les abondances évoluent. Les accélérations radiatives et les opacités proviennent de Richer et al. (1998) et les corrections dues à la redistribution proviennent de Gonzalez et al. (1995) et LeBlanc et al. (2000). On a utilisé les taux nucléaires de Bahcall et al. (1997).

Des taux de perte de masse de $1 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$, $5 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$, $1 \times 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ et $3 \times 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ ont été considérés pour les deux masses. Dorénavant, les modèles avec perte de masse seront désignés selon la convention: la masse, suivit d'un M pour perte de masse et finalement du taux de perte de masse réduit à la forme *mantisse.exposant* en assumant bien sûr que l'exposant est négatif. Par exemple, on utilise 1.4M5.14 pour référer le modèle

Élément	Fraction de masse	Élément	Fraction de masse
H	0,70	Mg	$7,515 \times 10^{-4}$
^3He	$5,0 \times 10^{-5}$	Al	$6,476 \times 10^{-5}$
^4He	0,28	Si	$8,104 \times 10^{-4}$
^6Li	$1,0 \times 10^{-10}$	P	$7,099 \times 10^{-6}$
^7Li	$1,0 \times 10^{-9}$	S	$4,228 \times 10^{-4}$
Be	$1,0 \times 10^{-11}$	Cl	$9,117 \times 10^{-6}$
^{10}B	$1,00 \times 10^{-11}$	Ar	$1,076 \times 10^{-4}$
^{11}B	$1,00 \times 10^{-10}$	K	$4,192 \times 10^{-6}$
^{12}C	$3,466 \times 10^{-3}$	Ca	$7,469 \times 10^{-5}$
^{13}C	$3,466 \times 10^{-5}$	Ti	$4,215 \times 10^{-6}$
N	$1,1 \times 10^{-3}$	Cr	$2,009 \times 10^{-5}$
O	$9,65 \times 10^{-3}$	Mn	$1,097 \times 10^{-5}$
Ne	$1,97 \times 10^{-3}$	Fe	$1,436 \times 10^{-3}$
Na	$3,997 \times 10^{-5}$	Ni	$8,918 \times 10^{-5}$

TABLEAU 3.1 – Abondances initiales pour tous les modèles. Ces valeurs sont calibrées avec le Soleil (Turcotte et al. (1998b))

de $1.4 M_{\odot}$ avec un taux de perte de masse de $5 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

Pour les modèles de $1.4 M_{\odot}$, aucune turbulence n'a été ajoutée, ce qui a rendu difficile la convergence des modèles sans perte de masse et avec faible perte de masse (puisque l'advection n'est pas assez forte pour effacer les forts gradients de concentration et donc les instabilités numériques qui apparaissent sous la ZCS). Ces modèles ont néanmoins évolué un minimum de 800 Myr, ce qui inclue plusieurs âges d'intérêt tels les âges des amas ouverts Ursa Major (+/- 500 Myr) et les Hyades (670 Myr).

Dans les modèles avec une masse de $1.5 M_{\odot}$, il a été nécessaire d'introduire un peu de turbulence afin de faire converger le modèle jusqu'à des âges où les effets de la séparation et du vent peuvent être étudiés. La paramétrisation turbulente choisie est $5.2D10^{-3}$, c'est-à-dire que le coefficient de diffusion turbulente, D_T est 10 fois plus grand que le coefficient de diffusion atomique de He à une température $\log T = 5.2$ avec un profil qui diminue comme ρ^{-3} (voir Richard et al. (2001)). Cette turbulence est suffisante pour éliminer les sousabondances extrêmes de certains éléments et de réduire les instabilités numériques sans toutefois modifier la description qualitative des propriétés globales de l'étoile.

3.1 Détermination d'une limite supérieure de la perte de masse

Pour assurer la validité de notre approche, il est important que le taux de perte de masse considéré soit suffisamment faible pour qu'il n'ait aucun effet sur la structure outre une pertur-

bation de l'équilibre hydrostatique local (i.e. la génération d'un vent). Pour en être certain, des modèles de masse constante ont été calculés. L'exercice consiste à comparer des modèles qui ont des masses légèrement différentes (de l'ordre de quelques dixièmes de points de pourcentage). On suppose que cette différence de masse serait reliée à une perte de masse qui aurait agit sur l'étoile pendant un certain temps.

À titre d'exemple, une perte de masse de $\dot{M} = 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$ qui opère pendant 10^9 années correspondrait à une perte de masse globale de $10^{-5} M_{\odot}$. Alors pour cet exemple, notre exercice consisterait à comparer un modèle de masse $1.4 M_{\odot}$ et un modèle de masse $1.4 M_{\odot} - 10^{-5} M_{\odot} = 1.39999 M_{\odot}$. Il s'agit d'un cas limite simplifié puisque la masse est enlevée d'un coup sec au début de l'évolution plutôt que progressivement au cours du temps. Néanmoins, cela est suffisant si l'on cherche simplement à étudier les effets de la différence de masse sur la structure dans le but d'établir une borne supérieure au taux de perte de masse.

Comme le montre la Figure (3.1), le modèle ayant 0,1 % de différence en masse par rapport au modèle $1.4 M_{\odot}$ (courbe verte) se confond parfaitement avec la courbe du modèle de référence, à la fois au niveau des paramètres structurels et au niveau des abondances. D'ailleurs, pour le paramètre de structure le plus important, soit la position du bas de la zone convective d'hélium, les deux courbes se superposent parfaitement jusqu'à 3 Gyr, ce qui dépasse l'âge de nos modèles avec perte de masse. Il en est de même pour la nucléosynthèse dans le coeur ; l'abondance de H dans le coeur ne change pas si la masse diffère de 0,1%. Finalement on constate que l'évolution au sein du diagramme Hertzsprung-Russel (désormais le diagramme H-R) est pareille pour ces deux modèles. Il est cependant clair que lorsque la masse du modèle diffère de 1%, la courbe du modèle (ici, la courbe bleue) diverge de celle du modèle de comparaison. On remarque que dès le début de l'évolution, le bas de la zone convective d'hélium est plus creux, ce qui a des effets sur les abondances en surface. La luminosité est alors plus basse et le brûlage de H dans le coeur se fait alors plus lentement.

Ayant constaté les résultats, on prend 0,1% de différence de masse globale comme plafond pour la détermination de la borne supérieure du taux de perte de masse prescrit par notre méthode. Sur une période de 1Gyr (10^9 années), ceci correspond à un taux de perte de masse de $10^{-12} M_{\odot} yr^{-1}$. Bref, notre méthode reste valide dans la mesure où tous les taux de perte

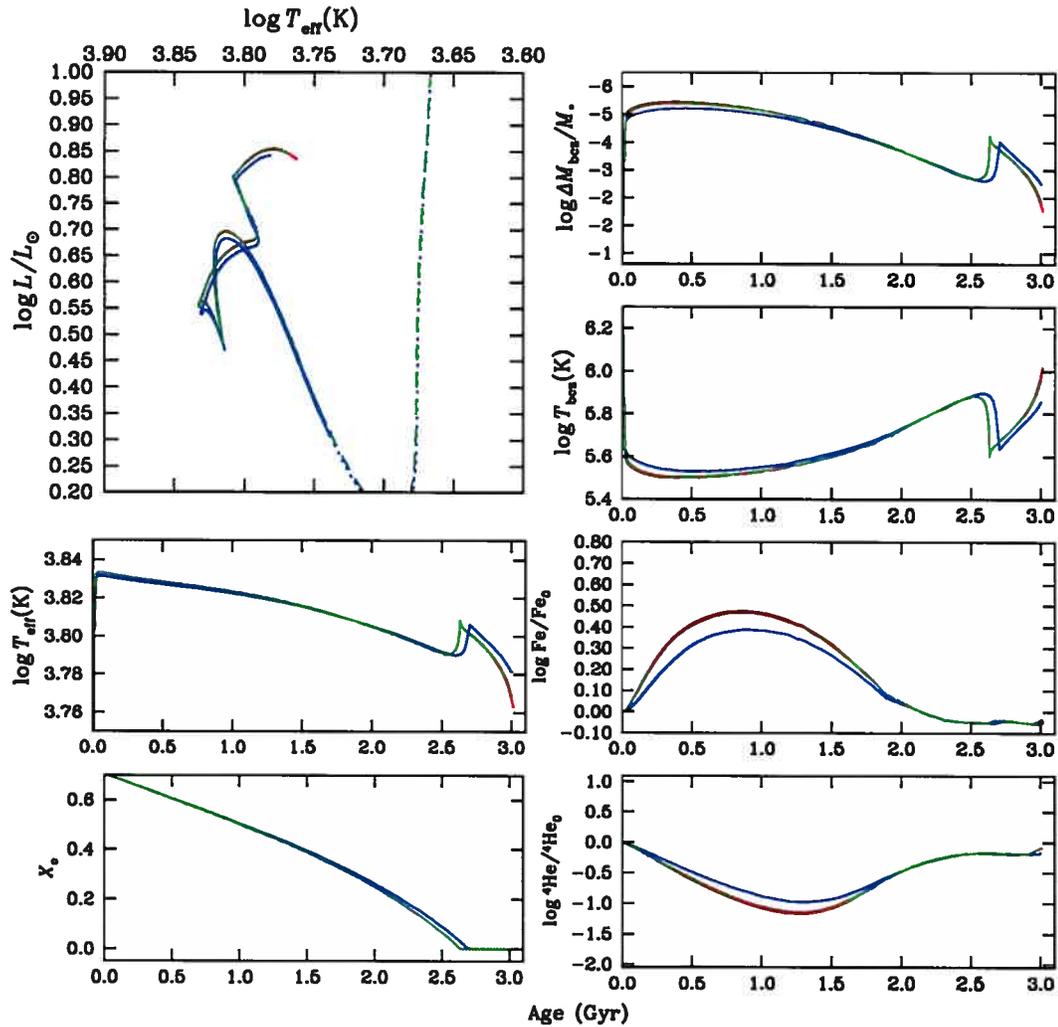


FIGURE 3.1 – Trois modèles à masse constante sont montrés, soient $1.4 M_{\odot}$ (courbe rouge), $1.39 M_{\odot}$ (courbe bleue) et $1.399 M_{\odot}$ (courbe verte). L'abscisse pour chaque graphe indique l'âge sauf pour le diagramme H-R.

de masse considérés sont en dessous de ce taux limite.

3.2 Détermination de l'âge zéro pour les modèles avec vent

Dans le but de minimiser le temps de calcul en évitant les calculs inutiles, tous les modèles avec vent pour la masse de $1.4 M_{\odot}$ ont été amorcés à partir d'un modèle initial de 50.65 Myr. Pour cette masse, le modèle à cet âge correspond au premier maximum de T_{eff} dans le dia-

gramme H-R (voir courbe $1.4 M_{\odot}$ dans Figure (3.1)). À ce stade, la zone convective de surface est encore très creuse d'où les temps caractéristiques de diffusion très longs. En fait, l'apparition d'anomalies en surface pour une espèce i suit la relation (Michaud (1977)):

$$X = X_0 e^{-t/t_D} \quad (3.1)$$

avec

$$t_D = \left| \frac{\Delta M_{ZCS}}{\rho w_i} \right| \quad (3.2)$$

Dans cette équation, X et X_0 sont respectivement les abondances en surface aux temps t et $t = 0$, M_{ZCS} est la masse contenue dans la zone convective en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, t_d est le temps caractéristique de diffusion, ρ est la densité et w_i est la vitesse de diffusion. On retient que le temps menant à l'apparition d'anomalies d'abondances en surface augmente exponentiellement lorsque la masse de la zone convective augmente. Ceci étant dit, à ce stade d'évolution (50.65 Myr), l'étoile de $1.4 M_{\odot}$ n'a toujours pas subi les effets de la séparation chimique. La présence ou non d'un vent dans les calculs jusqu'à ce point n'importe pas. Pour cette raison, ce modèle a été utilisé comme modèle initial pour tous les modèles avec vent ayant une masse de $1.4 M_{\odot}$.

3.3 Les modèles avec turbulence et les observations

Le modèle avec turbulence choisi pour la comparaison aux modèles de $1.4 M_{\odot}$ est 1.40R1K-2 tiré de Richer et al. (2000). Le modèle de turbulence comparé aux modèles de $1.5 M_{\odot}$ est 5.3D400-3 (la paramétrisation est décrite dans la Section 3.1). Ce modèle provient de Richard et al. (2001).

Les observations proviennent de Hui-Bon-Hoa (2000) pour l'étoile τ UMa une géante Am du groupe Ursa Major. Il trouve que l'étoile aurait $T_{\text{eff}} \simeq 7300$ K et $\log g \simeq 4.2$, alors que van't Veer-Menneret & Mégessier (1996) obtient pour la même étoile $T_{\text{eff}} \simeq 7050$ K et $\log g \simeq 3.8$. Selon Monier (2005) ce groupe a un âge d'environ 500 Myr alors que des recherches antérieures proposent un âge d'environ 300 Myr (Levato & Abt (1978), Giannuzzi (1979)). Cette étoile

est comparée aux modèles de $1.5 M_{\odot}$ dans la Section 4.2.

Chapitre 4

Résultats et analyse

Dans ce chapitre, certains paramètres globaux de la structure ainsi que l'évolution des abondances internes et en surface seront étudiés pour des modèles de $1.4 M_{\odot}$ et $1.5 M_{\odot}$. Les résultats seront comparés aux effets de la turbulence afin de voir s'il est possible de distinguer les effets de la perte de masse de ceux propres à la turbulence. Les abondances seront davantage analysées à quelques âges spécifiques afin de permettre la comparaison avec des observations d'une étoile de l'amas ouvert Ursa Major.

4.1 Modèles de $1.4 M_{\odot}$

On présente à la Figure (4.1) l'évolution temporelle de certains paramètres de la structure et des abondances en surface pour 5 modèles de $1.4 M_{\odot}$: un avec diffusion atomique seulement, 3 avec perte de masse et un avec turbulence (sans perte de masse). Pour l'ensemble des figures présentées dans cette section, le modèle 1.4M1.14 n'est pas montré puisque dans presque tous les cas la courbe se confond parfaitement avec celle du modèle sans perte de masse (sans vent).

Premièrement, on note que l'évolution du modèle avec turbulence (1.40R1K-2) dans le diagramme H-R (figure 4.1a) s'apparente à la courbe 1.4M5.14. On remarque cependant que les deux courbes se croisent ce qui signale déjà que la turbulence et la perte de masse ont des effets temporels bien différents quant à l'évolution de l'étoile. À la Figure 4.1d, on montre la variation temporelle de T_{eff} . Pour l'ensemble des modèles calculés, T_{eff} se situe entre 6500 K et

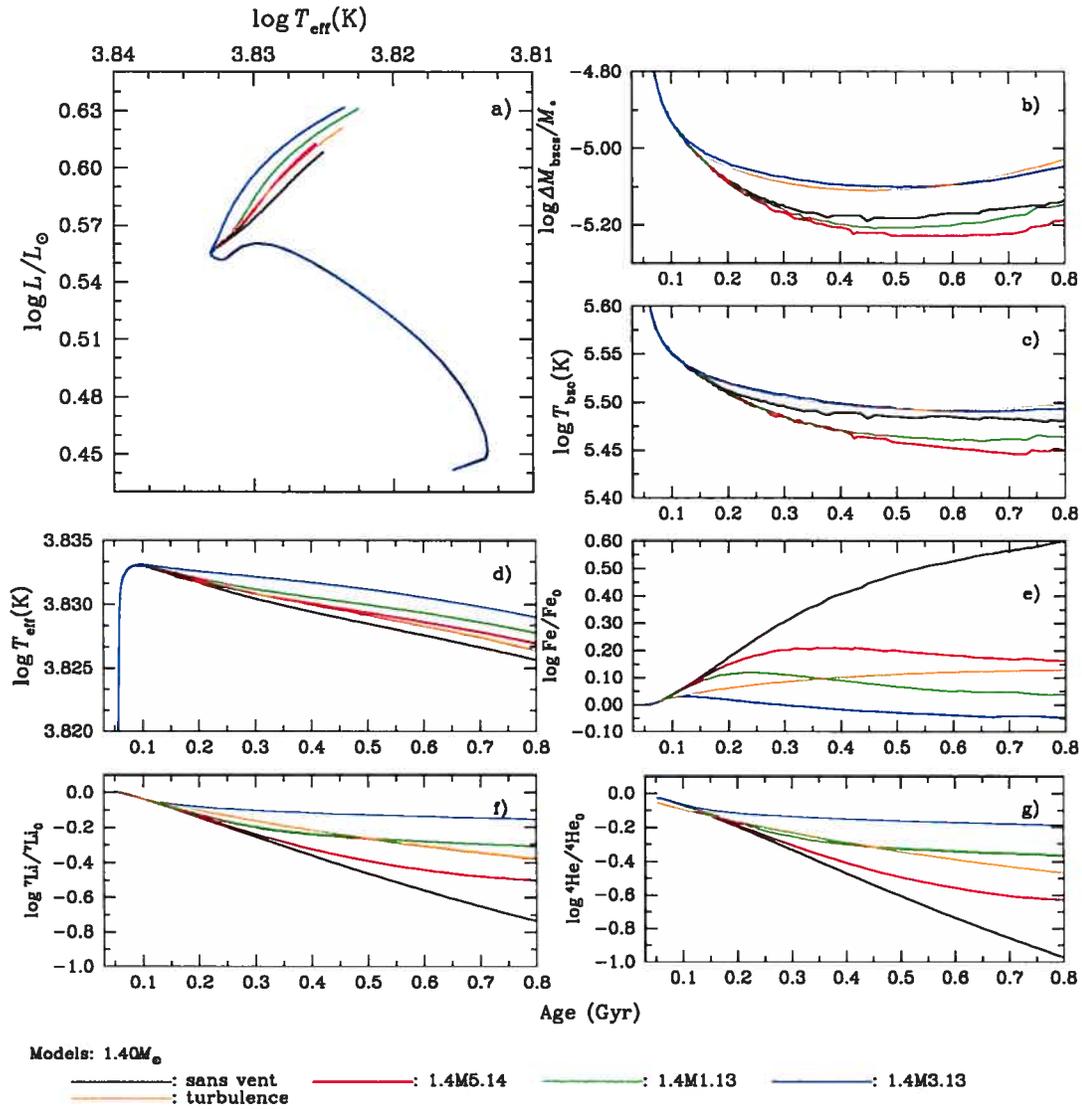


FIGURE 4.1 – Comparaison de l'évolution de la structure et des abondances en surface pour les modèles $1.40 M_{\odot}$ avec perte de masse et avec turbulence. Le modèle avec turbulence est montré à partir de 50 millions d'années.

6800 K sur toute la séquence évolutive considérée. Le maximum respectif de T_{eff} pour chaque modèle se situe aux environs de 100 Myr. On remarque qu'après 800 Myr, la différence en T_{eff} n'est que de 30 K entre le modèle sans vent et 1.40M3.13 (celui ayant la plus grande perte de masse), ce qui suggère que les effets de la perte de masse sur les paramètres globaux de l'étoile (via les changements de concentrations et donc d'opacités) sont minimes pour les étoiles de cette masse. Les Figures 4.1b et 4.1c montrent l'évolution de la ZCS dans le temps. La ZCS

mélange jusqu'en surface les abondances nouvellement modifiées par la diffusion atomique en deça des couches complètement homogénéisées. Le mouvement dans le temps de la frontière inférieure de la ZCS détermine alors comment varie la profondeur de la région où la séparation peut se manifester, ce qui lui mérite d'être analysé de plus près.

Pour tous nos modèles, la ZCS atteint un minimum en terme de la masse qu'elle contient aux alentours de 500 Myr après quoi la masse dans la ZCS augmente lentement. Un résultat particulier tiré de cette figure est qu'à un temps donné, les positions respectives du bas de la ZCS (désormais désignée BZCS) ne varient pas dans le même ordre que les taux de perte de masse, ce qui *a priori* n'est pas évident ; on serait porté à croire que plus le vent est fort, plus He sera supporté et donc plus longue sera la vie de la ZC d'He. Comme prévu, ceci se produit pour le modèle 1.4M3.13, mais l'ordre établi par cette logique n'est pas respecté pour les autres taux de perte de masse.

Plusieurs facteurs pourraient en être responsables. Premièrement, les variations en terme de la position du BZCS entre les trois autres courbes calculées sont très minimales ($< 1\%$) et les instabilités numériques (qui sont d'ailleurs très apparentes) pourraient mener à des fluctuations. Il est plus probable par contre que ce phénomène soit relié aux propriétés spécifiques des modèles ayant une masse de l'ordre de $1.4 M_{\odot}$. Ces étoiles ne sont pas tout à fait assez massives pour qu'il y ait apparition d'une ZC de Fe distincte (Turcotte et al. (1998b)), sauf qu'il y a tout de même un pic de $g_{rad}(\text{Fe})$ tout près du BZCS (bien qu'il soit presque complètement compris à l'intérieur de la ZC ; voir $g_{rad}(\text{Fe})$ à la Figure (4.3)). Puisque l'opacité est le paramètre le plus important dans la détermination de la position de l'interface entre la ZCS et l'enveloppe radiative et que dans cette région, contrairement aux couches plus hautes où l'opacité de H et He dominant, l'opacité du Fe contribue de façon significative à l'opacité locale, la position du BZCS est alors régie grosso modo par les opacités de He et de Fe. On remarque que les autres éléments du pic du fer ont aussi un pic d'opacité dans cette même région, mais leur contribution à l'opacité est moins importante puisqu'ils sont moins abondants. Cela étant dit, l'insertion de la perte de masse dans le calcul module l'abondance additionnée de He et de Fe dans la région puisque le vent engendré expulse d'une part le Fe et le He (par la surface) et de l'autre supporte le He. C'est donc le point d'équilibre entre ces

deux processus qui s'opposent qui détermine l'emplacement du BZCS. Ce phénomène semble être la cause de l'ordre inattendu des courbes.

À la Figure 4.1e, on montre la variation des abondances en surface de Fe. Une perte de masse de $5 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ suffit pour réduire les surabondances d'un facteur 2.7 par rapport au modèle sans vent après 800 Myr, alors qu'un vent de $3 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ conduit à des sousabondances de Fe à ce même âge. Pour tous les modèles avec vent, l'abondance de Fe croît jusqu'à ce qu'elle atteigne un maximum pour ensuite redescendre lentement. Le modèle avec turbulence se comporte cependant différemment ; dans ce modèle, l'abondance croît à peu près linéairement sur toute la période étudiée. Selon l'âge de l'étoile, le modèle avec turbulence peut donc ressembler à n'importe lequel des modèles avec perte de masse (la courbe du modèle intersecte les trois autres courbes).

Les abondances en surface de ${}^7\text{Li}$ et de ${}^4\text{He}$ sont montrées aux Figures 4.1f et 4.1g. On constate qu'ils se comportent de façon similaire (ils s'enfoncent vers l'intérieur à peu près au même rythme). Une perte de masse de $5 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ réduit les sousabondances de facteurs 1.7 et 2.2 respectivement alors que la perte de masse de $3 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ conduit à des sousabondances qui sont réduites de facteurs 3.89 et 5.8 (encore par rapport au modèle sans vent). Dans les deux cas, la courbe associée au modèle de turbulence suit de près et croise la courbe de 1.40M1.14. En somme, on constate que les effets de la turbulence diffèrent de ceux de la perte de masse autant au niveau des abondances qu'au niveau de la structure.

La Figure (4.2) montre l'évolution temporelle des abondances en surface de tous les éléments considérés dans les calculs. Outre quelques exceptions (Na, P, Cl, Ar, K et Ti) l'effet net de la perte de masse sur les isotopes inclus est de réduire les surabondances ou les sousabondances engendrées par la diffusion atomique. On note que pour les métaux lourds, une petite perte de masse diminue de façon considérable les surabondances prédites. Le modèle avec turbulence conduit aux mêmes surabondances que M1.4.1.13 pour les éléments de pic du fer vers 300 Myr, alors qu'il ressemble plutôt au modèle 1.4M5.14 à 800 Myr. Pour tous les autres éléments, à quelques exceptions près, le modèle avec turbulence génère les même abondances en surface que le modèle 1.4M1.13 vers 500 Myr pour ensuite se situer quelque part entre 1.4M5.14 et 1.4M1.13 à 800 Myr. Pour Cl, Ar et K, lorsque la perte de masse atteint

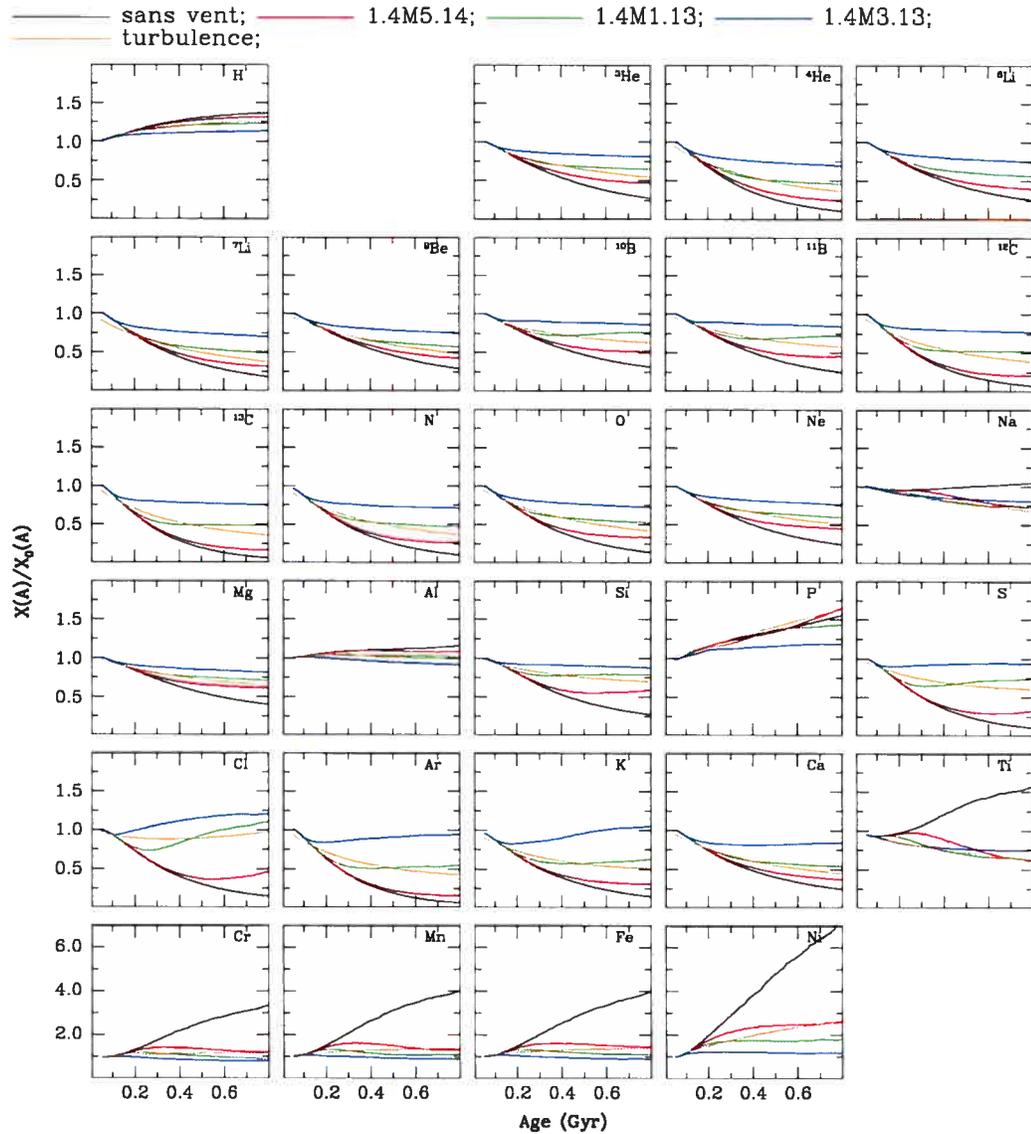


FIGURE 4.2 – Évolution temporelle des abondances en surface pour les modèles de $1.40 M_{\odot}$. Notez le changement d'échelle à la dernière rangée.

$1 \times 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$, des surabondances apparaissent là où le modèle de diffusion pure prédisait des sousabondances. Pour comprendre le comportement de ces éléments et des autres éléments au comportement exceptionnel il faut regarder de plus près les propriétés internes des modèles.

La Figure (4.3) montre g_{rad} et g de tous les éléments pour le modèle 1.4M1.13. Les autres modèles avec perte de masse ne sont pas montrés étant donné que les variations de g_{rad} sont négligeables entre les modèles. En comparant les g_{rad} avec g on constate que Na et Ti sont

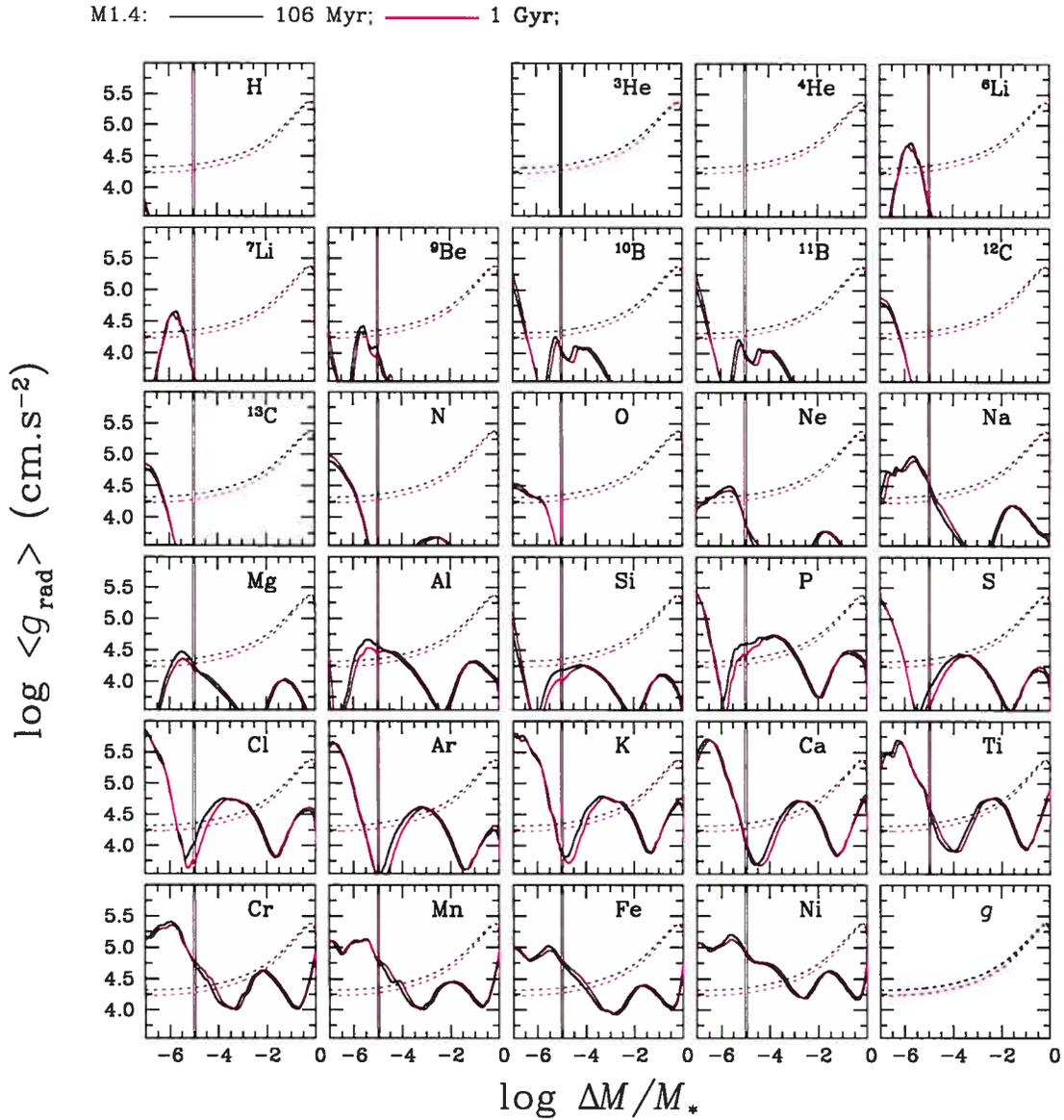


FIGURE 4.3 – Accélérations radiatives (lignes continues) et gravité locale (lignes pointillées) pour le modèle 1.4M1.13. Les autres modèles n’y figurent pas puisque les g_{rad} ne varient que légèrement entre les différents modèles (changements dans les concentrations). Les barres horizontales montrent la position du bas de la ZCS.

supportés juste en dessous de la ZCS, ce qui se traduit en une accumulation (surabondance locale) de ces éléments à cet endroit. Le mouvement du BZCS et la force du vent déterminent donc l’abondance en surface de ces éléments. Le comportement bizarre de ces éléments est relié au fait que g_{rad} est très proche de g immédiatement en-dessous la ZCS. De leur part, Cl, Ar et

K sont tous supportés un peu plus creux dans l'enveloppe. Lorsque le vent est suffisant pour combattre l'écoulement de ces éléments vers l'intérieur de l'étoile, la surabondance locale se rend progressivement jusqu'en surface, ce qui explique l'apparition de surabondances lorsque le vent est plus important (voir Figure (4.4)). Les forces radiatives sur C, N, O sont toujours petites comparativement à la gravité et par conséquent ils s'enfoncent vers l'intérieur à peu près au même débit que He. Par contre, le vent permet de combattre cette tendance. Dans le modèle 1.4M3.13, le vent est plus fort que la vitesse de drift jusqu'à une profondeur d'environ -2.5 (en $\log \Delta M/M_*$) pour tous les éléments, ce qui a pour effet d'annuler presque complètement les effets de la séparation (voir Figure (4.2)). Les éléments du pic du fer quant à eux sont tous supportés par g_{rad} en dessous de la ZCS, ce qui explique l'apparition de surabondances en surface. L'évolution de l'abondance en surface de ces éléments est aussi influencée par la largeur de la région où il y a accumulation ; plus la région est grande, plus longtemps la perte de masse devra opérer pour débarrasser la surabondance. La largeur de cette région correspond à l'étendue en $\Delta M/M_*$ où $g_{rad} > g$. Par contre suite à l'expulsion de cette surabondance locale (processus qui est accéléré par la présence de la perte de masse), l'abondance en surface de ces éléments commence à décroître puisque la matière advectée vers la surface est drainée de ces éléments.

4.1.1 Profils d'abondances internes et abondances en surface à 300 Myr et à 670 Myr

Les profils internes des abondances et les abondances en surface correspondantes pour tous les modèles sont montrés aux Figures 4.5-4.8. À la Figure (4.5) on montre les profils d'abondances en fonction de la masse au-dessus du point d'intérêt à 300 Myr, l'un des âges calculés de Ursa Major. Le premier résultat intéressant que l'on peut tirer de cette figure est que la fraction de la masse affectée par la séparation est approximativement $10^{-3}M_*$ ou 0.1 % (voir profil Ti par exemple). Dans les régions plus profondes, les abondances ne sont modifiées que par les réactions nucléaires. On voit d'ailleurs qu'il y a brûlage des éléments légers (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ et ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$) à partir de $\log \Delta M/M_* = -1.5$. On remarque par ailleurs que la solution pour P semble être affectée par le bruit dans son profil $g_{rad}(P)$ (voir Figure (4.3)). Si

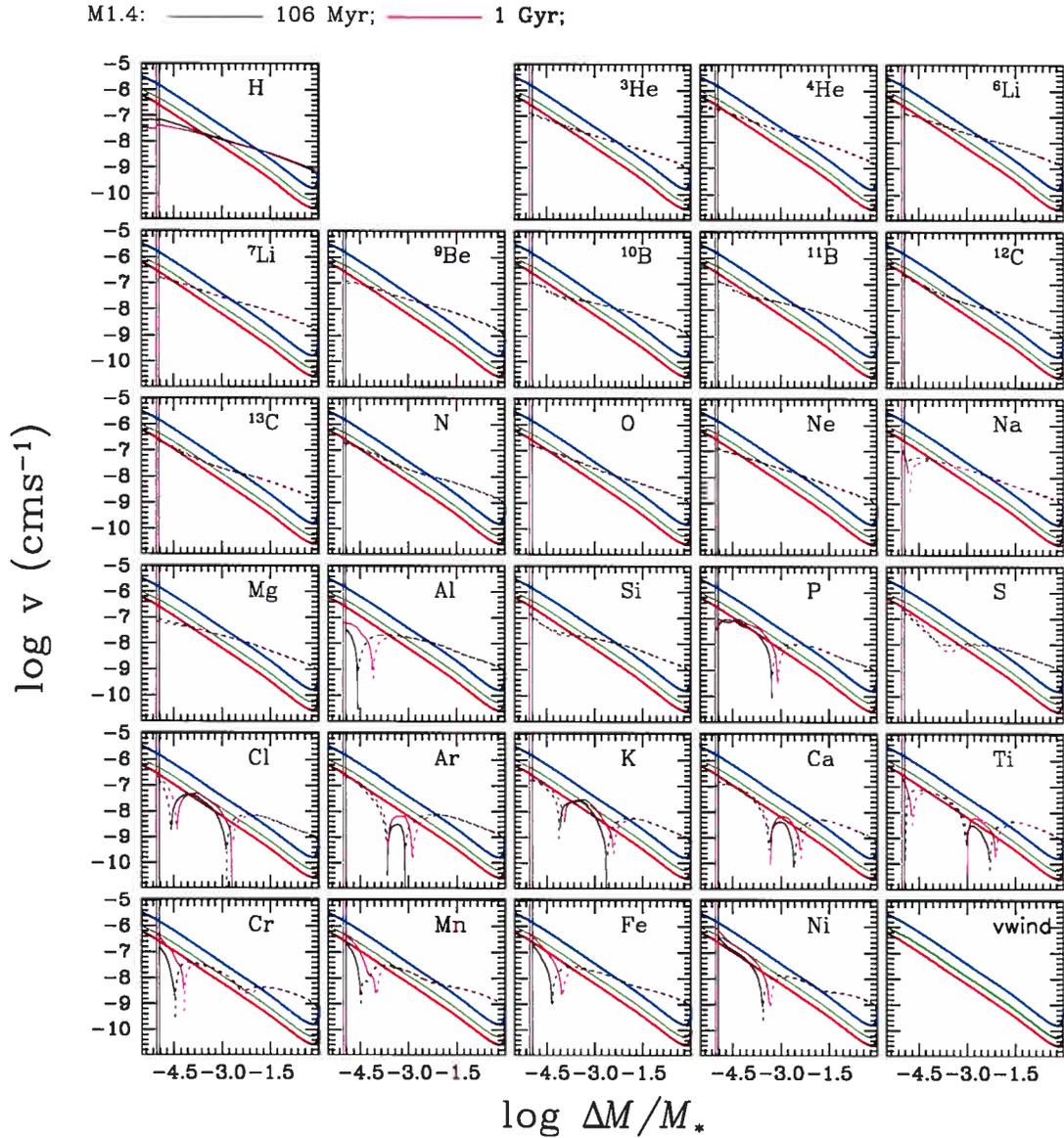


FIGURE 4.4 – Comparaison des vitesses de drift (telles que définies par l'Équation 2.8) aux vitesses de vent associées aux différentes pertes de masse. Les droites correspondent aux vitesses de vents des modèles 1.4M5.14 (courbe rouge), 1.4M1.13 (courbe verte) et 1.4M3.13 (courbe bleue). Les vitesses de drift sont montrées pour le modèle 1.4M1.13. Les lignes pointillées indiquent que la vitesse est négative (orientée vers l'intérieur) alors que les lignes continues signalent des vitesses positives. Sauf pour H et ^4He , les vitesses de drift ne sont pas calculées en CZ.

on regarde maintenant les abondances en surface à cet âge (Figure (4.6)), on observe que le modèle de 1.4M1.13 suit de près le modèle avec turbulence, sauf qu'il prédit des abondances

nettement plus faibles pour tous les éléments de S à Ca. Le modèle avec turbulence quant à lui affecte le Li de façon très différente puisqu'il relie à la surface la région où il y a brûlage de ${}^6\text{Li}$.

Lorsqu'on passe à 670 Myr (Figure (4.7)), on note que la fraction de la masse affectée par la séparation augmente de quelques dixièmes de points de pourcentage ($\approx 0.5\%$ de la masse totale) puisque les effets de la diffusion atomique ont eu plus de temps pour apparaître. En raison de cela, les gradients de concentration générés par la séparation sont plus forts, ce qui se traduit en de plus grandes anomalies en surface. En regardant la Figure (4.8) il est clair que les effets de la turbulence et de la perte de masse limitent les effets de la diffusion non uniformément dans le temps puisque pour certains éléments (Cl, Ar et K) la courbe du modèle avec turbulence se rapproche de la courbe de 1.4M1.13, alors que pour les éléments plus lourds (Mn, Fe et Ni) la courbe s'éloigne. Il est aussi clair à partir des Figures 4.6 et 4.8 (et 4.1e par exemple) que le modèle 1.4M3.13 semble réduire trop les anomalies pour qu'elles concordent avec les observations typiques d'étoiles AmFm. Cette paramétrisation conduit à des sousabondances de Fe dès 150 Myr, ce qui n'est pas en accord avec les surabondances typiquement observées pour le Fe (une des signatures du phénomène AmFm).

4.2 Modèles de $1.5 M_{\odot}$

L'analyse des modèles de $1.5 M_{\odot}$ est très similaire à l'analyse précédente. Le comportement des modèles est d'ailleurs très semblable bien que les anomalies en surface évoluent plus rapidement et sont plus importantes pour les modèles plus massifs. Deux facteurs contribuent à augmenter l'importance des anomalies. Premièrement, à un $\Delta M/M_{\star}$ donné, le rapport g_{rad}/g augmente quand M_{\star} augmente puisque le rapport T_{eff}/M_{\star} (rapport flux radiatif-masse) augmente lui aussi. Ce facteur n'est cependant pas important dans notre cas puisque la différence en masse n'est pas assez importante (Turcotte et al. (1998b)). Le facteur dominant est donc l'emplacement du BZCS. Comme on peut le voir à la Figure 4.9b, les ZCS des modèles de $1.5 M_{\odot}$ ($\Delta M/M_{\star} \approx 10^{-7}$) sont beaucoup plus minces que celles du modèle $1.4 M_{\odot}$ ($\Delta M/M_{\star} \approx 10^{-5}$). Les temps caractéristiques de diffusion sont donc beaucoup plus petits sous la ZCS pour les modèles plus massifs. Ceci génère alors des anomalies plus prononcées.

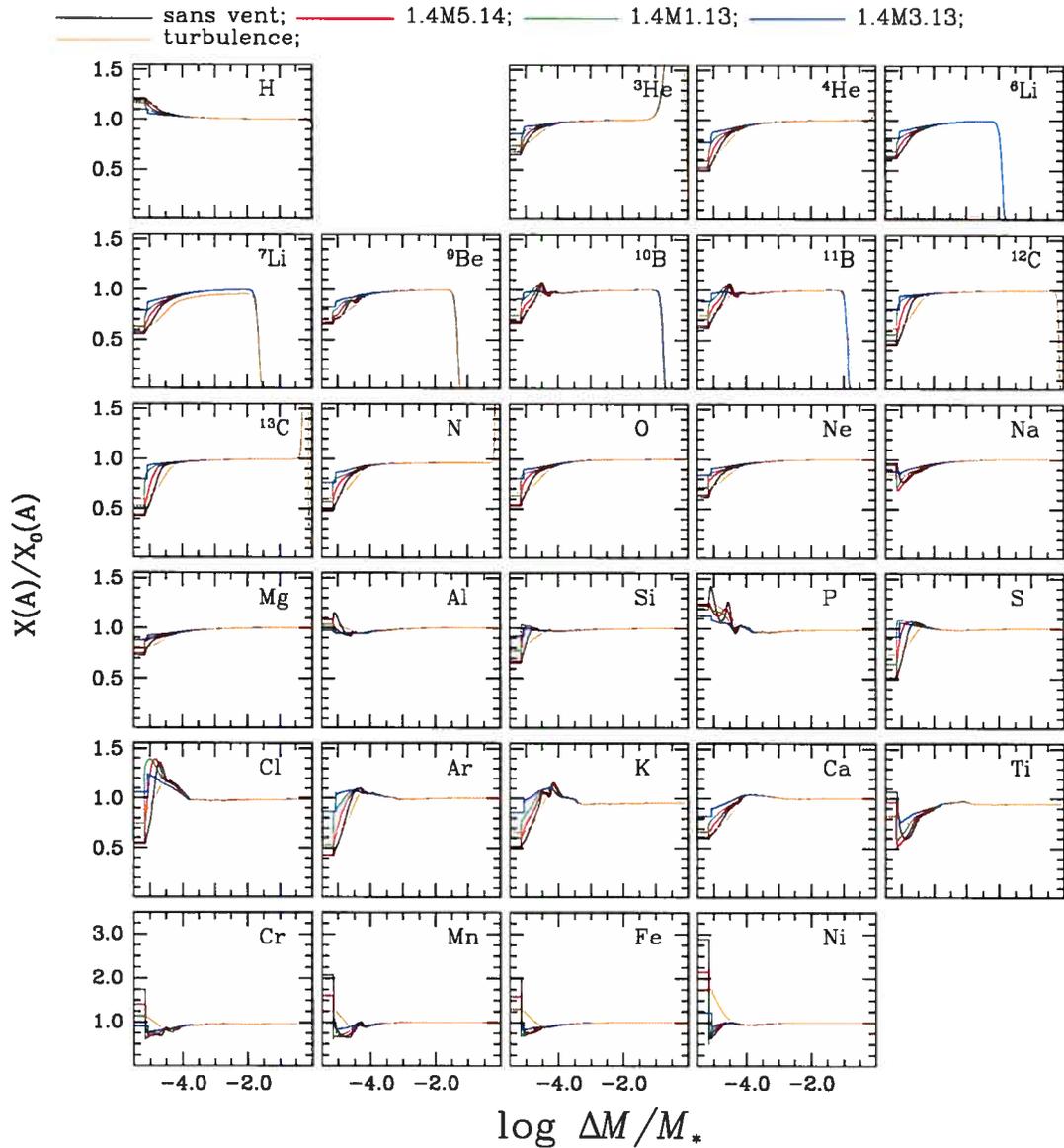


FIGURE 4.5 – Profils internes des abondances pour les modèles de $1.40 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.4R1K-2 à 300 Myr. Notez le changement d'échelle à la dernière rangée. Les abondances sont homogénéisées dans les CZ.

On voit à la Figure (4.10) l'évolution temporelle des abondances en surface pour ces modèles. Une perte de masse de $1 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$ suffit pour réduire substantiellement les surabondances des éléments du pic du fer (facteur 2 pour Fe). Comme pour les modèles précédents, les abondances en surface reflètent le comportement de g_{rad} et de g dans l'enveloppe (voir Figure (4.11)) tout en étant sujettes aux mouvements advectifs causés par le vent (voir Figure

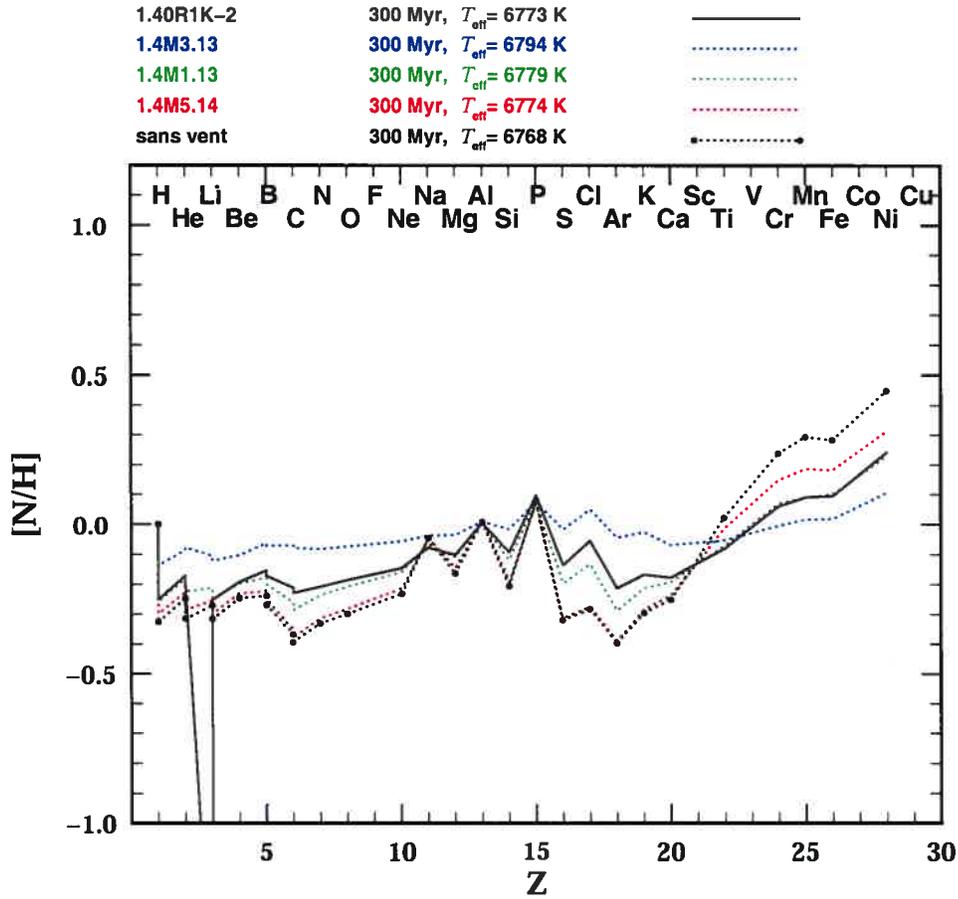


FIGURE 4.6 – Variation des abondances en surface selon le numéro atomique à 300 Myr pour les modèles de $1.40 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.4R1K-2. Les abondances sont montrées en terme de $[N/H]$.

(4.12)). Pour ce qui est du modèle avec turbulence, on note que celui-ci peut ressembler à n'importe lequel des modèles avec vent jusqu'à 300 Myr, après quoi il se situe typiquement quelque part entre les modèles 1.5M1.14 et 1.5M5.14. Les modèles calculés se situent dans l'intervalle $6700 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 7160 \text{ K}$ et passent tous à peu près 500 Myr au-dessus de 7000 K; ils sont donc de bons candidats pour la comparaison aux étoiles AmFm.

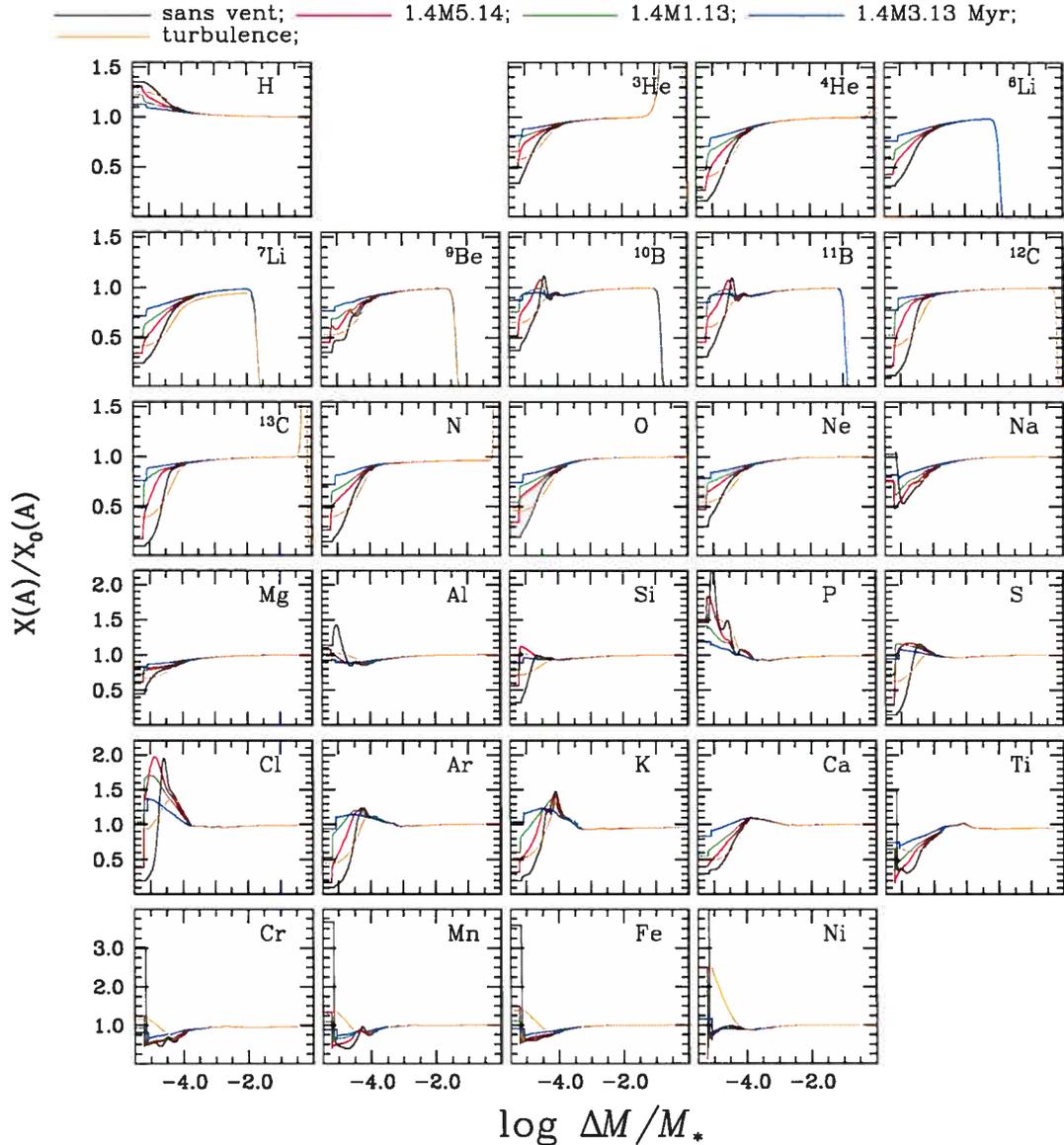


FIGURE 4.7 – Profils internes des abondances pour les modèles de $1.40 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.4R1K-2 à 670 Myr

4.3 Profils d'abondances internes et abondances en surface à 300 Myr, 500 Myr et à 670 Myr

Les profils internes des abondances et les abondances en surface correspondantes pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ sont montrés aux Figures 4.13-4.18. Les abondances en surface sont

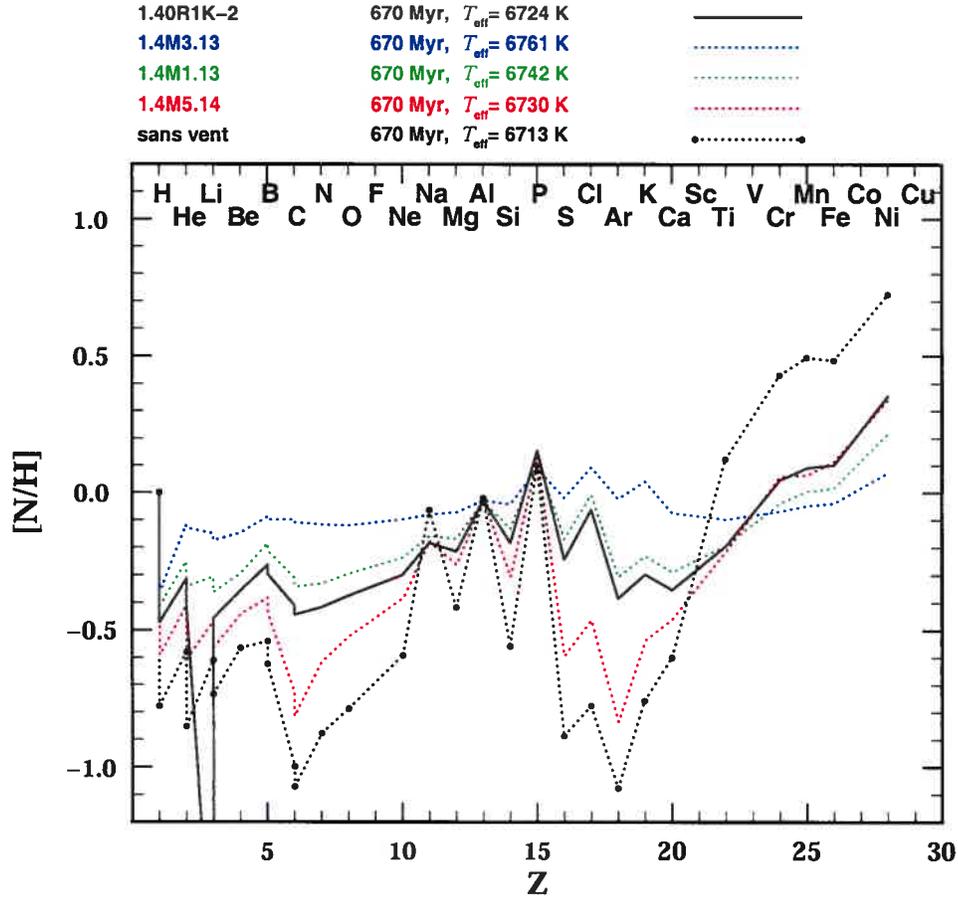


FIGURE 4.8 – Variation des abondances en surface selon le numéro atomique à 670 Myr pour les modèles de $1.40 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.4R1K-2. Les abondances sont montrées en terme de $[N/H]$.

comparées à six abondances observées de τ UMa (Mg, Ca, Sc, Cr, Fe et Ni). Il faut cependant souligner que le Sc n'est pas considéré dans nos calculs; les courbes approximent (simple interpolation linéaire) le comportement à $Z = 21$ en suivant la tendance naturelle de la solution. Il ne s'agit toutefois pas d'un critère de validation/invalidation de nos modèles puisque $g_{\text{rad}}(\text{Sc})$ sous la SCZ ne se comporte pas nécessairement comme les g_{rad} des éléments voisins. Par ailleurs, une erreur s'est glissée dans les données fournies pour le modèle avec turbulence. La courbe du ${}^7\text{Li}$ (voir Figure (4.13)) devrait suivre la courbe de 1.5M1.13 (et les autres) dans les parties internes de l'enveloppe. La source de cette inconsistance n'est pas connue pour le moment.

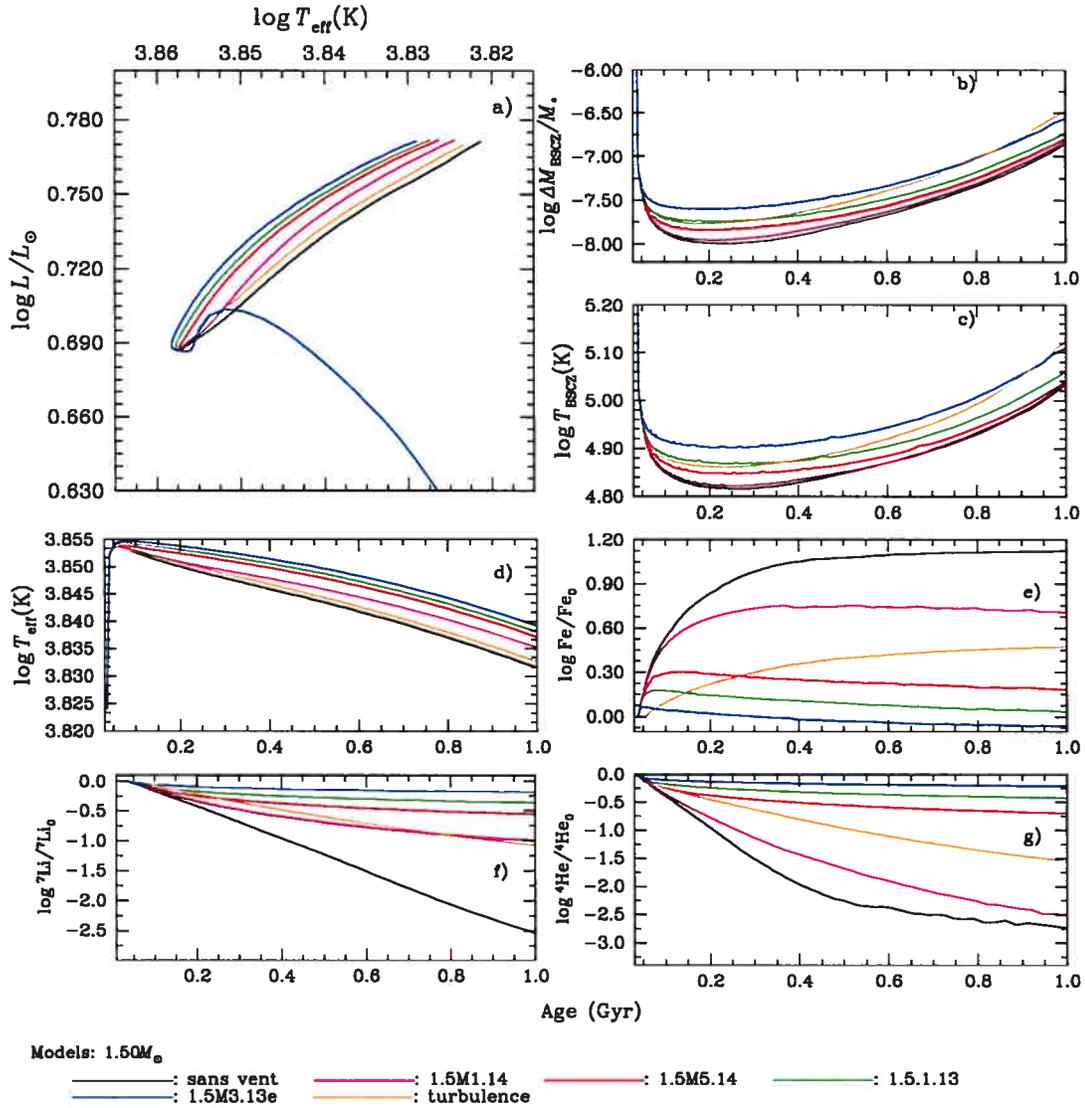


FIGURE 4.9 – Comparaison de l'évolution de la structure et des abondances en surface pour les modèles $1.5 M_{\odot}$ avec perte de masse et avec turbulence. Le modèle avec turbulence est montré à partir de 50 millions d'années.

En regardant les profils internes à 300 Myr (Figure (4.13)), on peut voir que pour le modèle avec turbulence, les éléments du pic du fer sont localement surabondants immédiatement sous la zone convective, alors que pour les modèles avec vent, une déficience locale se développe à cet endroit. Par conséquent, pendant un certain moment, les abondances en surface de ces éléments vont croître pour le modèle avec turbulence. Dans le cas de la perte de masse,

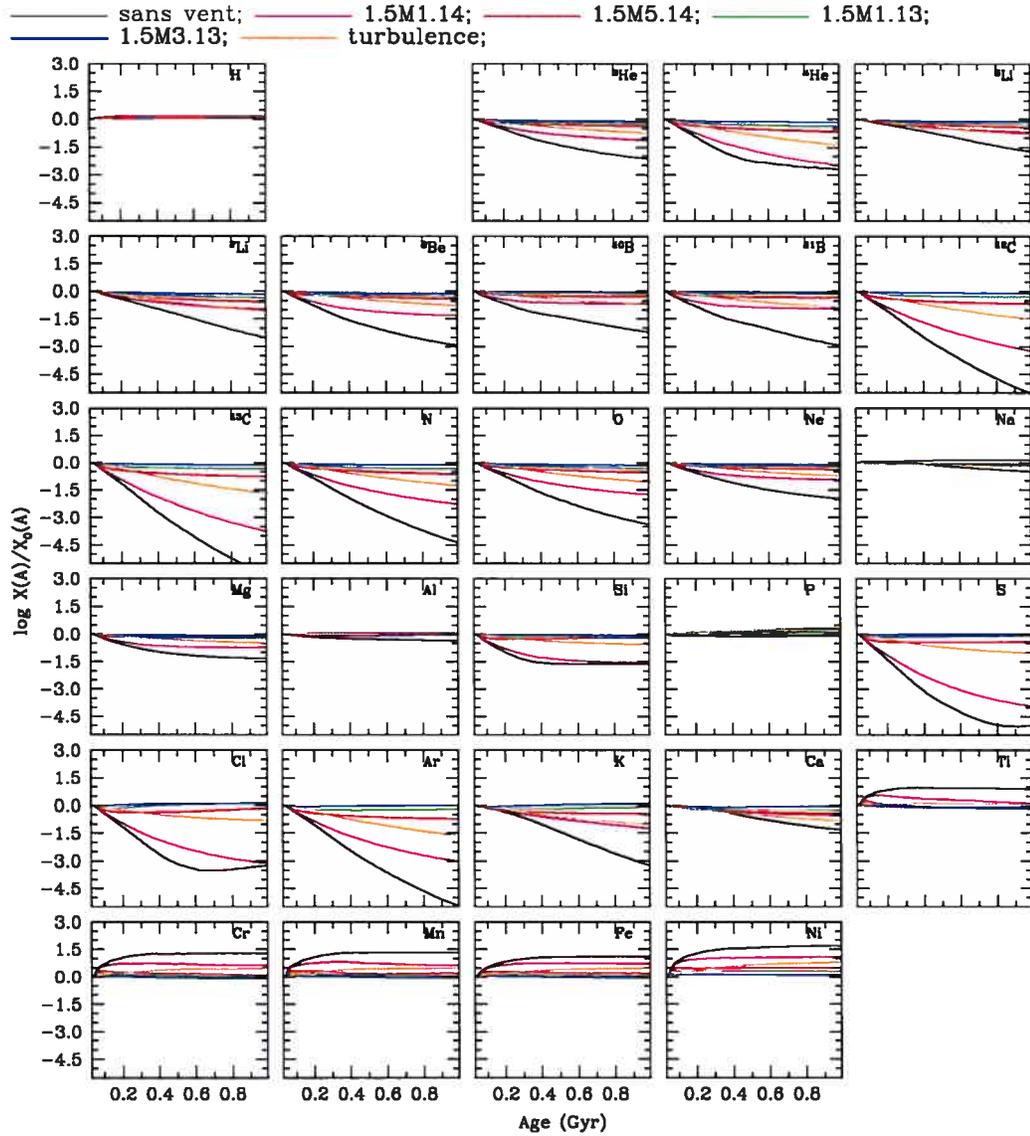


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle des abondances en surface pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$. Cette fois l'échelle des ordonnées est logarithmique étant donné les fortes anomalies.

l'équilibre vers lequel tend les abondances en CZ est régie par l'Équation (1.5). Donc, cela peut conduire à des sousabondances sous la CZ, lorsque v_w et v_D sont du même signe à cet endroit, tout en ayant des surabondances à l'intérieur de la CZ. Ce phénomène est visible à la Figures 4.13. Il s'agit d'une autre confirmation qu'il existe une distinction entre les effets de la turbulence et ceux de la perte de masse.

Pour ce qui est des observations, on constate qu'à 300 Myr, 1.5M1.14 serait le modèle qui

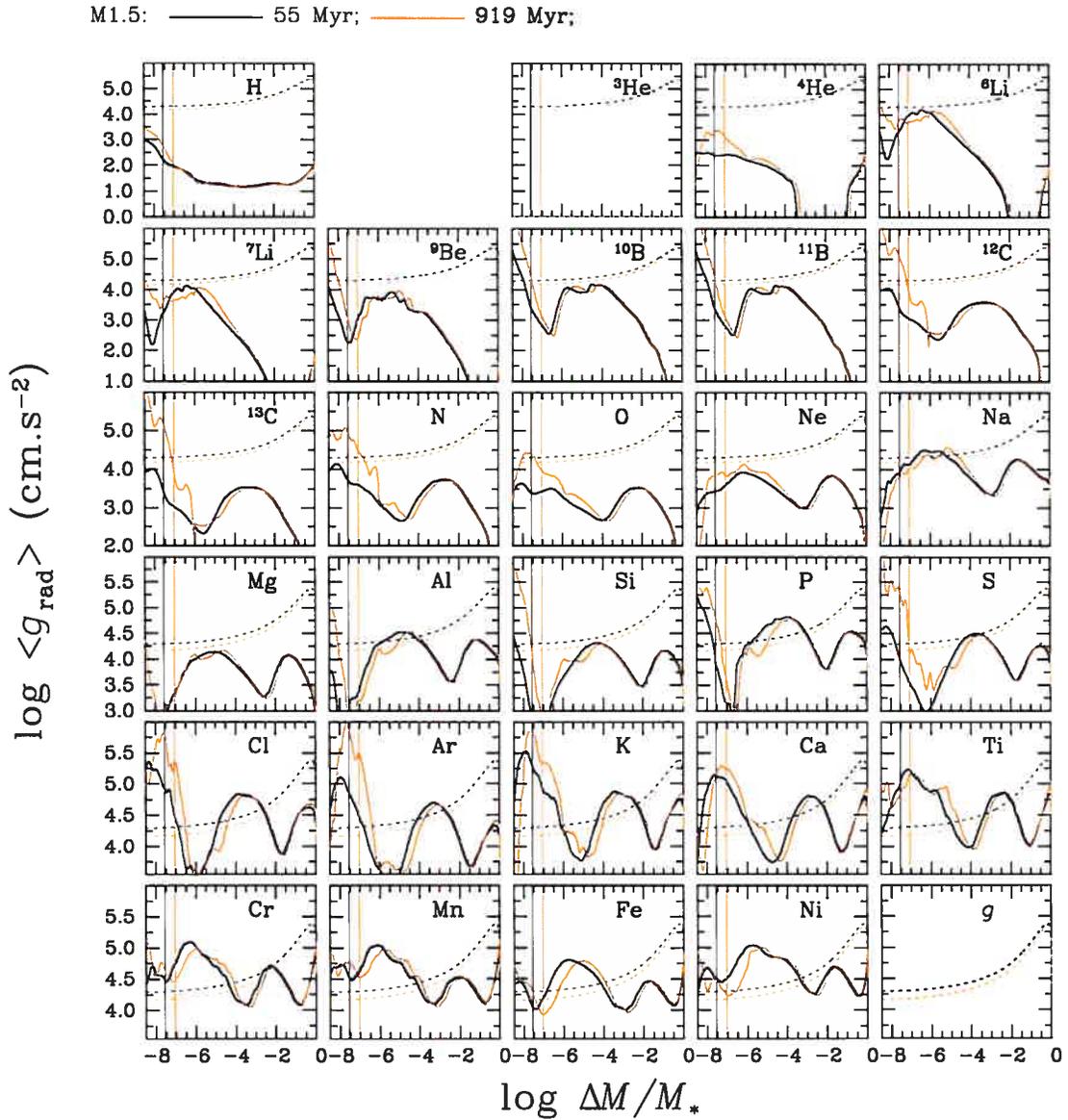


FIGURE 4.11 – Accélérations radiatives (lignes continues) et gravité locale (lignes pointillées) pour le modèle 1.5M1.14.

représente le mieux les observations (voir Figure (4.14)). Tous les éléments sont aussi bien sinon mieux modélisés que pour le modèle avec turbulence sauf pour Mg. Cependant, le Mg observé est surabondant alors que tous les modèles incluant celui avec turbulence prédisent une sousabondance de Mg. Ceci pourrait être relié à un défaut intrinsèque dans les modèles (puisque Mg demeure sousabondant pour tous les modèles et pour tout âge) ou bien il peut

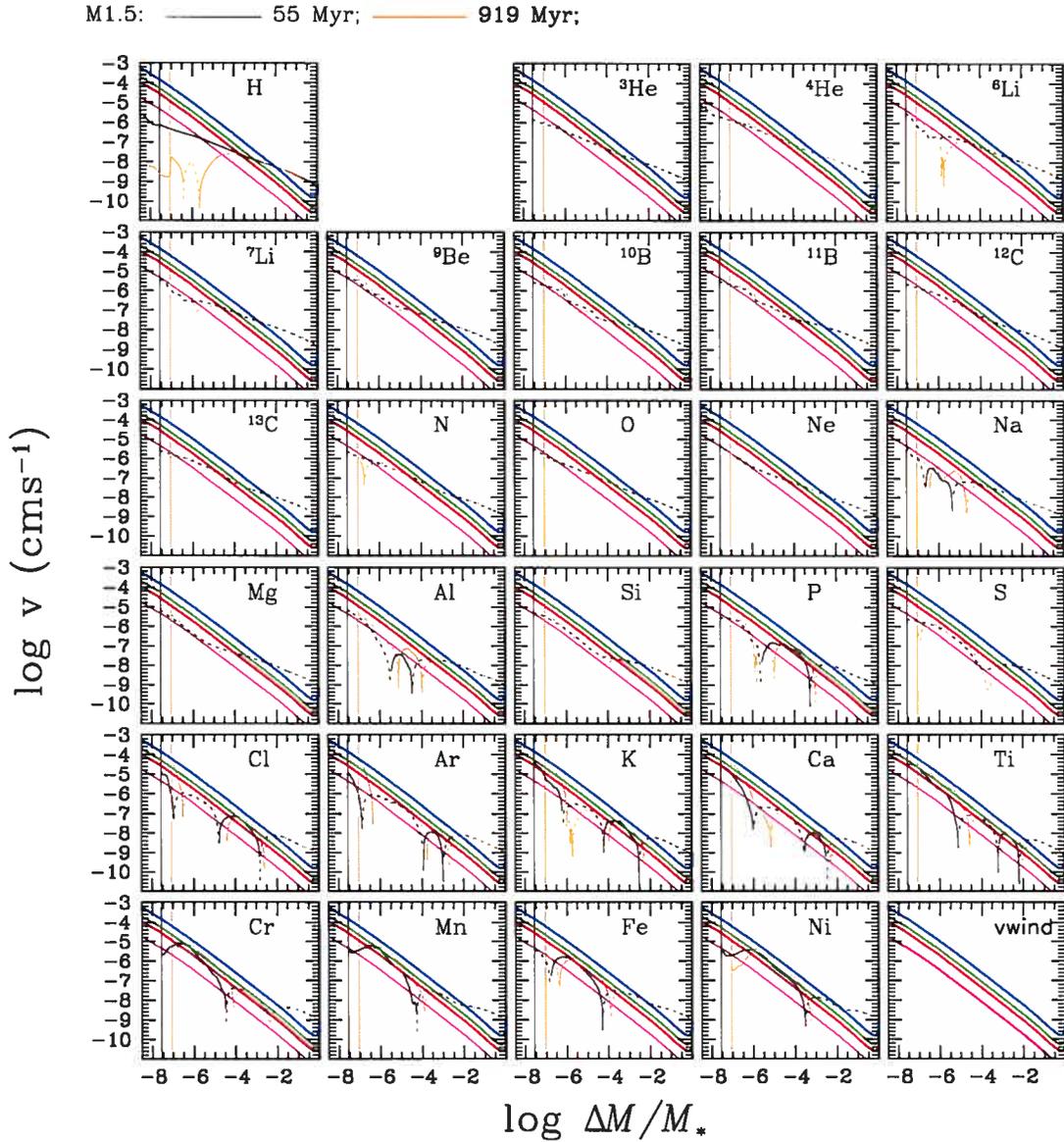


FIGURE 4.12 – Comparaison des vitesses de drift aux vitesses de vent associées aux différentes pertes de masse. Les droites correspondent aux vitesses de vents des modèles 1.4M5.14 (courbe rouge), 1.4M1.13 (courbe verte) et 1.4M3.13 (courbe bleue). Les vitesses de drift sont montrées pour le modèle 1.5M1.14. Les lignes pointillées indiquent que la vitesse est négative (orientée vers l'intérieur) alors que les lignes continues signalent des vitesses positives. Sauf pour H et ^4He , les vitesses de drift ne sont pas calculées en CZ.

avoir une erreur dans la détermination de l'abondance de Mg. En effet, Hui-Bon-Hoa (2000) trouve une abondance de 0.14 en unité de $[\text{N}/\text{H}]$ et ne spécifie pas les barres d'erreur. Selon les autres résultats de l'article, il ne serait pas déraisonnable d'imaginer des barres d'erreur

de 0.1 ou plus, ce qui pourrait ramener l'abondance de Mg plus près ou même en dessous de 0.

Parmi les trois âges d'intérêt, les modèles de 300 Myr sont probablement les meilleurs candidats pour représenter τ UMa puisque ces modèles ont $T_{\text{eff}} \approx 7075$ K et $\log g \approx 4.25$ alors que τ UMa a une $T_{\text{eff}} \approx 7300$ K (ou 7050 K voir Section 3.3) et un $\log g \approx 4.2$ (ou 3.8). Le modèle spécifique 1.5M1.14 à une $T_{\text{eff}} = 7068$ K et $\log g = 4.2$. La différence en T_{eff} pourrait peut-être expliquer les petits écarts par rapport aux observations. Cela étant dit, on constate qu'à 500 Myr (Figure (4.16)) et à 670 Myr (Figure (4.18)) le modèle 1.5M1.14 réussit toujours à reproduire les abondances observées. Outre le Mg, les observations sont aussi bien représentées (Cr, Fe et Ni) sinon mieux représentées (Ca) par le modèle 1.5M1.14 que par le modèle avec turbulence.

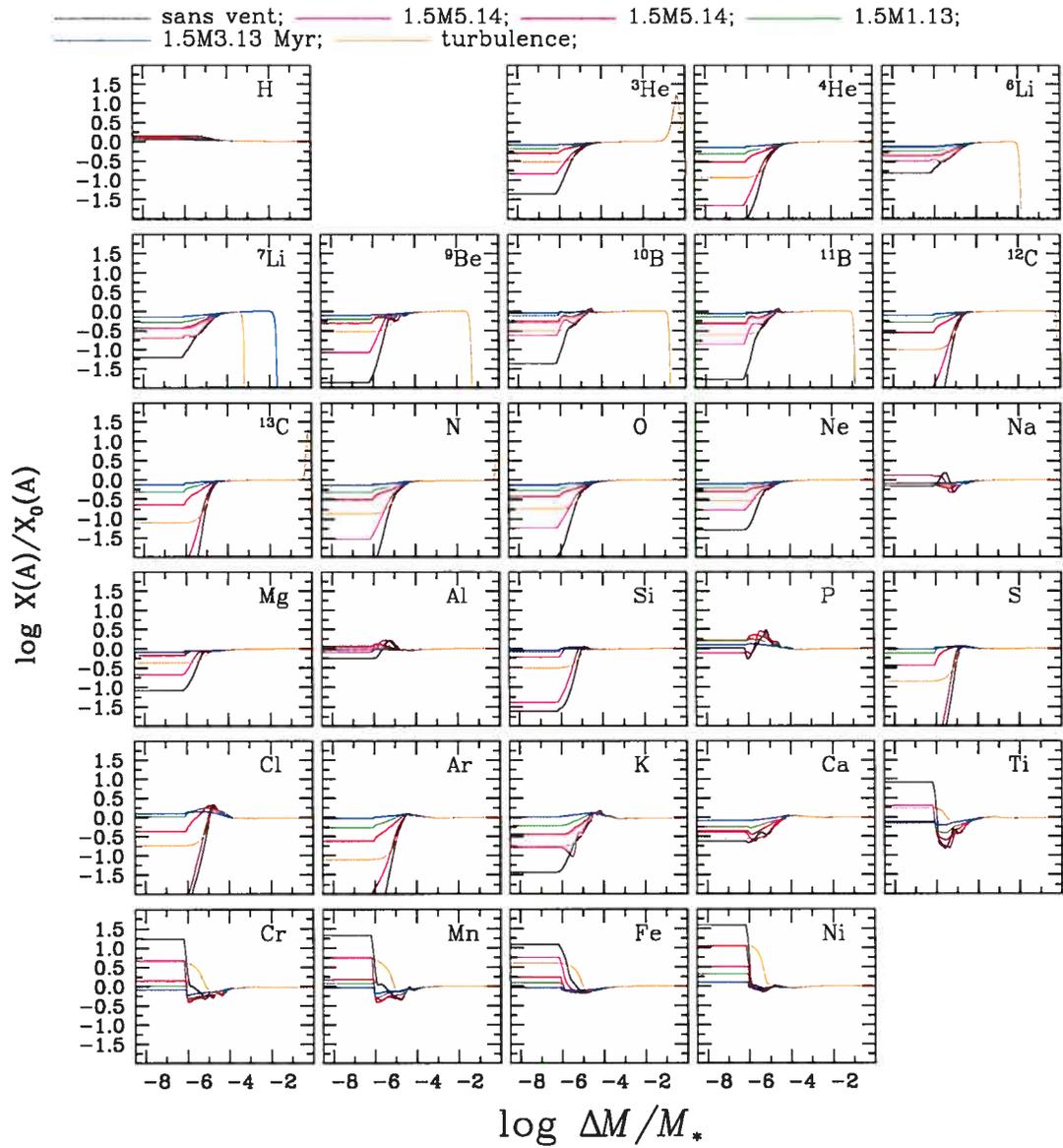


FIGURE 4.13 – Profils internes des abondances pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400 à 300 Myr. L'abscisse varie de 0 à -8.5. On note l'inconsistance dans les données de ${}^7\text{Li}$ pour le modèle avec turbulence.

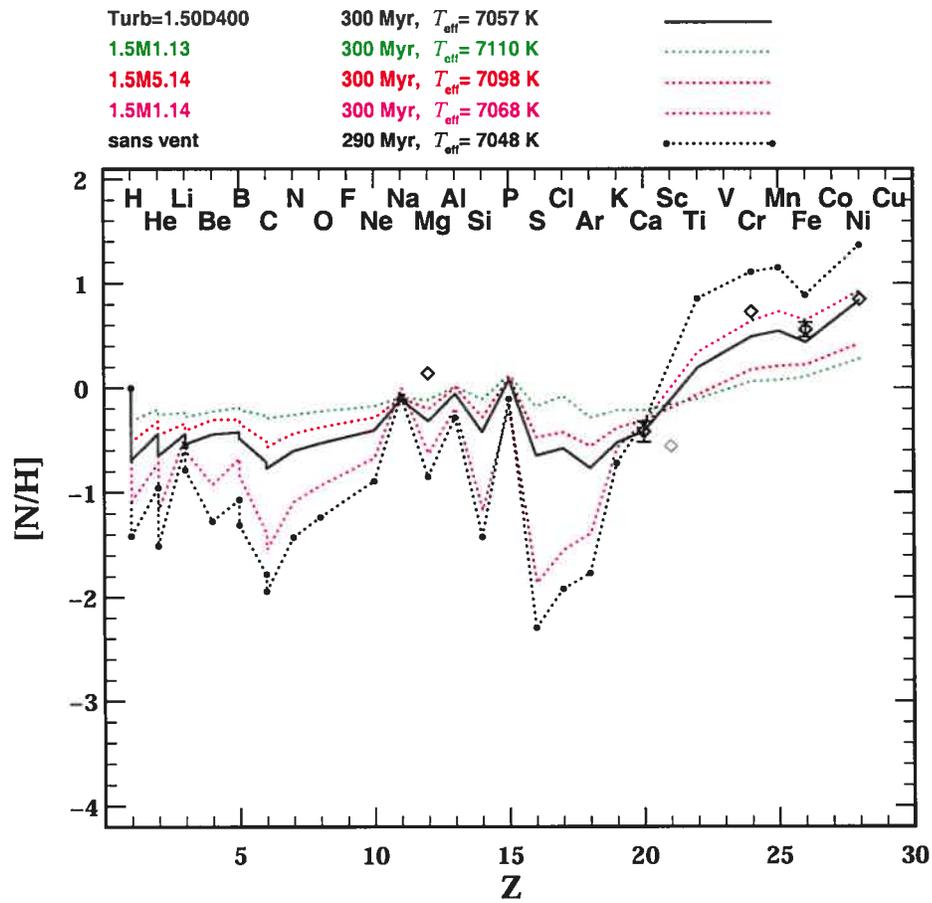


FIGURE 4.14 – Variation des abondances en surface selon le numéro atomique à 300 Myr pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400. Les losanges correspondent aux abondances observées pour τ UMa. Les barres d'erreur indiquées sont celles qui sont déterminées avec certitude par Hui-Bon-Hoa (2000). On peut assumer des erreurs de l'ordre de la taille du point lui-même pour les autres valeurs observées. Pour faciliter la lecture, on a omis la courbe de 1.5M3.13 puisqu'elle ne concordait manifestement pas avec les observations.

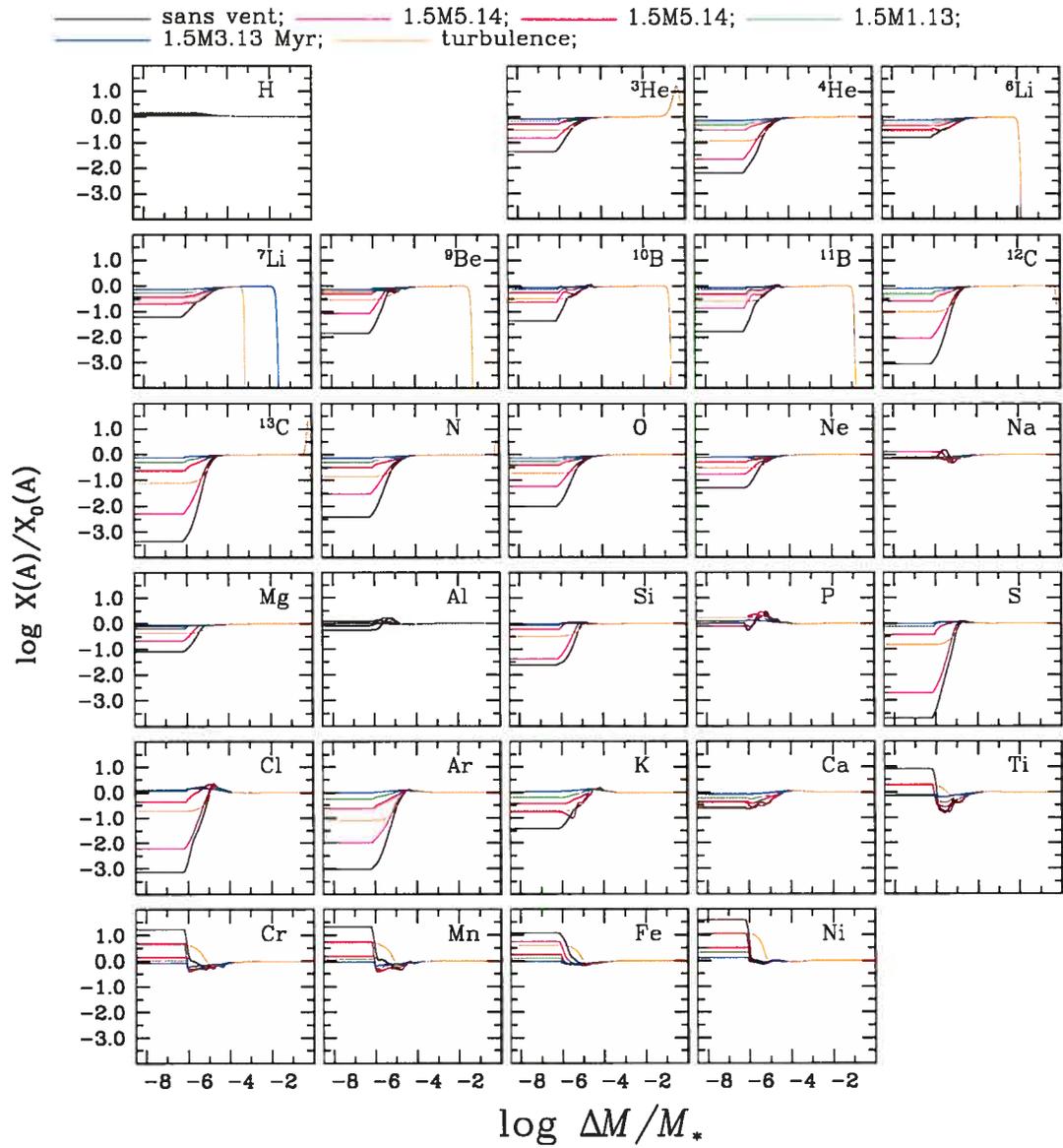


FIGURE 4.15 – Profils internes des abondances pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400 aux environs de 500 Myr. L'abscisse varie de 0 à -8.5.

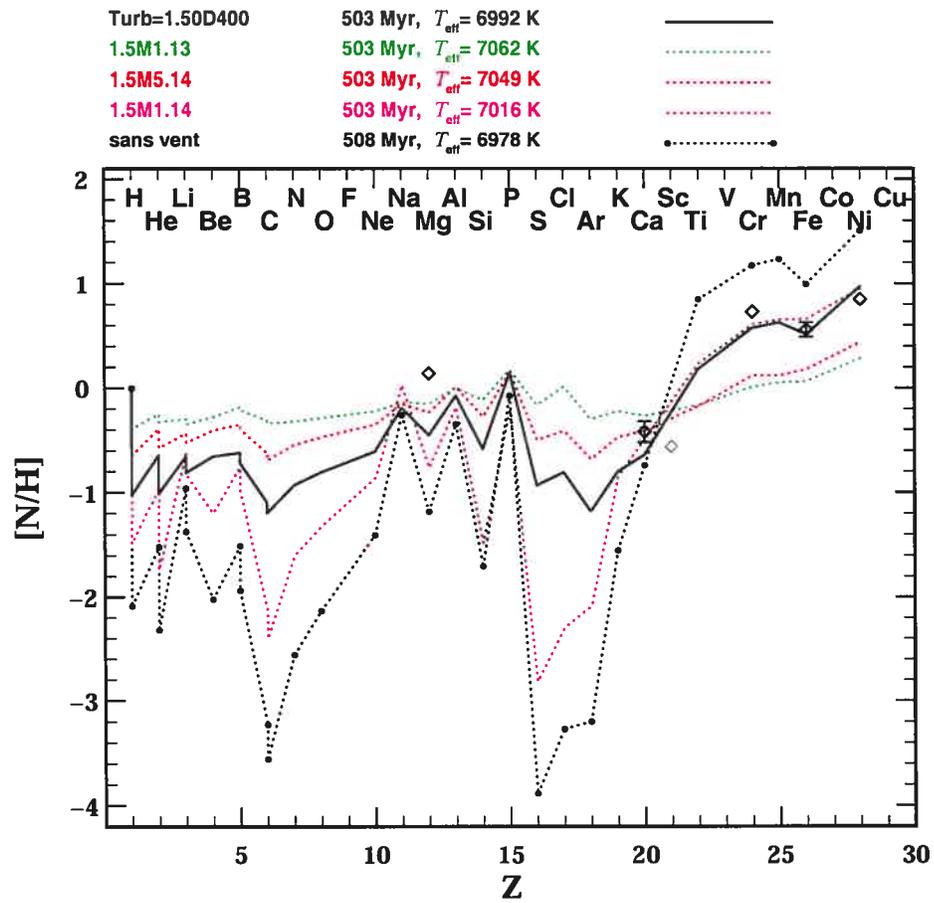


FIGURE 4.16 – Variation des abondances en surface selon le numéro atomique aux environs de 500 Myr pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400. Les losanges correspondent aux abondances observées pour τ UMa.

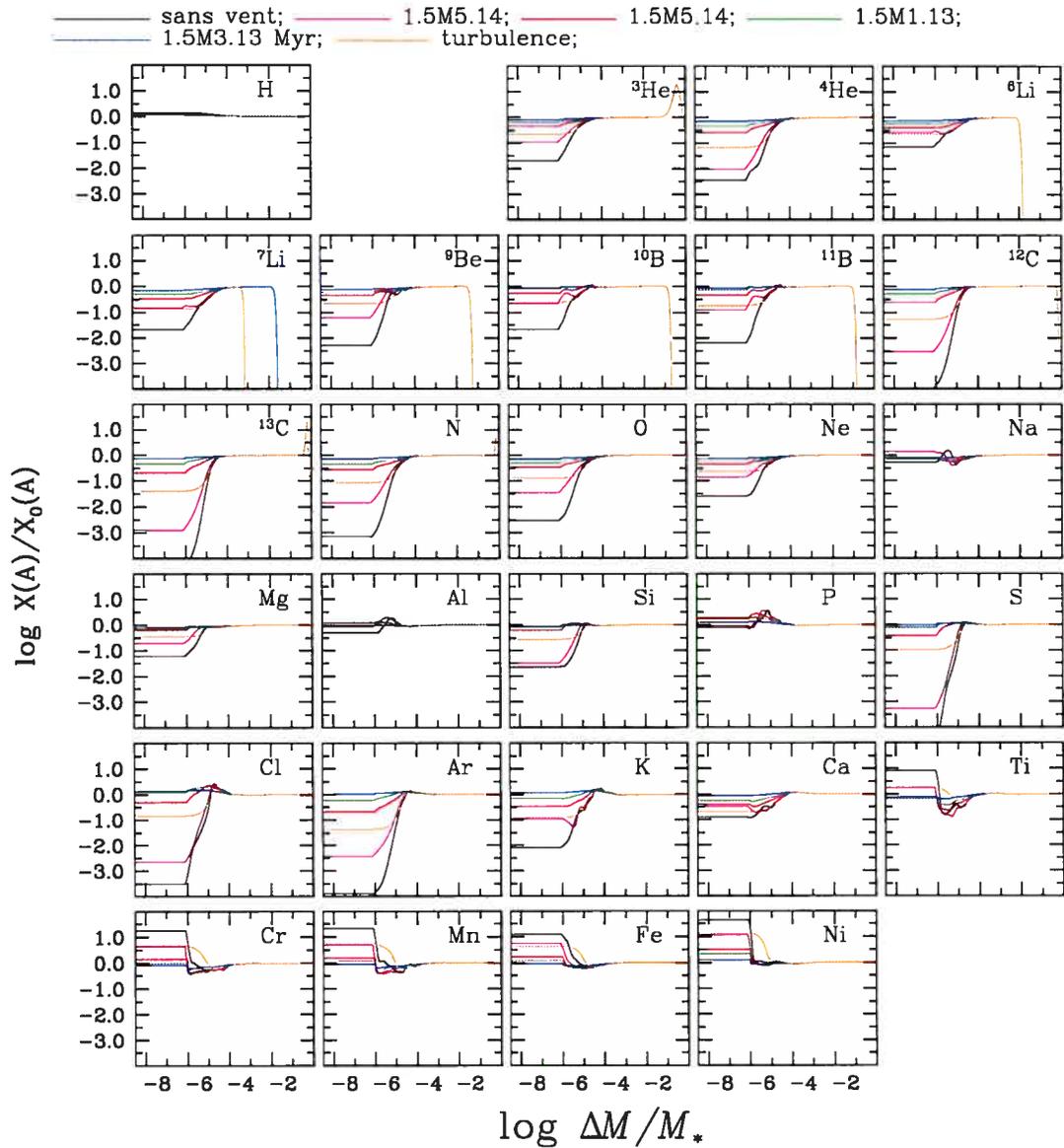


FIGURE 4.17 – Profils internes des abondances pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400 à 670 Myr. L'abscisse varie de 0 à -8.5.

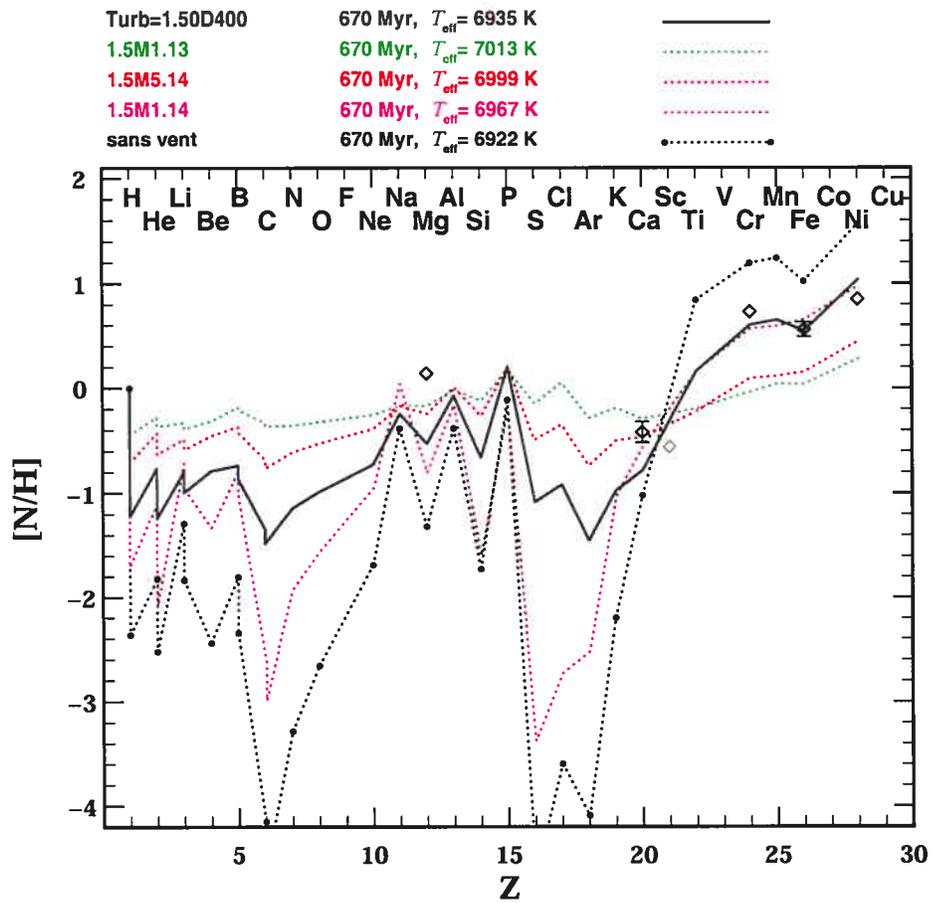


FIGURE 4.18 – Variation des abondances en surface selon le numéro atomique à 670 Myr pour les modèles de $1.50 M_{\odot}$ avec perte de masse et le modèle 1.5D400. Les losanges correspondent aux abondances observées pour τ UMa.

Conclusion

Des modèles évolutifs d'étoiles de masse $1.40 M_{\odot}$ et $1.50 M_{\odot}$ ont été calculés de manière self-consistante en tenant compte de tous les effets de la diffusion atomique, ainsi que de la perte de masse. Pour les modèles de $1.4 M_{\odot}$, un taux de perte de masse plus grand que $1 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$ était nécessaire pour réduire les abondances prédites par le modèle purement diffusif, alors qu'un taux de perte de masse de $3 \times 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ inhibait presque complètement les effets de la diffusion atomique. Pour ce modèle un taux de perte de masse se situant dans l'intervalle $5 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1} < \dot{M} < 1 \times 10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ est le plus probable. Pour le modèle de $1.50 M_{\odot}$, un taux de perte de masse de $1 \times 10^{-14} M_{\odot} yr^{-1}$ permet de très bien reproduire quatre des cinq abondances observées. Ce qui est encore plus remarquable est que ce taux de perte de masse est identique à celui qui est mesuré à la surface du Soleil.

Ces modèles offrent une explication du phénomène AmFm qui s'oppose au modèle classique puisque la masse affectée par la séparation s'élève jusqu'à quelques dixièmes de points de pourcentage alors que l'approche classique n'implique que 10^{-10} de la masse de l'étoile.

En analysant les abondances internes et en surface, ainsi que certains paramètres globaux des modèles, il est indéniable que la turbulence et la perte de masse exercent une influence bien différente sur les diverses composantes de l'étoile, notamment les abondances. On conclut tout de même que la perte de masse est un processus hydrodynamique viable dans la mesure où il peut combattre les effets de la diffusion atomique dans les étoiles se situant dans l'intervalle $6500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 7100 \text{ K}$ et ainsi reproduire les anomalies observées. Ceci étant dit, le problème du transport des éléments en terme du nombre de paramètres qui influe le comportement en surface d'un certain élément (brûlage, termes advectifs, g_{rad} , paramètre structurel, etc.) est très complexe. Il s'avère donc très difficile voire impossible d'isoler parfaitement chacun de

ces processus hydrodynamiques afin de prédire avec certitude le comportement de modèles. Toutefois, une analyse de modèles de masses $1.8 - 2.2 M_{\odot}$ avec perte de masse serait essentiel si l'on veut arriver à évaluer les capacités de notre modèle puisque les observations sont beaucoup plus nombreuses dans cette gamme de masses. Pour ce faire, la prochaine étape serait donc d'augmenter la robustesse du code évolutif avec perte de masse afin que l'on puisse faire évoluer des modèles de plus grandes masses sans avoir à y ajouter de la turbulence.

Bien que les abondances des 28 espèces considérées dans ces calculs ne peuvent être sondées et déterminées pour chacune des étoiles AmFm observées, un plus grand nombre d'abondances observées est nécessaire si l'on veut arriver à contraindre les modèles théoriques et, ultimement, à bien comprendre la dynamique interne des étoiles.

Bibliographie

Abt, H. A. 1961, ApJS, 6, 37

—. 2000, ApJ, 544, 933

Baglin, A. 1972, A&A, 19, 45

Bahcall, J. N., Pinsonneault, M., Basu, S., & Christensen-Dalsgaard, J. 1997, Phys. Rev. C, 78, 1771

Brancazio, P. J. & Cameron, A. G. W. 1967, Can. J. of Physics, 45, 3297

Brown, A., Vealé, A., Judje, P., Bookbinder, J. A., & Hubeny, I. 1990, ApJ, 361, 220

Burgers, J. S. 1969, in Flow Equations for Composite Gases (New York: Academic)

Burnett, D. S. 1987, in Finite element analysis, from concepts to application (Addison-Wesley publishing company)

Cannon, A. J. 1901, Harvard Ann., 28, 129

Charbonneau, P. 1993, ApJ, 405, 720

Charbonneau, P. & Michaud, G. 1988, ApJ, 327, 809

—. 1991, ApJ, 370, 693

Fowler, W. A., Burbidge, E. M., Burbidge, G., & Hoyle, F. 1965, ApJ, 142, 423

Giannuzzi, M. A. 1979, A&A, 77, 214

Gonzalez, J.-F., LeBlanc, F., Artru, M.-C., & Michaud, G. 1995, ApJ, 297, 223

Heney, L. G., Forbes, J., & Gould, N. L. 1964, ApJ, 139, 306

Hui-Bon-Hoa, A. 2000, A&AS, 144, 203

- Iglesias, C. A. & Rogers, F. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Krishna-Swamy, K. S. 1966, *ApJ*, 145, 176
- Lamers, H. J. G. L. M. 1981, *ApJ*, 245, 593
- Landstreet, J. D. 1982, *ApJ*, 258, 639
- Lanz, T. & Catala, C. 1992, *A&A*, 257, 663
- Latour, J., Toomre, J., & Zahn, J.-P. 1981, *ApJ*, 248, 1081
- LeBlanc, F. 2003, in *ASP Conference Series*, Vol. No. 216
- LeBlanc, F., Michaud, G., & Richer, J. 2000, *ApJ*, 538, 876
- Levato, H. & Abt, H. A. 1978, *PASP*, 90, 428
- Maury, A. C. 1897, *Harvard Ann.*, 28, 1
- Michaud, G. 1970, *ApJ*, 160, 641
- . 1977, *Nature*, 266, 433
- . 1982, *ApJ*, 258, 349
- Michaud, G. & Charland, Y. 1986, *ApJ*, 311, 326
- Michaud, G., Charland, Y., Vauclair, S., & Vauclair, G. 1976, *ApJ*, 210, 447
- Michaud, G., Richard, O., Richer, J., & VandenBerg, D. A. 2004, *ApJ*, 606, 452
- Michaud, G., Richer, J., & Richard, O. 2005, *ApJ*, 623, 442
- Michaud, G., Tarasick, D., Charland, Y., & Pelletier, C. 1983, *ApJ*, 269, 239
- Monier, R. 2005, *A&A*, 442, 563
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986, *ApJS*, 61, 177
- Profitt, C. R. & Michaud, G. 1991, *ApJ*, 371, 584
- Richard, O., Michaud, G., & Richer, J. 2001, *ApJ*, 558, 377
- Richer, J., Michaud, G., Rogers, F., Turcotte, S., & Iglesias, C. A. 1998, *ApJ*, 492, 833
- Richer, J., Michaud, G., & Turcotte, S. 2000, *ApJ*, 529, 338
- Seaton, M. J., Yan, Y., Mihalas, D., & Pradhan, A. K. 1994, *MNRAS*, 266, 805

Smith, M. A. 1973, *ApJS*, 25, 277

Titus, J. & Morgan, W. W. 1940, *ApJ*, 92, 256

Turcotte, S. 1997, PhD thesis, Université de Montréal

Turcotte, S., Michaud, G., & Richer, J. 1998a, *ApJ*, 504, 559

Turcotte, S., Richer, J., Michaud, G., Iglesias, C. A., & Rogers, F. 1998b, *ApJ*, 504, 539

van't Veer-Menneret, C. & Mégessier, C. 1996, *A&A*, 309, 879

Vauclair, G., Vaucliar, S., & Michaud, G. 1978, *ApJ*, 223, 920

Watson, W. D. 1971, *A&A*, 13, 263

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de recherche Georges Michaud pour ses nombreux conseils, son soutien financier et surtout pour sa patience. Je remercie aussi Jacques Richer pour avoir répondu à mes innombrables questions, aussi niaiseuses qu'elles soient. Finalement, merci à ma mère qui me demande continuellement si mes trucs avancent et au reste de ma famille qui m'encourage continuellement.