

**ÉVOLUTION DES GALAXIES
DANS LES DOMAINES X ET OPTIQUE**

**HISTOIRE DE LA FORMATION D'ÉTOILES
ET DE LA MÉTALLICITÉ**

Thèse présentée le 27 Octobre 2003 à l'Institut d'Astrophysique par

Damien Le Borgne

pour obtenir le grade de **Docteur de l'Université Paris Sud XI**

Spécialité : **Astrophysique et méthodes associées**

Devant la commission d'examen :

Président du jury	:	Guillaume Pineau-des-Forets
Directrice de thèse	:	Brigitte Rocca-Volmerange
Rapporteur	:	Jacqueline Bergeron
Rapporteur	:	Martin Ward
Examineur	:	Günther Hasinger
Examineur	:	Jean Ballet
Invité	:	David Elbaz

Remerciements

Mes remerciements vont d'abord à Brigitte qui a été pour moi une directrice de thèse remarquable. Sa gentillesse, sa très grande disponibilité, et ses conseils avisés ont été de nombreuses fois extrêmement précieux au cours de ses trois années. Elle m'a proposé un sujet d'un grand intérêt, lié à un domaine de l'astrophysique en plein essor. De plus, elle a parfaitement bien su m'aider à remédier aux quelques périodes de doutes, scientifiques ou personnels, qui ont jalonné mon travail, et à préparer l'après-thèse.

J'aimerais également remercier les rapporteurs de mon jury, Jacqueline Bergeron et Martin Ward, qui ont m'ont honoré en acceptant ce rôle, et qui ont eu la gentillesse de lire attentivement et de critiquer de façon constructive mon manuscrit. Merci aussi à Jean Ballet, Guenther Hasinger, et David Elbaz pour leurs nombreuses remarques et leurs commentaires précieux. Enfin, je suis très reconnaissant à Guillaume Pineau-des-Forêts d'avoir accepté de présider ce jury.

Ma thèse s'est déroulée dans des conditions matérielles excellentes, et je le dois à tout le personnel technique, au service informatique, et à la direction de l'IAP.

Merci aussi à l'équipe enseignante de l'École Polytechnique qui m'a permis d'accorder les fonctions de moniteur que j'exerçais dans ses locaux ces trois années avec mes activités de thèse.

Cette thèse ne se serait évidemment pas déroulée aussi agréablement sans mes nombreux amis qui ont préparé la leur en même temps que moi. Merci à Maria, Bastien, Ester, Sébastien, Fred, Rodriguo et Brice pour les innombrables pauses café, à Claudia et Gianfranco pour leurs qualités de traducteurs, à Félix pour son extrême gentillesse et son aide technique précieuse. Merci aux post-docs pour leur dynamisme, en particulier Nick, Niruj, et Carlos. Merci aussi à Cyril, Fred (un autre), Baptiste et Philippe pour leur amitié et les boeufs endiablés qui nous ont plusieurs fois réunis. Merci surtout à Jérémy, qui rentre dans un bon nombre de ces catégories, et qui a bravement partagé mon bureau pendant ces trois années. Je n'oublierai pas nos nombreuses parties de XBlast et de Baby. Merci aussi à tous ceux que je n'ai pas cité, mais que je garde en mémoire.

Merci enfin à ma famille pour son éternelle affection : mes parents, ma soeur, Tina, mes grands-parents, et à Laure qui sait bien tout ce que je lui dois.

Résumé

Nous présentons dans ce travail un couplage cohérent des distributions spectrales d'énergies de galaxies évoluées aux longueurs d'onde X et optiques.

Les nouveaux télescopes spatiaux en orbite (XMM et CHANDRA) ainsi que les grands télescopes au sol (VLT) permettent aujourd'hui d'observer avec une grande précision les galaxies proches comme les plus lointaines.

L'étude des sources de rayons X dans les galaxies met en évidence le rôle particulier des étoiles en fin de vie. Parmi celles-ci, les restes de supernovae, les binaires X de faible masse et les binaires X de grande masse sont des sources particulièrement brillantes. Du gaz chaud est également présent dans les régions de formation d'étoiles et dans les galaxies elliptiques. Enfin, l'absorption des photons X par le gaz froid du milieu interstellaire est souvent très grande aux énergies inférieures à 1 keV.

L'association de la modélisation des spectres de ces sources avec un code de synthèse spectrale évolutive nous permet de prédire les spectres X de galaxies dont les histoires de formation d'étoiles peuvent être très diverses. Nous étendons ainsi la couverture spectrale des spectres synthétiques calculés jusqu'à présent dans les domaines ultraviolet, visible, et infrarouge proche. La force du modèle d'évolution est de pouvoir prédire de façon cohérente la formation d'étoiles (qui se manifeste principalement dans l'optique), et la mort de ces étoiles (dont les restes sont souvent des objets compacts émetteurs de rayons X). De plus, les métallicités du milieu interstellaire et des étoiles, qui évoluent au fur et à mesure que les étoiles meurent, ont des signatures particulières dans tous ces domaines de longueur d'onde.

Nous présentons les résultats de spectres et de couleurs X obtenus pour tous les types spectraux de galaxies. Nous expliquons les corrélations observées entre le taux de formation d'étoiles, les luminosités en bande B et les luminosités aux longueurs d'onde X. Nous appliquons ensuite nos modèles à la prédiction des fonctions de luminosité X des galaxies normales, puis nous estimons la fraction du fond diffus X qui peut être attribuée à ces galaxies.

L'étude de la formation d'étoiles et de l'évolution de la métallicité est faite conjointement dans le visible. Nous construisons un code de synthèse spectrale automatique et nous l'appliquons à l'analyse de galaxies elliptiques proches. Nous présentons également une extension de ce code, permettant d'estimer des décalages spectraux photométriques, et nous l'utilisons pour analyser des galaxies lointaines.

Enfin, nous proposons une étude des raies en stellaires en absorption dans la lumière visible des galaxies, en associant le code d'évolution PÉGASE à une bibliothèque stellaire à haute résolution spectrale. Nous définissons alors deux nouveaux indices qui caractérisent bien l'âge et la métallicité d'une population stellaire.

Abstract

We present here an attempt to link consistently the spectral energy distributions of evolved galaxies in X-rays and in the optical.

New X-ray observatories in orbit (XMM et CHANDRA) as well as large ground-based telescopes (VLT) can now observe near and distant galaxies with a high precision.

The study of X-ray sources in galaxies enhances the major role played by dying stars. Supernovae remnants, high mass X-ray binaries and low-mass X-ray binaries are probably the most frequent and the most luminous ones. Some hot gas is also present in star forming regions and in elliptical galaxies. The absorption by the cold interstellar medium is often very strong below 1 keV.

By associating the modeled spectra of these sources and a code of evolutionary spectral synthesis, we can predict the X-ray spectra of galaxies, which may have various star formation histories. We extend the spectral covering of the energy distributions computed until now from the ultraviolet to the near infrared. The strength of this coupling is its ability to predict consistently the formation of stars (which appears mainly in the optical spectra), and their deaths (the remnants being often strong X-ray sources). Moreover, the metallicities of the stars and of the interstellar medium evolve as the stars die, and show various features at every wavelength.

We present the predicted spectra and X-ray colors of synthetic galaxies of every spectral type. We explain the correlations observed between the star formation rates, the B-band luminosities and the X-ray luminosities. Then, we apply our models to the prediction of X-ray luminosity functions for normal galaxies. Using these results, we provide an estimation of the contribution of normal galaxies to the X-ray background.

Moreover, the study of the star formation history and of the evolution of metallicity is also done in the optical. We make a code of inverse spectral synthesis and we apply it to local elliptical galaxies. We also use an extension of this code to compute photometric redshifts and to analyse the star formation histories of distant galaxies.

Finally, we propose a study of the stellar absorption lines in the optical light of galaxies, by linking the code of spectrophotometric evolution PÉGASE to a new high resolution spectral library. Then, we define two new spectra indices characterizing well the ages and the metallicities of stellar populations.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Modélisation des sources X galactiques discrètes et diffuses	7
2.1	Introduction	9
2.2	Sources cosmiques de rayons X	10
2.3	Vue d'ensemble des sources X Galactiques	19
2.4	Restes de supernovae	19
2.5	Binaires X de faible et grande masses	32
2.6	Emission par le gaz chaud	42
2.7	Noyaux actifs	45
2.8	Autres émetteurs X	48
2.9	Absorption par le milieu interstellaire	51
2.10	Conclusion	54
3	Modéliser l'évolution des galaxies	57
3.1	Populations stellaires	58
3.2	Le code d'évolution PÉGASE	60
3.3	Scénarios d'évolution	60
3.4	Couleurs optiques	62
3.5	Synthèse spectrale inverse & <i>redshifts</i> photométriques	64
4	Résultats : synthèse évolutive X-optique de galaxies	85
4.1	Évolution des quantités d'émetteurs X	86
4.2	Atlas de spectres X-optiques de galaxies	103
4.3	Comptages X de galaxies - Relevés profonds	121
4.4	Conclusion	134

5 Effets de métallicité	137
5.1 Évolution de la métallicité	138
5.2 Signatures de métallicité dans les spectres	143
6 Évolution à haute résolution spectrale : PÉGASE-HR	145
6.1 ÉLODIE	147
6.2 Insertion d'ÉLODIE dans PÉGASE	148
6.3 Indices spectraux de métallicité et d'âge	152
6.4 Application à des échantillons de galaxies	159
6.5 Perspectives	161
6.6 Article soumis à Astronomy&Astrophysics	164
7 Conclusion	177
Annexes	179
A Le code XSPEC	181
B Choc adiabatique	183
C Luminosité X intégrée sur la vie d'un reste de supernova	185
D Observatoires X	189
E Constantes et conversions	191
F Ajustements de spectres optiques de galaxies elliptiques locales	193

Chapitre 1

Introduction

Par les nuits d'été sans lune, loin des lumières de la ville, on voit nettement la Voie Lactée : une longue traînée blanchâtre, de forme irrégulière, qui coupe la sphère céleste en traversant les constellations du Cygne, de Cassiopée et du Cocher. En dépit de son aspect singulier et imposant, jusqu'au XVIIe siècle la Voie Lactée a subi le même sort que les nombreux objets naturels qui s'y trouvent : une ignorance volontaire. C'est que l'approche scientifique avait alors encore quelque chose de « sulfureux ». De plus, en ces temps où l'imaginaire collectif voyait en la Voie Lactée un lieu de phénomènes merveilleux et l'associait à des mythes et légendes, les scientifiques de l'époque pré-galiléenne qui ne parvenaient pas à l'intégrer dans un cadre cohérent de connaissances, préféraient souvent l'ignorer eux aussi.

Emmanuel Kant (1724-1804), reprenant et transformant les idées de l'astronome amateur, professeur en navigation et théologien Thomas Wright (1711-1786), interpréta les nébuleuses que l'on commençait à voir en grand nombre à travers les télescopes de l'époque comme des « univers-îles ». Par ce terme, il désignait des systèmes stellaires semblables à celui qui constitue la Voie Lactée, et qui seraient présents en très grand nombre dans l'univers, séparés par des espaces immenses. Son intuition était bonne. Nous pouvons effectivement observer aujourd'hui ces *galaxies* avec des télescopes bien plus grands que ceux dont les astronomes de l'époque disposaient, et avec l'aide de détecteurs bien plus performants que l'oeil humain. Nous savons maintenant que les galaxies sont des systèmes complexes formés de gaz, de poussières, et d'étoiles de toutes tailles, elles-mêmes accompagnées de planètes. Elles ont chacune leur forme, leur masse et leur histoire. Car les galaxies sont bel et bien *vivantes*. Les populations stellaires qui les constituent (les amas globulaires en sont un bel exemple) dévoilent des âges parfois très vieux, presque aussi vieux que l'univers lui-même qui est né il y a 13 ou 14 milliards d'années.

L'objet de cette thèse est d'apporter des éclairages sur l'histoire passée et présente des galaxies et sur les objets qui les peuplent. Le langage le mieux adapté pour cette étude est celui de la lumière. Les ondes gravitationnelles ou les rayons cosmiques apporteront peut-être bientôt leur lot d'explications, mais à l'heure actuelle, la lumière reste la source d'information la plus précieuse de l'astronome. Elle peut se décomposer en un spectre, dont les couleurs visibles par l'oeil humain ne représentent qu'une infime fraction. La lumière visible est la mieux connue, et a permis d'étudier en détail, entre autres choses, l'état physique des étoiles (leur

température, leur gravité de surface, la quantité de métaux qu'elles contiennent¹, etc.). Les longueurs d'onde proches du domaine visible (l'ultraviolet ou l'infrarouge proche) contiennent également de nombreuses informations complémentaires. Nous désignerons dans la suite par le terme *optique* cet ensemble de longueurs d'onde comprises entre l'ultraviolet et l'infrarouge proche.

À plus haute énergie, le domaine des rayons X nous renseigne sur les phénomènes violents présents dans l'univers. En effet, les photons X sont produits par des gaz extrêmement chauds (au delà de 10^6 K), lors d'explosions d'étoiles, ou dans les environnements d'objets compacts (étoiles à neutrons, trous noirs, etc.). Mais l'atmosphère terrestre étant opaque aux rayons X, il a fallu attendre les premières fusées dans les années 50, puis les premiers satellites avec des télescopes embarqués pour explorer l'univers à ces longueurs d'onde. Les photons étant bien plus énergétiques dans le domaine X que dans le visible, les techniques d'observation ont dû être totalement modifiées : notamment, il est nécessaire d'utiliser des réflecteurs à incidence rasante comme miroirs de télescopes, et de construire ces réflecteurs avec des matériaux différents (de l'or par exemple). Les tout derniers satellites d'observation du rayonnement X cosmique sont XMM et CHANDRA. Tous deux ont des performances exceptionnelles, avec en particulier une très grande sensibilité pour XMM et une très grande résolution spatiale pour CHANDRA. Ces satellites récents succèdent à de nombreux autres (ROSAT, BeppoSax, ASCA, EINSTEIN, etc.) qui ont beaucoup apporté à la compréhension des phénomènes violents de l'univers local. Depuis les années 1990, de grands relevés permettent ainsi d'apporter des éclairages sur les mécanismes de production de rayons X dans les galaxies.

Cependant, jusqu'à un passé récent, seule la luminosité *intégrée* spatialement était disponible pour les galaxies autres que la nôtre. De grandes incertitudes existaient sur la nature ponctuelle ou diffuse des sources de rayons X. De plus, les faibles pouvoirs de résolutions spectrales ne permettaient pas d'apporter de contraintes claires sur la nature des sources ponctuelles. Les sensibilités et les résolutions spatiales atteintes aujourd'hui permettent d'identifier ces sources ponctuelles à partir de leurs spectres. On commence alors à pouvoir mesurer les spectres individuels des restes de supernovae, des binaires X, des noyaux actifs ou du gaz chaud dans lequel baignent parfois les étoiles.

Toutefois, les liens qui existent entre les sources d'émission X et les sources qui rayonnent dans l'optique ne sont toujours pas clairement établis. La raison la plus évidente pour expliquer ces faiblesses de compréhension réside dans les natures très différentes des sources qui émettent en optique (principalement les étoiles de la séquence principale) et des sources de rayons X (les objets compacts, les explosions d'étoiles, le gaz interstellaire, etc.). En étudiant les galaxies locales, les satellites EINSTEIN et ROSAT ont permis aux astronomes de mettre en évidence une relation linéaire entre la luminosité X et la luminosité dans le visible. Mais cette relation n'est pas toujours une simple relation de proportionnalité, ce qui reste, à l'heure actuelle, mal expliqué. La situation se complique aujourd'hui, alors que les télescopes récents permettent d'observer directement des galaxies plus lointaines, donc plus jeunes.

L'étude conjointe des galaxies aux longueurs d'onde X et optique est puissante car elle permet de faire le lien entre les étoiles vivantes (dans l'optique) et les étoiles en fin de vie

¹Dans la suite, nous utiliserons le terme de *métallicité* (notée *Z*) pour désigner la fraction massique d'éléments chimiques plus lourds que l'hydrogène ou l'hélium.

(souvent émetteurs X). Elle est donc potentiellement utile pour éclaircir un certain nombre de problèmes rencontrés aujourd'hui par l'astronomie.

Ces problèmes sont multiples. Parmi ceux-ci, l'un des plus brûlants à l'heure actuelle est l'histoire de la formation d'étoiles dans l'univers. Madau et al. (1996) ont publié un diagramme devenu célèbre, montrant l'évolution du taux global de formation d'étoiles dans l'univers. Si ces résultats restent aujourd'hui sujets à un vif débat, notamment pour ceux à grand décalage spectral (ou *redshift*, noté z), il est admis que ce taux cosmique de formation d'étoiles croît entre $z = 0$ et $z \simeq 1 - 2$. Pour un univers plus jeune, des résultats plus récents tendent à montrer que le taux de formation d'étoiles à plus grand z présente un plateau. Encore une fois, ces résultats sont toujours très controversés. L'enjeu de l'estimation du taux de formation d'étoiles est alors la description de l'histoire complète des galaxies qui composent l'univers.

Mais la seule mesure du taux global de formation d'étoiles ne suffit pas pour expliquer les histoires de toutes les galaxies. Celles-ci se répartissent en effet selon des types spectraux et morphologiques très différents les uns des autres. D'autres contraintes sont alors nécessaires pour expliquer la formation et l'évolution des galaxies. L'une d'elles est la mesure de la métallicité des galaxies. En effet, le gaz du milieu interstellaire s'enrichit progressivement en éléments chimiques lourds au fur et à mesure que les générations d'étoiles se succèdent et meurent, rejetant presque l'intégralité de leur masse dans ce milieu. Le gaz ainsi alimenté forme ensuite des étoiles plus riches en métaux qui elles mêmes explosent, créant ainsi un cycle qui tend naturellement à faire croître les métallicités moyennes du gaz et des étoiles. Les distributions spectrales d'énergies (ou spectres) des galaxies présentent alors des raies en absorption (créées dans les photosphères des étoiles), dont les positions caractérisent les éléments chimiques et dont les profondeurs traduisent les abondances chimiques ou les âges des étoiles.

Ces raies spectrales contiennent, au même titre que le *continu* du spectre, des informations précieuses sur l'âge et la métallicité des étoiles d'une galaxie. Malheureusement, les effets de l'âge et de la métallicité sur le spectre (continu et raies) sont mêlés : Worthey (1994) a montré que lorsque l'âge ou la métallicité d'une population d'étoiles augmente, les profondeurs des raies stellaires aussi bien que les couleurs intégrées sont modifiées de façon très semblable. C'est donc une *dégénérescence* qui apparaît lorsqu'on essaie d'analyser des spectres de populations stellaires en termes d'âge et de métallicité.

Plusieurs problèmes viennent s'ajouter à l'étude de l'évolution de la métallicité : les raies en absorption des galaxies sont « brouillées » par la dispersion du champ de vitesse des étoiles qui n'est jamais nul. Ceci se traduit par un élargissement des raies, qu'il ne faut pas confondre avec un effet d'âge ou de métallicité. De plus, des régions de formation stellaire intense (régions H II) présentes dans les galaxies peuvent ioniser partiellement le gaz neutre du milieu interstellaire, et produire des raies en émission qui contaminent la mesure des raies stellaires en absorption. Les raies de l'hydrogène (de Balmer en particulier) sont extrêmement sensibles à ce phénomène.

Enfin, l'un des problèmes majeurs de cette décennie est la forme de l'univers. La cosmologie tente de répondre à cette question en apportant plusieurs contraintes aux paramètres cosmologiques qui déterminent la forme et l'évolution de l'univers. Pour ce faire, une voie qui porte aujourd'hui ses fruits est le comptage à grand décalage spectral des supernovae de type Ia (SN Ia), qui sont considérées comme des « chandelles standard » car leur pic de luminosité semble inva-

riant d'une SN Ia à l'autre dans l'univers local. Le rayonnement de fond cosmologique à $\simeq 3$ K est également une source très riche d'information. Récemment, l'expérience WMAP, succédant à COBE, Boomerang, Maxima et Archéops, a apporté des contraintes très fortes à la géométrie actuelle de l'univers. Ces résultats confortent ceux obtenus conjointement par les comptages de supernovae et par les mesures d'effets de lentilles gravitationnelles (*lensing*). Ces résultats demandent maintenant à être utilisés et confirmés par les comptages profonds de galaxies et de radio-galaxies (en X ou en radio). En particulier, la nature des sources qui composent le fond diffus X peut maintenant être étudiée plus précisément avec des valeurs fiables des paramètres cosmologiques.

Pour tenter de résoudre tous ces problèmes, il est nécessaire d'utiliser un modèle d'évolution spectro-photométrique de galaxies. Un tel modèle doit par exemple permettre de faire évoluer le taux de formation d'étoiles d'une galaxie en fonction de la quantité de gaz qu'elle contient, et de prédire le spectre intégré de cette galaxie à tous les âges, depuis la naissance de la galaxie jusqu'à nos jours. Nous utiliserons et améliorerons dans cette thèse le code existant PÉGASE présenté dans Fioc (1997); Fioc & Rocca-Volmerange (1997). Ce code était jusqu'à présent performant pour prédire les spectres de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge proche. Nous nous proposons ici de compléter ces prédictions dans les longueurs d'onde des rayons X (typiquement de 1 à 200 Å), en restant cohérent avec l'évolution des populations stellaires qui rayonnent successivement dans l'optique et dans le domaine X. L'objectif de ce couplage entre ces deux domaines de longueurs d'onde est de mieux contraindre notre compréhension de l'histoire de la formation et de la mort d'étoiles dans les galaxies. Il peut aussi permettre de prédire la contribution des galaxies normales (que l'on sait faible) au fond diffus X. Les niveaux de sensibilité atteints par les télescopes X modernes en orbite commencent en effet à rendre possible l'observation directe de cette contribution.

Un tel travail est d'autant plus nécessaire qu'à l'heure actuelle, il n'existe aucun modèle d'évolution performant modélisant le rayonnement X des galaxies depuis leur naissance jusqu'à des âges vieux. Plusieurs autres codes (Persic & Rephaeli, 2002; Cerviño et al., 2002) modélisent l'émission X des régions de formation d'étoiles, avec une éventuelle contribution d'un noyau actif, mais aucun d'entre eux ne modélisent les populations stellaires évoluées.

De plus, de meilleurs diagnostics d'âge et de métallicité sont aujourd'hui nécessaires pour comprendre l'histoire des galaxies. Deux options sont possibles pour essayer de faire la part des choses. Si l'on dispose d'observations sur un vaste domaine de longueurs d'onde, on peut tenter de décomposer le spectre comme une somme de différents spectres de populations stellaires d'âge différents. Si en revanche on dispose d'un spectre à haute résolution spectrale (avec $R \gtrsim 2000$), on peut chercher des raies stellaires qui soient particulièrement sensibles à l'âge ou à la métallicité. De tels spectres peuvent, depuis peu, être obtenus avec par exemple les télescopes du VLT ou de l'observatoire Gemini dont les diamètres des miroirs dépassent 8 m, et qui sont équipés de spectromètres à haute résolution.

Dans le chapitre 2, nous présenterons les sources d'émission X de l'univers, et plus particulièrement celles présentes dans les galaxies. Nous comparerons les différentes modélisations spectrales qui existent pour chacune de ces sources (restes de supernovae, binaires X, gaz chaud, absorption par le gaz froid), et nous adopterons les plus vraisemblables, sur des critères

de couleurs X.

Le chapitre 3 sera consacré à la présentation du code d'évolution PÉGASE que nous utilisons et développons. Des scénarios d'évolution y seront définis. Nous appliquerons alors ces scénarios d'une part à l'analyse d'un échantillon de galaxies elliptiques locales, et d'autre part à l'estimation de décalages spectraux par photométrie.

Dans le chapitre 4, nous vérifierons que le modèle d'évolution permet de reproduire les nombres de sources X observées dans les galaxies proches. Nous ferons alors des prédictions de luminosité X dans plusieurs bandes d'énergie, à tous les âges d'une galaxie, pour des sursauts instantanés et pour tous les types spectraux. Nous conduirons également une étude sur le lien observé entre le taux de formation d'étoiles et la luminosité des binaires X de grande masse. Enfin, nous calculerons les fonctions de luminosité des galaxies dans le domaine X à l'aide du modèle, et à partir de celles valables en bande B et utilisées avec succès pour prédire les comptages profonds dans l'optique. Nous donnerons alors une estimation de la contribution des galaxies normales au fond diffus X.

Le chapitre 5 présentera les sources d'enrichissement des galaxies en métaux et les modèles de nucléosynthèse utilisés pour décrire l'évolution de la métallicité. Nous passerons également en revue les composants galactiques qui présentent des signatures de métallicité particulières.

Le chapitre 6 présentera un développement récent du code dans le visible, qui consiste à construire et à utiliser une bibliothèque de spectres stellaires à haute résolution spectrale pour synthétiser des spectres de galaxies.

Enfin, nous conclurons dans le chapitre 7 sur les résultats obtenus, les incertitudes de la modélisation et proposerons quelques perspectives ce travail.

Chapitre 2

Modélisation des sources X galactiques discrètes et diffuses

Sommaire

2.1	Introduction	9
2.1.1	Un champ de recherche en plein essor	9
2.1.2	Avertissement	10
2.2	Sources cosmiques de rayons X	10
2.2.1	Sources thermiques optiquement minces	11
2.2.2	Sources thermiques optiquement épaisses	13
2.2.3	Sources non thermiques	15
2.2.4	Modifications du spectre	16
2.3	Vue d'ensemble des sources X Galactiques	19
2.4	Restes de supernovae	19
2.4.1	Supernovae	20
2.4.2	Échelles de temps	21
2.4.3	Contribution des SNe aux émissions X et optique galactiques	22
2.4.4	Émission X d'un reste de supernova	24
2.4.5	Phase Sedov : expansion adiabatique	25
2.4.6	Modèles vs observations	28
2.5	Binaires X de faible et grande masses	32
2.5.1	Formalisme de formation des binaires X	32
2.5.2	Spectres des binaires X	36
2.6	Emission par le gaz chaud	42
2.6.1	Galaxies sphéroïdales	42
2.7	Noyaux actifs	45
2.7.1	Spectre typique	47
2.8	Autres émetteurs X	48
2.8.1	Etoiles de la séquence principale	48
2.8.2	Étoiles T-Tauri – Herbig-Haro	49
2.8.3	Variables Cataclysmiques	50
2.8.4	Sources très « molles » (<i>Super-soft</i>)	50

2.8.5	Sources ultra-lumineuses	50
2.8.6	Sursauts γ	51
2.8.7	Conclusion	51
2.9	Absorption par le milieu interstellaire	51
2.9.1	Sections efficaces d'absorption	52
2.9.2	Métallicité et rapports d'abondances chimiques du gaz	53
2.10	Conclusion	54

2.1 Introduction

2.1.1 Un champ de recherche en plein essor

L'atmosphère terrestre étant opaque aux rayons X, l'observation astronomique d'objets célestes requiert l'utilisation de télescopes spatiaux. Depuis maintenant plusieurs décennies, les satellites en orbite avec des télescopes X embarqués permettent d'accéder à ce monde encore mal connu.

Dès 1951, des fusées ont permis d'observer le soleil et de constater qu'il était, du fait de sa grande proximité à la Terre, une source de rayons X importante (voir à ce sujet la revue de Charles & Seward, 1995). Les télescopes en orbite qui se sont succédés par la suite¹, repoussant chaque fois les limites de détection et les résolutions (spatiales ou spectrales), ont ouvert d'autres champs d'investigation. En particulier, Giacconi et al. (1962) ont pour la première fois détecté un fond diffus cosmique dans les longueurs d'onde X. Dès lors, les observations de galaxies, d'amas de galaxies et de sources ponctuelles galactiques brillantes se sont multipliées.

Les observatoires modernes tels que CHANDRA ou XMM permettent aujourd'hui, grâce à leur grande sensibilité et à leur grand pouvoir de résolution (spatial et spectral), d'observer en détail toutes sortes d'objets galactiques, des plus lumineux aux plus faibles. L'observation de galaxies proches aux longueurs d'onde X fournit alors des données quantitatives sur les sources de rayons X qu'elles contiennent. En particulier, on peut aujourd'hui dénombrer avec précision les sources ponctuelles les plus lumineuses dans les galaxies proches (restes de supernovae, binaires X, etc.) et caractériser leurs spectres X (voir par exemple Kaaret, 2002, pour la galaxie M31).

Par ailleurs, l'étude quantitative du fond diffus est devenue possible. Elle permet de comprendre quelles sont les principales sources de rayons X cosmiques, et de mesurer, directement ou indirectement, leurs spectres et leur évolution. En particulier, il est maintenant clair qu'une très grande majorité (sinon la totalité) du fond « diffus » est en réalité composée de sources discrètes : les noyaux actifs de galaxies. Ces dernières années, de nombreux efforts ont été déployés pour contraindre les modèles de formation et d'évolution de ces noyaux actifs, en essayant d'ajuster au mieux la forme spectrale du fond diffus, et les comptages de sources ponctuelles.

Grâce à ces efforts pour mieux comprendre la physique des noyaux actifs, et grâce à des temps d'observation très longs, il devient aujourd'hui possible d'atteindre des niveaux de sensibilité élevés et de mesurer les luminosités X de galaxies normales (dont une partie sont les hôtes de noyaux actifs) à grand décalage spectral.

Ces observations sont précieuses pour comprendre les processus de formation des galaxies et leur histoire de formation d'étoiles.

Nous tâcherons dans ce chapitre de caractériser les spectres des différentes sources de rayons X rencontrées dans les galaxies. Après un bref inventaire des différents processus physiques mis en jeu, nous nous attacherons à modéliser les spectres des restes de supernovae, de binaires X

¹Nous répertorions en annexe D quelques caractéristiques des observatoires X les plus utilisés ces dernières décennies.

de faibles et de grandes masses, ainsi que le gaz chaud présent en quantité dans les galaxies elliptiques. Une étude de l'absorption des rayons X par le gaz froid interstellaire sera également faite, en essayant d'estimer quelles sont les plus grandes sources d'incertitude.

2.1.2 Avertissement

Une attention particulière doit être portée à l'analyse des observations brutes et à leur interprétation en termes de luminosité et de spectre. En effet, les données brutes sont le résultat de la convolution d'un spectre de photons incidents par la réponse instrumentale du détecteur. Mais leur inversion, c'est-à-dire la détermination du spectre incident correspondant, n'est malheureusement pas unique. La méthode classique d'inversion est modèle-dépendante : elle suppose que l'observateur a des informations *a priori* sur la forme du spectre. Ceci est possible avec certaines sources pour lesquelles des modèles d'émission existent, mais reste très délicat quand des composantes spectrales particulières apparaissent. Par exemple, deux raies d'émission proches peuvent être confondues avec une seule raie si le modèle d'analyse ne prévoit qu'une raie. Pour les sources dont aucun modèle n'est préféré à d'autres et pour lesquelles on n'a pas de connaissance *a priori* sur le spectre incident, l'analyse se fait généralement en ajustant le spectre observé avec divers modèles d'émission. L'un d'eux se distingue parfois par une statistique convenable (un χ^2 proche de l'unité par exemple), mais l'inversion reste le plus souvent dégénérée. Les luminosités qu'on peut déduire des ajustements dans d'autres bandes spectrales que celles des données brutes dépendent alors généralement du modèle choisi.

2.2 Sources cosmiques de rayons X

Il est probable que la plupart des objets célestes émettent des rayons X, dans des rapports de luminosité très différents les uns des autres. Dans cette section, nous passons en revue les sources les plus brillantes ou les plus fréquentes en nombre, c'est-à-dire celles qui contribuent de façon *a priori* non négligeable au rayonnement X global de l'univers. Nous verrons par la suite, en nous intéressant plus particulièrement aux galaxies, que certaines de ces sources sont en réalité trop faibles ou trop peu nombreuses (ou les deux) pour contribuer de façon significative au bilan énergétique X des galaxies.

Les rayons X cosmiques proviennent de plusieurs catégories de sources. Certaines sont ponctuelles, non résolues spatialement, même avec les meilleurs observatoires X. Ce sont principalement des étoiles jeunes (T-Tauri), des étoiles de la séquence principale, des restes de supernovae, des binaires X, ou des trous noirs entourés de disques d'accrétion. Une autre origine des rayons X est un milieu diffus, un gaz très chaud (plusieurs dizaines de millions de Kelvin) totalement ou partiellement ionisé. Ce type de plasma est aussi bien présent dans le voisinage d'objets compacts (des supernovae par exemple), que dans le disque ou le halo des galaxies, ou encore à l'intérieur d'amas de galaxies (gaz intra-amas).

Nous présentons ici brièvement ces sources, en les classant selon les processus d'émission qu'elles font intervenir, reprenant ainsi la revue de Holt & McCray (1982). Certains de ces processus sont thermiques (dans des milieux optiquement minces ou optiquement épais aux

longueurs d'onde X), alors que d'autres sont non thermiques. Nous mentionnerons également les processus modifiant le spectre X émis par les sources (absorption par le gaz froid, effet Compton, etc.).

2.2.1 Sources thermiques optiquement minces

De nombreux objets célestes contiennent des milieux peu denses ($\simeq 1 \text{ atome.cm}^{-3}$) et très chauds, transparents au rayonnement X. A des températures de plusieurs dizaines de millions de degrés, ces milieux sont des plasmas totalement ionisés, à l'intérieur desquels un rayonnement thermique est créé. Les interactions coulombiennes entre les ions et les électrons du milieu produisent, par différents processus, un rayonnement dans les longueurs d'onde X. Le plus courant de ces processus, et le plus utilisé pour décrire les plasma optiquement minces, est le rayonnement *libre-libre* (ou encore *Bremsstrahlung thermique* (Heiles, 1964, voir encadré). Le freinage des électrons par des ions produit un rayonnement continu (sans raies d'émission) dont le spectre dépend de la densité électronique et de la température. A des températures plus basses ($10^4 - 10^7 \text{ K}$), le gaz n'est plus totalement ionisé : certains de ses ions sont associés à un ou plusieurs électrons. La section efficace de ces ions étant bien supérieure à celle des ions responsables du rayonnement libre-libre, les raies d'émission qu'ils produisent (processus *libre-lié*) dominent alors le spectre (Tucker, 1970). La répartition précise des abondances ioniques, pour une température et des abondances chimiques données, est régie par l'équilibre entre l'ionisation électronique et la recombinaison radiative et diélectronique. Elle peut être calculée, dans le cas d'un régime stationnaire, par des modèles dits *coronaux*. Ces modèles, qui décrivent l'état physique de plasma en équilibre stationnaire d'ionisation, s'appliquent très bien à plusieurs objets astrophysiques (et en particulier, les couronnes stellaires).

2.2.1.1 Gaz intra-amas

Les amas de galaxies présentent de façon systématique un milieu diffus chaud et peu dense dans lequel baignent les galaxies. Ce plasma émet de la lumière dans les longueurs d'onde X et contribue significativement au « fond diffus X » non résolu dans les relevés profonds. Ce gaz a une échelle de temps dynamique ($\simeq 10^9$ ans) grande devant les échelles de temps caractéristiques de recombinaison, et est transparent à son propre rayonnement ($\tau_0 \leq 10^{-3}$). Il est donc bien modélisé par un modèle coronal. Sa température étant de l'ordre de $T \simeq 10^8 \text{ K}$, son spectre est dominé par un rayonnement Bremsstrahlung. On adopte généralement un profil (en densité) de King modifié (ou β -modèle), de Sérsic, ou de Navarro, Frenk et White. Le premier reproduit bien les profils observés, et nous y reviendrons plus tard (§ 2.6.1) dans le cadre de la modélisation de l'émission X par le gaz chaud dans les galaxies elliptiques.

L'étude des amas de galaxies (dans lesquels la contribution en X des galaxies est petite devant celle du gaz intra-amas) étant assez différente de celle des galaxies elles-mêmes, nous ne reviendrons sur ces objets que dans le paragraphe sur les comptages profonds en X (§ 4.3) où ils jouent un rôle important.

2.2.1.2 Restes de supernovae (RSN)

Nous verrons plus loin que la principale source de rayons X émis pendant et après une explosion de supernova provient du milieu interstellaire porté à très haute température ($\simeq 10^7$ K) par le passage d'une onde de choc. Le processus de rayonnement est semblable aux modèles coronaux, mais l'équilibre d'ionisation n'est généralement pas vérifié, sauf pour les restes les plus âgés. De plus, lorsque le milieu n'est pas suffisamment chaud pour être totalement ionisé, la recombinaison d'électrons avec des ions peut avoir lieu et s'accompagne de l'émission de rayons X (voir encadré sur la recombinaison).

Rayonnement libre-libre (*Bremsstrahlung thermique*)

Dans un plasma optiquement mince, les électrons thermiques interagissent par la force de Coulomb avec les ions présents dans le milieu. Cette force induit un freinage des électrons, ce qui produit un rayonnement. Lorsqu'un électron rencontre un ion de charge Z , l'intensité du rayonnement émis à une énergie E et à une température de plasma T donnée, s'écrit

$$I(E, T) = A G(E, T) Z^2 n_e n_i (kT)^{-1/2} e^{-E/kT} \quad (2.1)$$

où A est une constante, k est la constante de Boltzmann, n_e est la densité électronique, n_i est la densité ionique, et G est le facteur de Gaunt qui croît lentement quand l'énergie diminue :

$$E \ll kT \Rightarrow G(E, T) \approx 0.55 \ln(2.25 kT/E)$$

$$E \sim kT \Rightarrow G(E, T) \approx (E/kT)^{-0.4}$$

On peut associer à ces formules plusieurs remarques :

- si les électrons sont relativistes, il existe une approximation analytique de G pour $kT/mc^2 \leq 1$ et $E/kT \leq 6$.
- les protons rayonnent aussi par freinage, mais en proportion de $(m_e/m_p)^2 = 3 \times 10^{-7}$, ce qui est négligeable.
- pour des températures suffisamment élevées, et dans des conditions d'équilibre d'ionisation, $n_e = n_i$. Le rayonnement est alors une fonction de n_e^2 .
- pour $T > 3 \times 10^7$ K, ce rayonnement domine généralement devant les processus de recombinaison et devant les raies émises lors de la désexcitation d'ions.

2.2.1.3 Couronnes stellaires et vents

Les étoiles (de la séquence principale ou à des stades plus évolués) sont, à l'instar du soleil, des sources X. Leur couronne est typiquement un plasma en équilibre stationnaire d'ionisation qui peut être modélisé fidèlement (par définition) par un modèle coronal.

Rayonnement libre-lié (recombinaison)

C'est le phénomène inverse de la photo-ionisation : des électrons à l'intérieur d'un plasma peuvent se recombiner avec des ions. Cette recombinaison donne lieu à un rayonnement dit libre-lié (free-bound).

La forme et l'intensité du continu dépendent des densités, des potentiels d'ionisation des ions, de la température, et des abondances chimiques (Raymond & Smith, 1977).

2.2.2 Sources thermiques optiquement épaisses

Les objets compacts sont, de façon assez générale, des milieux denses, optiquement épais. De plus, leur environnement est lui-même souvent opaque au rayonnement (tores, disques d'accrétion, etc.). Le rayonnement se manifeste dans plusieurs sites, sous plusieurs formes :

- Corps noir (voir encadré) : à l'intérieur des étoiles, sur la surface des naines blanches.
- Accrétion (voir encadré) : autour d'objets compacts (étoiles à neutrons, trous noirs, ...), de la matière peut être accrétée et former un milieu optiquement épais qui rayonne.

Parmi les objets concernés par ce type de rayonnement on peut noter

- **les naines blanches en accrétion (variables cataclysmiques)**. Ce sont des sources présentant un spectre assez dur ($kT \geq 10$ keV). Leur luminosité est très variable d'un objet à l'autre ($L_X \approx 10^{30} - 10^{36}$ erg.s⁻¹).
- **les étoiles à neutrons (binaires X)**. Ces étoiles, lorsqu'elles sont associées à un compagnon (étoile OB généralement), accrètent de la matière et sont de fortes sources X. Des exemples proches de ces sources sont Cyg X-2, Cyg X-3, X-Per, Her X-1, 4U 1822 37. Leurs luminosités varient de 10^{36} à 10^{39} erg.s⁻¹. Un exemple typique de binaire X de faible masse (la masse du compagnon est proche de $2 M_\odot$) est Her X-1. La luminosité X maximale est $L_X \simeq 2 \times 10^{37}$ erg.s⁻¹, avec un spectre de photons de la forme $F(E) = E^{-\gamma}$ avec $\gamma \simeq 0.2 \pm 0.4$ de 2 à 20 keV, puis une coupure. Une très large raie du fer est également présente (à 6.4 keV, de largeur équivalente $0.2 \lesssim EW \lesssim 0.7$ keV Holt & McCray, 1982). Ces sources sont parfois très variables (pulsars) sur des échelles de temps de plusieurs dizaines de secondes, avec un rôle important du champ magnétique dans le rayonnement produit à la surface des étoiles à neutrons (Egret et al., 2001).
- **les trous noirs de masse stellaire (binaires X)**. De même que pour les étoiles à neutrons, l'accrétion peut produire des rayons X. A titre d'exemple, pour Cyg X-1, la pente du spectre est de l'ordre de 0.6 entre 2 et 100 keV, avec $L_X \simeq 4 \times 10^{37} (D/2.5 \text{ kpc})^2$ erg.s⁻¹. D'autres sources potentielles de ce type sont Circinus X-1 ou GX 339-4.
- **les T-tauri**. Ce sont des étoiles plus jeunes que celles de la séquence principale. Bien que la nature de l'émission soit encore mal connue, les spectres de ces objets sont bien reproduits avec des modèles thermiques.

Raies d'émission

Lorsque $10^4 K \leq T \leq 10^7 K$, les ions présents dans un plasma ne sont plus tous totalement ionisés et sont sujets à l'excitation par des impacts d'électrons. La différence entre les niveaux d'énergie d'un ion avant et après le choc déterminent la fréquence de la raie produite ($h\nu = W_i - W_j$).

Dans un milieu optiquement mince, ce rayonnement domine le spectre X lorsque $T < 3 \times 10^7$ K (Holt & McCray, 1982).

Les raies dominantes sont généralement (cela dépend des abondances chimiques et de la température) celles des ions

- hydrogénoïdes (ayant un électron) : C VI, N VII, O VIII, Ne X, Mg XII, Si XIV, S XVI, Ar XVIII, Ca XX, Fe XXVI, Ni XXVIII
- héliumoides (ayant 2 électrons) : C V, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI, Si XIII, S XV, Ar XVII, Ca XIX, Fe XXV, Ni XXVII
- oxygène
- fer

Fréquences des raies – elles sont déterminées par la loi de Moseley :

$$\nu_K = \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) R_\infty (Z - \sigma)^2$$

où R_∞ est la constante de Rydberg pour l'élément chimique Z considéré et σ représente l'écrantage par le cortège électronique.

Les raies K sont définies par $m = 1$ et $n > 1$ ($n = 2$ pour K_α), les raies L par $m = 2$ et $n > 2$ ($n = 3$ pour L_α), etc. Ces raies sont subdivisées en sous niveaux.

Exemples de fréquences (en keV) de raies courantes :

Atome	Z	K_{α_1}	K_{α_2}	K_{β_3}	K_{limite}
Fe	26	6.403	6.390	7.057	7.112
O	8		0.525		0.531
He	2				0.025
H	1				0.0136

Abondances ioniques – Dans le cas de l'équilibre stationnaire d'ionisation, les abondances ioniques (donc l'intensité des raies) sont fonction des abondances chimiques et de la température (Raymond & Smith, 1977). A titre d'exemple, les différents ions du fer dominant (en densité), au sein de la population d'ion ferreux, à diverses températures :

- Fe IX domine à $T = 10^{5.8}$ K ($\Leftrightarrow kT = 0.09$ keV)
- Fe XVII domine à $T = 10^{6.6}$ K ($\Leftrightarrow kT = 0.46$ keV)
- Fe XXV domine à $T = 10^{7-8}$ K ($\Leftrightarrow kT = 1 - 10$ keV)

Émission 2-photons et recombinaison diélectronique

Ces deux processus distincts ont pour point commun le fait de faire intervenir 3 particules. L'émission 2-photons est la production de deux photons (généralement X ou ultra-violet et infrarouge) lors de la désexcitation d'ions hydrogénoïdes depuis l'état méta-stable $2s^2S$ et d'ions héliumoïdes depuis l'état méta-stable $1s2s^1S$. Un exemple important est l'excès de flux à $E = 6.7$ keV dû à l'ion Fe XXVI lorsque $T = 10^{7.6}$ K.

La recombinaison diélectronique correspond à la capture l'un électron par un ion au cours de laquelle l'énergie est transmise à un autre électron de l'ion. L'ion se retrouve alors avec deux électrons dans un état excité. Il peut alors soit expulser l'un de ces deux électrons (auto-ionisation) ce qui ramène à l'état initial, soit se désexciter radiativement pour terminer la recombinaison.

Accrétion

La luminosité émergente de ce milieu, après de nombreuses diffusions, est liée au taux d'accrétion de masse \dot{M} par la relation

$$L \simeq \eta \dot{M} c^2 \quad \text{avec } \eta \approx \frac{GM}{Rc^2}$$

Le facteur η , fonction de la masse et du rayon de l'objet qui accrète, présente une grande variabilité d'une source à l'autre. On a par exemple

$$0.3 \approx \eta_{\text{trou noir}} > \eta_{\text{étoile à neutrons}} \gg \eta_{\text{naine blanche}}$$

Rayonnement de corps noir

Un corps noir est un objet hypothétique qui absorberait la lumière incidente à toutes les longueurs d'onde. De tels corps ne réfléchissent pas la lumière et apparaissent donc noirs si leur température est nulle. Si ces corps sont portés à une température absolue T , ils émettent un rayonnement thermique caractéristique des corps en équilibre thermique, dont le spectre est donné par la loi de Planck :

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/(kT)} - 1)^{-1}$$

Pour $h\nu/kT \ll 1$, l'approximation de Rayleigh-Jeans s'écrit

$$I(\nu, T) \approx 2\nu^2 kT / c^2 = 2ckT / \lambda^4$$

Pour $h\nu/kT \gg 1$, on peut appliquer l'approximation de Wien :

$$I(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/(kT)}.$$

2.2.3 Sources non thermiques

En présence d'un champ magnétique, les électrons non thermiques (avec un facteur de Lorentz $\gamma \simeq 10^3 - 10^6$) « spiralent » autour du champ magnétique, produisant ainsi un rayonne-

ment dit *synchrotron* (voir encadré). Les objets concernés par ce processus sont par exemple

- les pulsars X : l'exemple le plus connu est la nébuleuse du crabe. Elle présente un spectre synchrotron des ondes radio jusqu'aux rayons X ($\alpha = 1.0$) sans raie d'émission. Le champ magnétique est souvent fort dans ces objets ($B \simeq 3 \times 10^4$ G pour la nébuleuse du crabe).
- les noyaux actifs de galaxies : le rayonnement est le plus souvent du synchrotron qui subit une diffusion Compton inverse. L'origine des photons diffusés provient probablement partiellement du fond diffus cosmologique à 2.7 K, et partiellement du spectre synchrotron radio émis par le noyau actif lui-même (modèle dit *Self-Synchrotron Compton*).

2.2.4 Modifications du spectre

Le spectre X émis par des sources cosmiques peut, au cours de son trajet jusqu'à nos télescopes, subir de nombreuses modifications dues à des collisions entre photons et électrons. Nous décrivons ici quelques un des principaux processus qui altèrent significativement le rayonnement X.

2.2.4.1 Absorption photo-électronique par le gaz neutre

Certains atomes (hydrogène et hélium en particulier) d'un gaz froid atomique sont photo-ionisés par les photons X. Ces photons d'autant plus absorbés que la densité de colonne est grande. La dépendance de la transmission avec la longueur d'onde est également fonction des abondances chimiques. Une relation empirique reliant la densité de colonne équivalente d'hydrogène N_H et l'absorption dans le visible A_V est établie depuis plusieurs années, sur la base d'observations dans les amas globulaires et les régions obscurcies de la galaxie (Predehl & Schmitt, 1995) :

$$N_H/A_V = 1.9 \times 10^{21} \text{ atomes.cm}^{-2}.\text{mag}^{-1} \quad (2.2)$$

Nous reviendrons plus en détail sur ce processus et sur sa dépendance avec la densité de colonne et la métallicité dans le paragraphe § 2.9.

2.2.4.2 Opacité Compton

- Effet Compton : il domine l'opacité photo-électrique quand les photons ont une énergie supérieure à 10 keV (c'est-à-dire lorsque les éléments abondants sont totalement ionisés). Des électrons froids entrant en collision avec des photons chauds absorbent de l'énergie à ceux-ci. Les photons γ présents peuvent alors voir leur énergie diminuer jusqu'aux longueurs d'onde X (voir encadré).
- Effet Compton inverse (ou *Comptonization*). C'est l'effet inverse du précédent : des photons de basse énergie (optique, IR ou radio) récupèrent celle d'électrons relativistes (au voisinage des noyaux actifs par exemple). Pour une distribution d'électrons chauds thermiques, le spectre émergent est régi par le paramètre de Comptonization $y = 4kT_e u/m_e c^2$, où u est le nombre moyen de diffusions :

Rayonnement Synchrotron (ou magnéto-bremsstrahlung)

On constate que la distribution des vitesses (qui s'expriment via le facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) des protons (rayons cosmiques) arrivant sur la Terre est une loi de puissance. On suppose que dans la plupart des sources cosmiques, les électrons sont répartis de la même façon :

$$n_e(\gamma)d\gamma = n_0\gamma^{-p}d\gamma \quad \text{avec } p \simeq 2.5$$

Un électron relativiste de facteur de Lorentz γ , en présence d'un champ magnétique uniforme \vec{B} (de norme B_0) tourne autour de \vec{B} , par la force de Lorentz, à la pulsation de gyration relativiste qui s'écrit

$$\omega_B = \omega_L/\gamma = \frac{qB_0}{\gamma mc}$$

où ω_L est la pulsation de Larmor.

La puissance totale émise par l'électron est alors

$$P_{em} = \frac{2q^2}{3c^3}\gamma^4(a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2)$$

Dans le cas d'une distribution de vitesses isotrope, cette puissance moyennée sur l'angle entre \vec{v} et \vec{B} s'écrit

$$\langle P_{em} \rangle = \frac{4}{3}\beta^2\gamma^2 c\sigma_T U_B$$

avec $U_B = B_0^2/8\pi$, $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$, $r_e = e^2/m_e c^2$, et $\beta = v/c$.

Cette puissance est émise dans des pinceaux de lumière (*beams*) d'ouverture $\Delta\theta$, à chaque période $\omega_B/(2\pi)$ de gyration de l'électron autour du champ magnétique. Cette basse fréquence ($\simeq 1$ mHz pour $B_0 = 10^{-5}$ G et $\gamma = 10^4$) n'est généralement pas détectée en astrophysique. La largeur temporelle de chacun de ces pics est proportionnelle à $\gamma^{-2}\Delta\theta.2\pi/\omega_B \simeq \gamma^{-3}.2\pi/\omega_B$ (hautes fréquences : $\gamma^3\nu_B \simeq 1$ GHz pour les mêmes valeurs numériques).

Pour une distribution $n(\gamma)d\gamma$ quelconque d'électrons, l'émissivité volumique s'écrit

$$\rho_{j\nu} = \int_1^{\infty} \langle P_{\nu}(\gamma) \rangle n(\gamma)d\gamma$$

Dans le cas d'une distribution en loi de puissance, et en posant $\beta = 1$, on obtient le spectre

$$\rho_{j\nu} \approx \frac{2}{3}c\sigma_T n_0 U_B \nu_L^{-1} \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{-(p-1)/2}$$

$$L_{\nu} = \int_{\nu} \rho_{j\nu} dV \propto \nu^{-(p-1)/2}$$

Remarque :

L'indice de la loi de puissance est proche de -0.7 pour le rayonnement synchrotron, et proche de -0.1 pour le Bremsstrahlung thermique. Le rayonnement synchrotron domine donc aux basses fréquences ($\lambda > 50$ cm).

- si $y \gg 1$ ou $E > kT_e$, le spectre produit est semblable au spectre de Wien.
 - si $y \lesssim 1$ et $E < kT_e$, le spectre est en loi de puissance (la pente étant une fonction de y).
- Notons que le spectre émergent, dans le cas d'une distribution thermique d'électrons, ressemble beaucoup à celui produit par rayonnement synchrotron ou à celui produit par effet Compton inverse par une distribution d'électrons en loi de puissance.

Diffusion Compton

Lorsqu'un photon de haute énergie (un rayon γ par exemple) entre en collision avec un électron, il peut transférer de l'énergie à celui-ci. Un rayon γ peut ainsi se transformer en rayon X (Sunyaev & Titarchuk, 1980). Les photons voient leur énergie décalée de $\Delta E \approx uE_0(4kT_e - E_0)/(m_e c^2)$, où u est le nombre moyen de diffusions, et une raie incidente est élargie de $\delta E \approx u^{1/2}E_0(\frac{7}{3}E_0^2 + 2kT_e m_e c^2)^{1/2}/m_e c^2$.

Cette interaction donne lieu à une diffusion : la trajectoire du photon est déviée d'un angle θ qui est lié à la variation de longueur d'onde du photon par

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta) \quad \text{avec } \lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2.43 \times 10^{-12} \text{ m}$$

La section efficace d'interaction étant proportionnelle au carré de la masse, celle des protons est négligeable devant celle des électrons. Cet effet est dominant quand les photons ont $E > 10$ keV (les éléments abondants étant totalement ionisés). Le spectre présente alors une coupure à l'énergie $E_{max} \approx \max\{kT_e, 2m_e c^2/\tau_0^2\}$.

Effet Compton inverse (« Comptonization »)

C'est l'effet réciproque de la diffusion Compton : un photon visible ou ultra-violet (d'énergie $h\nu$ relativement faible) prend de l'énergie à un électron relativiste (d'énergie $\gamma m_e c^2$). Le photon émerge avec une énergie $h\nu'$ supérieure à celle du photon incident :

$$h\nu' = \begin{cases} \gamma^2 h\nu & \text{si } \gamma h\nu \ll m_e c^2 \\ \gamma m_e c^2 & \text{si } \gamma h\nu \gg m_e c^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

Avec $m_e c^2 = 511$ keV. Il faut noter que le spectre produit par ce rayonnement ressemble beaucoup au synchrotron (même pente notamment) pour une distribution d'électrons relativistes en loi de puissance.

2.3 Vue d'ensemble des sources X Galactiques

Très tôt, la Galaxie a été un champ d'étude riche pour l'astronomie X car les sources étant relativement proches de nous, il est facile d'obtenir des spectres. La nature de ces sources peut alors être déterminée à partir de leur spectre ou simplement de leurs couleurs X.

Pour donner une idée des sources principales de rayons X dans les galaxie, nous prenons ici la nôtre en exemple. Nous avons reporté les estimations (sommaires) des contributions de ces sources à la luminosité X galactique totale. Le tableau 2.1 recense les principales sources dans la bande de haute énergie 2 – 8 keV. On constate par exemple que les binaires X dominent le spectre à ces longueurs d'onde, et que les étoiles O (et *a fortiori* celles de la séquence principale) y contribuent peu, malgré leur grand nombre.

Objet	Nombre	L_X^a (%)
Binaires X de faible masse	$\simeq 100$	$\simeq 50$ %
Binaires X de grande masse	$\simeq 30$	$\simeq 5$ %
Restes de supernovae	$\simeq 500$	< 2 %
Variables cataclysmiques	$\simeq 10^4$	< 2 %
Étoiles O	$\simeq 10^{10}$	< 2 %
Noyau actif	1	< 0.2 %
Gaz diffus (disque)	1	$\simeq 5$ %
Gaz diffus (bulbe) ^b	1	$\simeq 35$ %
Gaz diffus (halo)	1	$\simeq 15$ %
Total		$\simeq 6 \times 10^{39} \text{erg.s}^{-1}$

^aLe flux X est mesuré dans la bande 2-10 keV

^bCes chiffres sont à prendre avec précaution car même les meilleurs observatoires X ne peuvent résoudre toutes les sources ponctuelles. Une partie du milieu diffus X peut donc être aussi bien du gaz que des sources faibles (binaires X de faible masse peu brillantes par exemple).

TAB. 2.1 – Principaux émetteurs de rayons X « durs » (bande 2 – 10 keV) dans la Galaxie (d'après Warwick, 2003).

Le tableau 2.2 reprend les valeurs données par Points et al. (2001) qui ont analysé des observations du grand nuage de Magellan dans la bande de basse énergie 0.1 – 2.4 keV. On remarque ici que les supernovae, les binaires X et le gaz chaud sont les sources les plus lumineuses, ce que nous expliquerons dans ce chapitre en considérant la forme de leurs spectres.

2.4 Restes de supernovae

Une étoile en fin de vie, selon sa masse et son environnement, peut finir sa vie en supernova (SN, ou SNe au pluriel). Ce terme traduit une formidable explosion par laquelle l'étoile mourante (aussi appelé *progéniteur* libère en très peu de temps (quelques dizaines de jours)

Objet	L_X^a (%)
Binaires X et sources <i>supersoft</i>	41 %
Restes de supernovae	21 %
Superbulles	2 %
Coquilles supergéantes	6 %
Gaz diffus	30 %
Total	100 %

^aLe flux X est mesuré dans la bande 0.1 – 2.4 keV (ROSAT PSPC Mosaic)

TAB. 2.2 – Principaux émetteurs de rayons X « mous » (bande 0.1 – 2.4 keV) dans le grand nuage de Magellan (Points et al., 2001).

la quasi-totalité de son énergie, qui dépasse 10^{51} ergs. Une grande fraction ($> 99\%$) de cette énergie est emportée par la matière éjectée, sous forme d'énergie cinétique. Seul 1% environ de l'énergie totale est rayonnée sous forme de lumière, dans toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique. Dans la suite nous utiliserons le terme de *supernova* pour désigner le phénomène d'explosion, et le terme de *reste* pour désigner la matière qui environne l'étoile morte après l'explosion, et qui est une source intense de rayons X.

L'étude des restes de supernovae (RSN dans la suite) aux longueurs d'onde X est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord pour la compréhension des mécanismes d'explosion de la supernova elle-même. Le spectre X produit dépend du progéniteur, de sa masse, de sa métallicité, de la nucléosynthèse qui a eu lieu avant et pendant l'explosion. De plus, le spectre X permet de sonder la métallicité et la densité du milieu diffus qui entoure la supernova au moment de son explosion. Enfin, l'intégration des spectres de supernova dans un code de synthèse évolutive de galaxies permet d'apporter des contraintes sur la formation d'étoiles actuelle (par les SN II) et passée (par les SN Ia).

Nous présentons ici brièvement les classifications observationnelles et physiques des supernovae, pour ensuite nous intéresser aux contributions de leurs explosions et de leurs restes au bilan énergétique total d'une galaxie comme la nôtre. Nous proposerons alors une modélisation de la phase d'émission de rayons X, puis nous la discuterons en comparant le modèle avec quelques observations de restes de supernovae.

2.4.1 Supernovae

L'étude des SNe est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord, nous verrons au chapitre 5 qu'elles jouent un rôle majeur dans l'enrichissement du milieu interstellaire en métaux. Le lien entre l'évolution chimique et l'évolution spectrale est précieux pour apporter des contraintes sur l'histoire de formation d'étoiles d'une galaxie. De plus, il est probable que les explosions de SNe, en créant des *vents galactiques*, soient un moteur important de l'évolution dynamique du milieu interstellaire. La cosmologie trouve également un grand intérêt à l'observation de SNe. Les comptages de SNIa qui sont considérées comme des *chandelles standard* à grand décalage spectral permettent de poser des contraintes mesure de la géométrie de l'Univers.

Dans le domaine optique, l'explosion se manifeste pendant un temps relativement court. Le maximum est atteint en quelques heures, et correspond à un équilibre qui est le fruit de son expansion adiabatique. D'une part, le refroidissement interne de l'étoile tend à diminuer sa luminosité, mais d'autre part l'extension de la photosphère rend l'étoile transparente au rayonnement, ce qui accroît sa luminosité apparente totale. Quelques jours après le maximum, la luminosité dans le domaine visible a chuté de quelques magnitudes. La courbe de lumière ne cesse alors de décroître, faisant apparaître des changements de pente qui traduisent les changements d'état physique de l'étoile.

A partir des courbes de lumière et des spectres de supernovae, des classifications ont été établies. Les objets présentant l'élément Hydrogène dans leur spectre sont de type II, et ceux n'en présentant pas sont de type I. Parmi les supernovae de type I, celles dont on observe la raie Si II 6150 sont de type Ia, les autres se répartissant entre les types Ib et Ic, selon qu'elles présentent une raie He I 5876 ou non.

Au delà de cette classification observationnelle, des mécanismes physiques différents entrent en jeu. Il est couramment admis que les supernovae de type II, Ib et Ic résultent de l'effondrement gravitationnel de l'étoile sur elle-même, dont la masse est supérieure à $\simeq 8 M_{\odot}$, voire moins si la convection pénétrative augmente la masse du cœur dégénéré. L'énergie d'explosion et la vitesse de la matière éjectée dépend de la masse du progéniteur et de sa métallicité (Woosley & Weaver, 1995).

En revanche, on considère souvent qu'une SNIa résulte de l'explosion thermo-nucléaire d'une naine blanche. Le scénario le plus couramment utilisé pour décrire ces objets (Branch, 2000) fait intervenir, au sein d'un système binaire d'étoiles, une naine blanche (étoile primaire du système) dont la masse est proche de la masse de Chandrasekhar, et une géante rouge (secondaire). Au moment où la géante rouge remplit son lobe de Roche, la naine blanche commence à accréter de la matière de son compagnon, et voit sa masse augmenter. Quand la masse de la naine blanche atteint la masse de Chandrasekhar ($1.4 M_{\odot}$), elle ne peut plus supporter la pression de son cœur dégénéré, et elle explose.

Ce scénario soulève toutefois plusieurs questions encore non résolues. Certaines sont relatives à la physique même de l'explosion (lieu de départ de l'explosion au sein de l'étoile, explosion sub- ou supersonique, etc.). D'autres naissent de surprises observationnelles : l'émission X censée être produite au moment de l'explosion par le compagnon qui fournit la matière accrétée n'est pas détectée. Il n'y a ainsi, à ce jour, aucune preuve de l'existence du compagnon. De plus, les SNIa présentent une certaine hétérogénéité (vitesses d'éjection, présence de SNIa dans des population stellaires plus jeunes qu'un milliard d'années et qui sont trop lumineuses (Howell, 2001)).

2.4.2 Échelles de temps

Dans la suite, nous distinguons seulement deux types de supernovae : celles que nous appellerons SN II (regroupant en fait les SN II, Ib et Ic), et les SNIa. Ce sont, nous l'avons vu, deux populations bien distinctes formées par des mécanismes différents. Les échelles de temps de leur évolution sont également différentes.

On peut ainsi distinguer deux sortes d'échelles de temps :

- l'échelle de temps d'apparition des supernovae (τ_a). C'est le temps caractéristique écoulé entre la naissance d'une génération d'étoiles et la naissance d'une supernova au sein de cette génération.
- l'échelle de temps de rayonnement dans le visible (τ_v), et l'échelle de temps de rayonnement dans le domaine X (τ_X).

La première échelle de temps (τ_a) dépend fortement du processus de création de la supernova. Pour les SN II, dont les progéniteurs sont des étoiles massives ($\gtrsim 8 M_\odot$) et dont les temps de vie sont courts (inférieurs à 50 millions d'années), τ_a est de l'ordre de la dizaine de millions d'années. Pour les SN Ia en revanche, τ_a est beaucoup plus grand (de l'ordre du milliard d'années) car il faut que l'étoile primaire ait fini sa vie en naine blanche et que la secondaire meure à son tour, chacune des deux étoiles du système binaire n'excédant pas $8 M_\odot$.

La seconde échelle de temps est beaucoup plus courte que la première. Dans le domaine visible, la supernova n'est dans la pratique visible que très peu de temps après l'explosion : la décroissance de l'intensité lumineuse se fait sur un temps caractéristique τ_v de l'ordre de quelques dizaines de jours. Dans le domaine des rayons X, ce temps est en revanche beaucoup plus long ($\tau_X \simeq 2 \times 10^4$ ans), et correspond à la phase d'expansion du RSN qui se manifeste par la propagation d'un choc dans le milieu interstellaire.

2.4.3 Contribution des SNe aux émissions X et optique galactiques

Dans nos simulations de galaxies, nous intégrons au spectre total la lumière émise dans le domaine X par les supernovae. Elles contribuent en effet de manière significative au spectre X, principalement dans la partie "molle" (voir table 2.2). En revanche, nous négligeons volontairement la contribution lumineuse des SNe au spectre total de la galaxie dans le visible. Nous explicitons ici la raison quantitative de ce choix.

Le taux typique d'explosion de SNIa dans la Galaxie aujourd'hui est de 0.2 SNu^1 (Cappellaro et al., 1997). La luminosité en bande B d'une galaxie spirale Sb étant typiquement $2 \times 10^{10} L_{B\odot}$, ce taux s'écrit aussi, pour la Galaxie, $4 \times 10^3 \text{ SNIa} \cdot (10^6 \text{ ans})^{-1}$, et $2 \times 10^4 \text{ SNII} \cdot (10^6 \text{ ans})^{-1}$, soit un total de $\simeq 2.4 \times 10^4$ explosions de supernovae par million d'années.

En multipliant ces taux par les temps d'émission dans le visible ($\simeq 30$ jours) et en X (2×10^4 ans) on obtient, à un instant donné,

- $(2.4 \times 10^4) \times \frac{30 \text{ jours}}{10^6 \text{ ans}} \simeq 2 \times 10^{-3}$ supernovae émettrices dans le visible et
- $(2.4 \times 10^4) \times \frac{2 \times 10^4 \text{ ans}}{10^6 \text{ ans}} \simeq 500$ RSN émetteurs X.

Domaine optique

De plus, la fraction moyenne (sur une période de temps de l'ordre du million d'années) d'énergie lumineuse rayonnée en bande V par les supernovae par rapport au rayonnement visible total d'une galaxie est infime.

¹SNu est une unité de taux d'explosion de supernovae. $1 \text{ SNu} = 1$ explosion par $10^{10} L_{B\odot}$ et par siècle

En effet, la magnitude absolue bleue au pic d'émission d'une SN Ia est de

$$\begin{aligned} M_V^{\text{SN Ia}} &= -18.4 \pm 0.3 + 5 \log_{10} h \\ &\simeq -19.2 \text{ pour } h = 0.7 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Soit

$$L_V^{\text{SN Ia}} \simeq 3.5 \times 10^{42} \text{ erg.s}^{-1} \quad (2.5)$$

La durée du pic étant d'environ 30 jours, l'énergie rayonnée est de l'ordre de

$$\begin{aligned} E_V^{\text{SN Ia}} &= 3.5 \times 10^{42} \text{ erg.s}^{-1} \times (30 \text{ jours}) \\ &= 9 \times 10^{48} \text{ ergs} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dans un million d'années, l'énergie totale rayonnée dans le visible par les SN Ia est donc

$$\begin{aligned} E_V^{\text{SN Ia}} &= (9 \times 10^{48} \text{ ergs}) \times (4 \times 10^3) \\ &= 3.6 \times 10^{52} \text{ ergs} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Or la Galaxie rayonne dans le même temps dans la bande V

$$\begin{aligned} E_V^{\text{gal}} &\simeq 2 \times 10^{10} L_{V\odot} \times (10^6 \text{ ans}) \\ &\simeq 1.9 \times 10^{56} \text{ ergs} \end{aligned} \quad (2.8)$$

On a donc

$$E_V^{\text{SN Ia}} / E_V^{\text{gal}} \simeq 2 \times 10^{-4} \quad (2.9)$$

De plus, la contribution des SN II à l'énergie rayonnée dans le visible est du même ordre de grandeur que celle des SN Ia : elles sont environ dix fois plus nombreuses, mais leur pic de luminosité est moins brillant d'environ 2,5 magnitudes (un facteur 10 dans le flux).

Un ordre de grandeur de la fraction de lumière visible rayonnée par les SNe dans une galaxie sur un million d'années s'écrit donc

$$E_V^{\text{SNe}} / E_V^{\text{gal}} \simeq 4 \times 10^{-4} \quad (2.10)$$

Domaine X

Dans le domaine X en revanche, la contribution des restes de supernovae au bilan énergétique n'est plus négligeable à long terme (de l'ordre de 30%) :

Nous verrons par la suite qu'un RSN rayonne typiquement durant sa vie 1.7×10^{49} ergs (Ballet, 2003). En multipliant cette énergie par le nombre de supernovae par galaxie et par million d'années, on obtient l'énergie totale rayonnée en X¹ par les supernovae (par million d'années) :

$$\begin{aligned} E_X^{\text{SNe}} &= (1.7 \times 10^{49} \text{ erg}) \times (2.4 \times 10^4) \\ &= 4.1 \times 10^{53} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.11)$$

¹ dans la bande d'énergie 0.1 – 10 keV

Dans le même temps, une galaxie spirale rayonne environ (Fabbiano et al., 1992)

$$\begin{aligned} E_X^{\text{gal}} &= (5 \times 10^{40} \text{ erg.s}^{-1}) \times (10^6 \text{ ans}) \\ &\simeq 3 \times 10^{54} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.12)$$

On a donc, en première approximation,

$$E_X^{\text{SN}}/E_X^{\text{gal}} \simeq 0.3 \quad (2.13)$$

Nos simulations ayant un pas de temps d'un million d'années, la prise en compte dans le domaine visible de la contribution des supernovae au spectre n'est donc pas nécessaire. Elle est en revanche absolument nécessaire dans le domaine des rayons X.

2.4.4 Émission X d'un reste de supernova

Observations de restes

Au sein de la Galaxie et des nuages de Magellan, quelques dizaines de restes de supernovae ont été observés et étudiés précisément. Parmi ceux-ci, certains correspondent à des supernovae historiques. C'est le cas de Tycho (qui a explosé en l'an 1572), Kepler (an 1604), ou de la nébuleuse du Crabe (an 1054). En général (sauf, notamment pour la nébuleuse du Crabe), la morphologie X des restes est en coquille. Cette forme est naturellement créée par une onde de choc à symétrie sphérique (Sedov, 1959; Taylor, 1950) qui se propage suite à l'explosion de la supernova.

Dans l'hypothèse de l'équilibre d'ionisation (qui se traduit par le fait que l'état d'ionisation du plasma ne dépend pas du temps, mais qu'il dépend uniquement de la température), le rayonnement de ces restes est majoritairement du Bremsstrahlung (Heiles, 1964), avec des raies souvent dominantes (Tucker, 1970). En réalité, pour des restes plus jeunes que quelques milliers d'années, l'hypothèse d'équilibre d'ionisation n'est pas vérifiée. Il peut de plus exister une onde de choc en retour à une température inférieure à celle du choc principal. Cela conduit à plusieurs températures électroniques (de 0.5 à 10 keV en général). Un milieu interstellaire hétérogène peut se manifester également par des températures variées. De façon générale, les modèles de non-équilibre (NEI) reproduisent bien les continus et les raies. Au delà d'un millier d'années, les effets de non-équilibre sont moindres.

Phases d'émission X

Le flux X émis par un RSN peut provenir de plusieurs phases d'évolution de la supernova :

– Explosion

Lors de l'explosion d'une supernova, une quantité importante d'énergie est fournie au milieu interstellaire sous forme d'énergie cinétique. Une partie de cette énergie peut être utilisée pour chauffer et ioniser partiellement celui-ci. Cette phase est très courte, de l'ordre de quelques heures. Nous ne la prenons pas en compte car l'échelle de temps mise en jeu est très petite devant celle du pas de temps de notre simulation, et le taux d'explosion de supernovae n'est pas suffisamment grand pour que le rayonnement produit durant cette phase contribue significativement à l'émission X d'une galaxie. En revanche, Cerviño

et al. (2002) imposent dans leur modèle de région H II que 20 % de l'énergie d'explosion est convertie en photons du continu Lyman, cette fraction étant choisie de façon arbitraire, faute de contrainte observationnelle valable. Leur étude montre que la contribution de ce chauffage du gaz est petite sur le nombre de photons ionisants du continu Lyman qui produisent les raies de Balmer en émission. Nous verrons plus loin que le gaz chaud observé dans les galaxies à formation d'étoiles intense trouve probablement son origine dans ce processus. Nous distinguons volontairement cette émission par le gaz chaud à grande échelle de l'émission plus locale par le reste de supernova.

– **Phase d'expansion libre**

La phase d'expansion libre (*free-expansion* en anglais) suit immédiatement l'explosion. C'est durant cette phase que les métaux sont éjectés dans le milieu interstellaire, à une vitesse de l'ordre de 10000 km.s^{-1} , bien supérieure à la vitesse du son dans ce milieu ($\simeq 10 \text{ km.s}^{-1}$, Ballet, 2003). L'expansion libre a une durée de l'ordre de 90 ans (Cerviño et al., 2002; Woltjer, 1972) et nous la négligerons dans la suite.

– **Phase d'expansion adiabatique**

Une onde de choc en retour freine ensuite ces métaux, et ceux-ci restent à l'intérieur de la coquille en expansion. L'état physique du RSN peut-être décrit durant cette phase par les équations de Sedov. Elles expriment une solution adiabatique auto-similaire, à symétrie sphérique, de la propagation d'un choc entre le reste de la supernova et le milieu interstellaire. Cette phase a une durée de plusieurs milliers d'années et c'est durant celle-ci que la majorité du rayonnement X est produit. Nous la détaillons donc dans la section suivante.

– **Phase radiative.**

Cette phase a lieu quelques dizaines de milliers d'années plus tard. A la suite de la phase Sedov le gaz est très refroidi (10^4 K), et la quasi-totalité du rayonnement est émise à des énergies plus basses, dans l'ultra-violet.

2.4.5 Phase Sedov : expansion adiabatique

L'étude du rayonnement X produit pendant la phase Sedov d'un RSN a été initiée par de nombreux travaux, depuis Hamilton et al. (1983) jusqu'à Borkowski et al. (2001). L'expansion étant adiabatique, la température du gaz choqué décroît au cours du temps. Comme le montre le calcul qui suit, le rayonnement efficace dans la bande $0.1 - 10 \text{ keV}$ se produit pendant la période $530 - 25000$ ans qui suit l'explosion, présentant, au cours de son évolution, un spectre X de plus en plus mou.

L'annexe B décrit les conditions de choc adiabatique dans lesquelles sont établies les équations de Sedov, en partant des équations de Rankine-Hugoniot.

Les équations de Sedov décrivant la propagation du choc sont (Dyson & Williams, 1980) :

$$\begin{cases} R_s &= R_0 \left(\frac{E_{51}}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \\ kT_s &= \frac{3}{16} \mu_m V_s^2 \end{cases} \quad (2.14)$$

où R_s est le rayon du milieu choqué, E_{51} est l'énergie d'explosion (exprimée en unités de 10^{51} ergs), ρ_0 la densité du milieu interstellaire non choqué, V_s est la vitesse du choc, T_s est la

température du choc, μ_m est la masse moyenne par particule, et $R_0 = 1.17$ (quantité sans dimension, Shu, 1992). Cette valeur est obtenue en résolvant les profils radiaux des variables hydrodynamiques (pression, vitesse, densité, température) à l'intérieur d'un reste (Cox & Franco, 1981).

Masse moyenne par particule μ_m : Considérons un plasma contenant, 10 noyaux d'hydrogène pour 1 atome d'hélium. Pour un noyau d'hydrogène il y a donc 1.1 noyaux, 1.4 nucléons, 1.2 électrons et 2.3 particules libres (noyaux ou électrons). La masse moyenne par particule est donc

$$\mu_m = \frac{1.4}{2.3} m_H$$

Masse volumique du milieu interstellaire ρ_0 :

Soit $n_0 = n_H$ la densité volumique de noyaux d'hydrogène (en cm^{-3}). La masse volumique dans le milieu est alors $\rho_0 = 1.4 m_H n_0$.

Les équations de Sedov deviennent donc

$$\begin{cases} R_s &= 1.17 \left(\frac{E_s}{1.4 m_H n_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \\ kT_s &= \frac{3}{16} \frac{1.4}{2.3} m_H V_s^2 \end{cases} \quad (2.15)$$

L'annexe C présente une série de calculs basés sur ces équations, pour établir les relations existant entre R_s, T_s, t, V_s, E_{51} (énergie d'explosion), et n_0 (densité du milieu interstellaire en atome.cm^{-3}).

En particulier, on obtient la relation suivante entre la température post-choc (avant l'équilibre thermique) et l'âge d'un reste dans la phase Sedov :

$$kT = 4.68 (E_{51}/n_0)^{2/5} t_3^{-6/5} \text{ keV} \quad (2.16)$$

où t_3 est l'âge du reste exprimé en milliers d'années.

Cette relation est illustrée sur la figure 2.1 pour $E_{51} = 1$ et différentes valeurs de n_0 . La température correspondant au début de la phase radiative, moment où la luminosité X du reste devient négligeable, et qui dépend de la densité, est également représentée sur cette figure par des étoiles.

Intégration de l'émission X sur un pas de temps

Nous utilisons la routine `vsedov` implémentée dans le code XSPEC (présenté en annexe A), pour calculer, à chaque instant t , la puissance émise par le RSN :

$$P_{\text{rad}}(t) = F_{\text{vsedov}} \times \int n_e n_H dV \quad (2.17)$$

$$= F_{\text{vsedov}} \times 2.07 \times 1.2 n_0^2 \times \frac{4\pi}{3} R_s^3 \quad (2.18)$$

où F_{vsedov} est la quantité calculée par XSPEC. Le facteur 2.07 vient du fait que la densité n'est pas uniforme dans le reste de la supernova (le profil utilisé est le profil de Sedov). La densité électronique est $n_e = 1.2 n_0$.

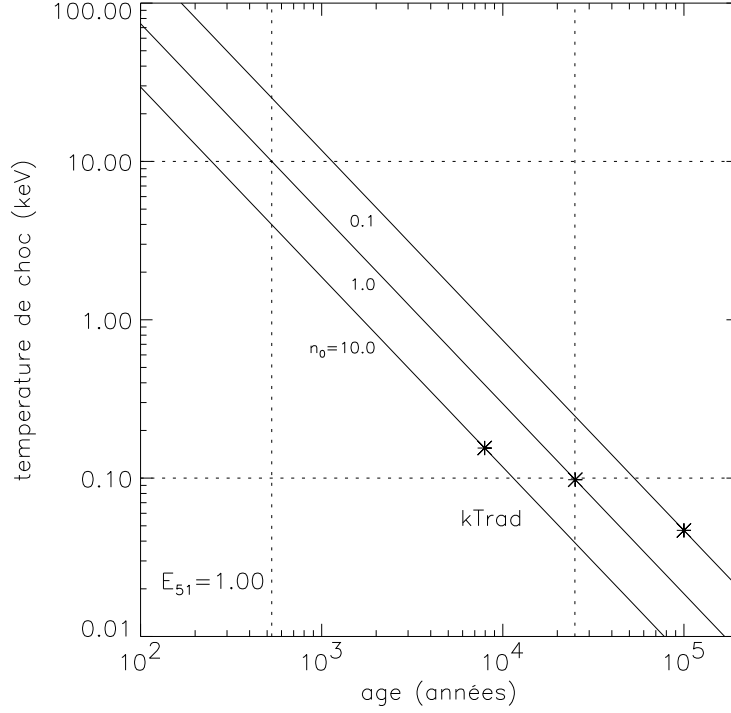


FIG. 2.1 – Relation age–température pour un reste de supernova dans la phase Sedov.

On peut ensuite transformer l’intégrale de l’émission sur le temps par une intégrale sur la température (cf. annexe C) :

$$E_{\text{rad}} = \int P_{\text{rad}}(t) dt = (85.3 \text{ ergs}) \times (n_0 E_{51}^2)^{2/3} \int_{x_0}^{x_1} x^{-17/6} F_{\text{Sedov}}(x) dx \quad (2.19)$$

où $x = kT_s$ et $F_{\text{Sedov}} = 2.07 \times F_{\text{vsedov}}$. Si F_{vsedov} est exprimé en $\text{keV.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, E_{rad} est exprimé en ergs.

Plusieurs remarques peuvent être faites à ce niveau. Tout d’abord, cette expression est calculée ici pour une large bande, mais convient aussi à n’importe quel *bin* spectral (F_{vsedov} étant exprimé en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$). Le résultat est alors exprimé en erg.keV^{-1} . Par ailleurs, la température minimale au choc (juste avant la phase radiative où la luminosité X s’atténue au profit de la luminosité UV puis optique) dépend de n_0 et E_{51} (voir aussi la figure 2.1) selon la relation (Ballet, 2003) :

$$kT_{\text{rad}} \simeq 0.10 n_0^{2/7} E_{51}^{1/7} \text{ keV} \quad (2.20)$$

Pour $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ et $E_{51} = 1$, on a $x_{\text{min}} = kT_{\text{min}} = 0.1 \text{ keV}$.

Enfin, nous sommes limités dans notre modélisation du spectre par les calculs du spectre de Sedov dans XSPEC. Le modèle *vsedov* n’est pas calculable pour des énergies plus basses que $kT = 0.08 \text{ keV}$. La fin de la phase Sedov se produisant à une température $kT \simeq 0.1 \text{ keV}$, cette contrainte n’est pas pénalisante. Les applications numériques (avec $E_{51} = 1$ et $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$) donnent alors

- $x_1 = 0.1 \text{ keV} \Leftrightarrow t_0 = 7.77 \times 10^{11} \text{ s} \simeq 24600 \text{ ans.}$
- $x_0 = 10 \text{ keV} \Leftrightarrow t_1 = 1.674 \times 10^{10} \text{ s} \simeq 530 \text{ ans.}$
- sur l'intervalle 0.1-10 keV : $E_{\text{rad}} = 1.77 \times 10^{49} \text{ ergs.}$

Le spectre moyenné sur la durée de vie du reste est représenté aux métallicités 0.02 ($=Z_{\odot}$) et 0.0001 ($=Z_{\odot}/200$) sur la figure 2.2. Le spectre adopté par Cerviño et al. (2002), et reproduit à métallicité solaire sur cette même figure, est la somme de trois spectres Raymond-Smith à trois températures différentes ($kT = 0.23 \text{ keV}$, $kT = 0.76 \text{ keV}$, et $kT = 1.29 \text{ keV}$), sur la base d'observations de Dickel et al. (1990).

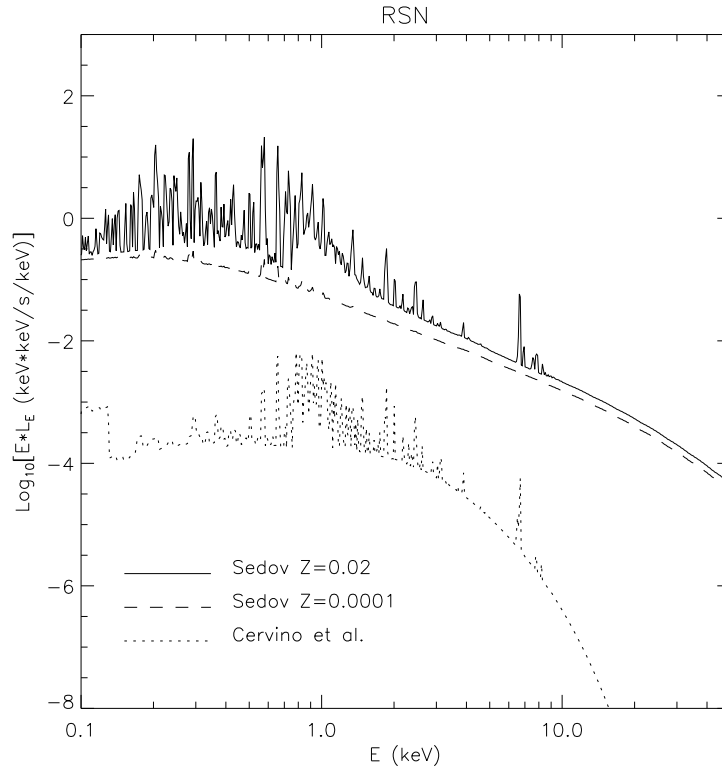


FIG. 2.2 – Spectres de restes de supernovae en X modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.

2.4.6 Modèles vs observations

Dans toute la suite, nous utilisons le même spectre pour modéliser les restes de SN Ia et les restes de SN II. En effet, si les mécanismes d'explosion de ces deux types de supernovae sont différents, l'onde de choc se comporte certainement de la même façon dans les deux cas. Cependant, ce choix présente des risques car l'état physique du milieu interstellaire (sa densité notamment) peut être différent d'un cas à l'autre.

La normalisation du spectre synthétique moyen adopté pour un RSN est cruciale pour la suite de l'étude. En effet, ces objets dominent parfois le spectre X d'une galaxie aux petites énergies, et l'émission X globale d'une galaxie dépend de façon très directe de cette normalisation. La

contribution des RSN au spectre X est calculée de la façon suivante :

$$L_X^{\text{RSN,tot}}(t) = \left(\tau_{\text{SNe}}(t) \times \frac{t_{\text{vie}}}{t_{\text{pas de temps}}} \right) \times L_X^{\text{RSN}} \quad (2.21)$$

où τ_{SNe} est le taux d'explosion de supernovae par pas de temps de la simulation, t_{vie} est la durée de vie d'un reste (25 000 ans), $t_{\text{pas de temps}}$ est le pas de temps de la simulation (10^6 ans), et L_X^{RSN} est la luminosité moyenne (en erg.s^{-1}) d'un RSN durant sa vie.

Le calcul précédent donne, dans la bande EINSTEIN (0.1 – 3.4 keV), une énergie rayonnée durant la vie du reste $E_X = 1.9 \times 10^{49}$ ergs, soit, si l'on moyenne cette valeur sur la durée de vie (25 000 ans), un flux moyen $\langle F_X \rangle_{25\,000 \text{ ans}} = 2.4 \times 10^{37}$ erg.s^{-1} .

Cerviño et al. (2002) normalisent le flux émis par un RSN dans la bande EINSTEIN à 10^{36} erg.s^{-1} , en s'appuyant sur des observations de Chu & Mac Low (1990) dans le grand nuage de Magellan, et sur celles de Cox (1972) dans *Cygnus Loop*. Ils en déduisent, en supposant la luminosité constante sur la durée de vie du reste (prise égale à 34 000 ans) l'énergie totale rayonnée dans la bande EINSTEIN $E_X = 1.07 \times 10^{48}$ ergs. Cette valeur est différente de plus d'un ordre de grandeur de celle prédite par notre modèle. La raison de cette différence réside probablement dans la densité moyenne que nous avons utilisée pour calculer le spectre X du reste : la valeur adoptée $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ est plus grande que celle de *Cygnus Loop* sur laquelle se sont appuyés ces auteurs. Nous verrons plus loin que certains RSN de la galaxie ou du grand nuage de magellan sont intrinsèquement plus brillants que *Cygnus Loop* et que l'utilisation de ce reste comme reste typique est discutable. De plus, nous verrons que la durée de vie du reste dépend de la densité du milieu interstellaire, et que celle adoptée par Cerviño et al. (2002) (34 000 ans) est surestimée compte tenu de la densité du reste (*Cygnus Loop*) pris comme référence.

Le flux moyen d'un RSN sur un million d'années¹ est $\langle F_X \rangle_{10^6 \text{ ans}} = 6.04 \times 10^{35}$ erg.s^{-1} .

2.4.6.1 Lorsque l'âge est connu ou estimé

Il existe dans la galaxie plusieurs restes de supernovae encore brillants, pour lesquels la date d'explosion de la supernova est connue historiquement. Pour d'autres restes, l'âge peut être estimé via des diagnostics d'âge, de métallicité, de température, et de densité.

Nous reportons quelques uns de ces restes observés avec divers instruments, dans des diagrammes flux-âge (figure 2.3). Les observations sont tirées de Cox (2000), Zombeck (1982,1990) et Hughes et al. (1998) (avec ASCA) dans le grand nuage de Magellan. De plus, nous avons extrait les flux de la base de données CHANDRA des restes de supernovae de la Galaxie et nous avons utilisé les estimations de distances données par différents auteurs pour estimer la luminosité intrinsèque de ces restes dans la bande 0.3 – 10 keV. Certains restes (représentés par des croix) ont une composante non-thermique importante, et nous ne nous y attarderons pas car la modélisation de la phase Sedov ne leur est pas bien adaptée.

¹Nous nous permettons de moyenniser la luminosité d'un reste sur un million d'années (qui est le pas de temps de la simulation) car à un instant donné, pour des galaxies évoluées, il y a toujours au moins un RSN dans une galaxie. La prédiction faite avec cette moyenne reste donc réaliste, et comparable à des observations X de galaxies.

Les équations de Sedov décrites ci-dessus fournissent des relations simples entre diverses quantités physiques. L'âge du reste est directement fonction de la température, de la densité n_0 , et de l'énergie d'explosion E_{51} . Le flux émis au cours de la vie du reste dépend également de ces trois quantités, mais aussi de la métallicité. Nous superposons aux observations de la figure 2.3 le flux calculé à différentes métallicités, en fonction de l'âge du reste. De plus, des changements de densité ou d'énergies d'explosion induisent sur ces courbes des translations, dont les vecteurs directeurs sont indiqués par des flèches.

L'influence de la densité sur le flux X d'un RSN peut sembler très importante. Pourtant, la durée de vie d'un reste étant elle-même fonction de la densité et de l'énergie d'explosion, le flux moyenné sur le temps de vie¹ d'un reste dépend peu de n_0 . Il est en revanche presque proportionnel à E_{51} . L'énergie libérée au cours de la vie d'un reste peut alors s'écrire (Ballet, 2003)

$$E_X \simeq 1.65 \times 10^{49} n_0^{1/7} E_{51}^{15/14}. \quad (2.22)$$

Les différences entre le modèle et les observations sont nombreuses et trouvent différentes explications dans les différents domaines d'énergie.

Tout d'abord, pour les restes jeunes, la luminosité est plus forte que notre prédiction. Ceci est probablement dû au fait que ces restes (plus jeunes qu'un millier d'années) sont encore dans la phase d'expansion libre (courte, donc négligée ici), et non dans la phase Sedov.

Pour certains restes vieux (Cygnus Loop), la luminosité X prédite est trop grande. Une raison à cette différence peut provenir d'une densité plus faible que 1 cm^{-3} . Par exemple, la densité du milieu interstellaire autour de Cygnus Loop a été estimée à 0.25 cm^{-3} (Kirshner, 1976; Rappaport et al., 1974), ou $0.1 - 0.2 \text{ cm}^{-3}$ avec des nuages de fortes densité ($5 - 10 \text{ cm}^{-3}$) (de Noyer, 1975).

Pour certains autres restes, la métallicité est peut-être surestimée. La métallicité globale du grand nuage de Magellan est par exemple inférieure à la métallicité solaire. La luminosité dans la bande $0.2 - 4 \text{ keV}$ est 12.3 fois plus grande à métallicité solaire qu'à métallicité $Z_{\odot}/200$ en utilisant le modèle Sedov. Un ajustement linéaire de la luminosité d'un reste en fonction de la métallicité (de $Z = 0.0001$ à 0.05) donne

$$\log_{10} L / \log_{10} Z \approx 0.6 \quad (2.23)$$

dans la bande d'énergie $0.1 - 10 \text{ keV}$, sans que cette relation ne dépende beaucoup du domaine d'énergie.

Plusieurs incertitudes sur les mesures rendent délicate la comparaison. Tout d'abord, pour tous les restes plus vieux qu'un millier d'années qui ne correspondent pas à des supernovae historiques, les âges donnés par les observations sont déterminés par des modèles similaires au nôtre, mais ajustant à la fois la densité, la température et l'âge. Il n'est donc pas étonnant que des divergences existent entre notre modèle et les âges estimés pour ces restes. Une autre incertitude dans les observations provient du fait que pour les restes situés dans la Galaxie, la distance est parfois estimée avec une précision médiocre, ce qui peut fausser à la fois l'estimation

¹La « fin de vie » d'un reste est identifiée avec le début de la phase radiative, lorsque la température atteint kT_{rad} .

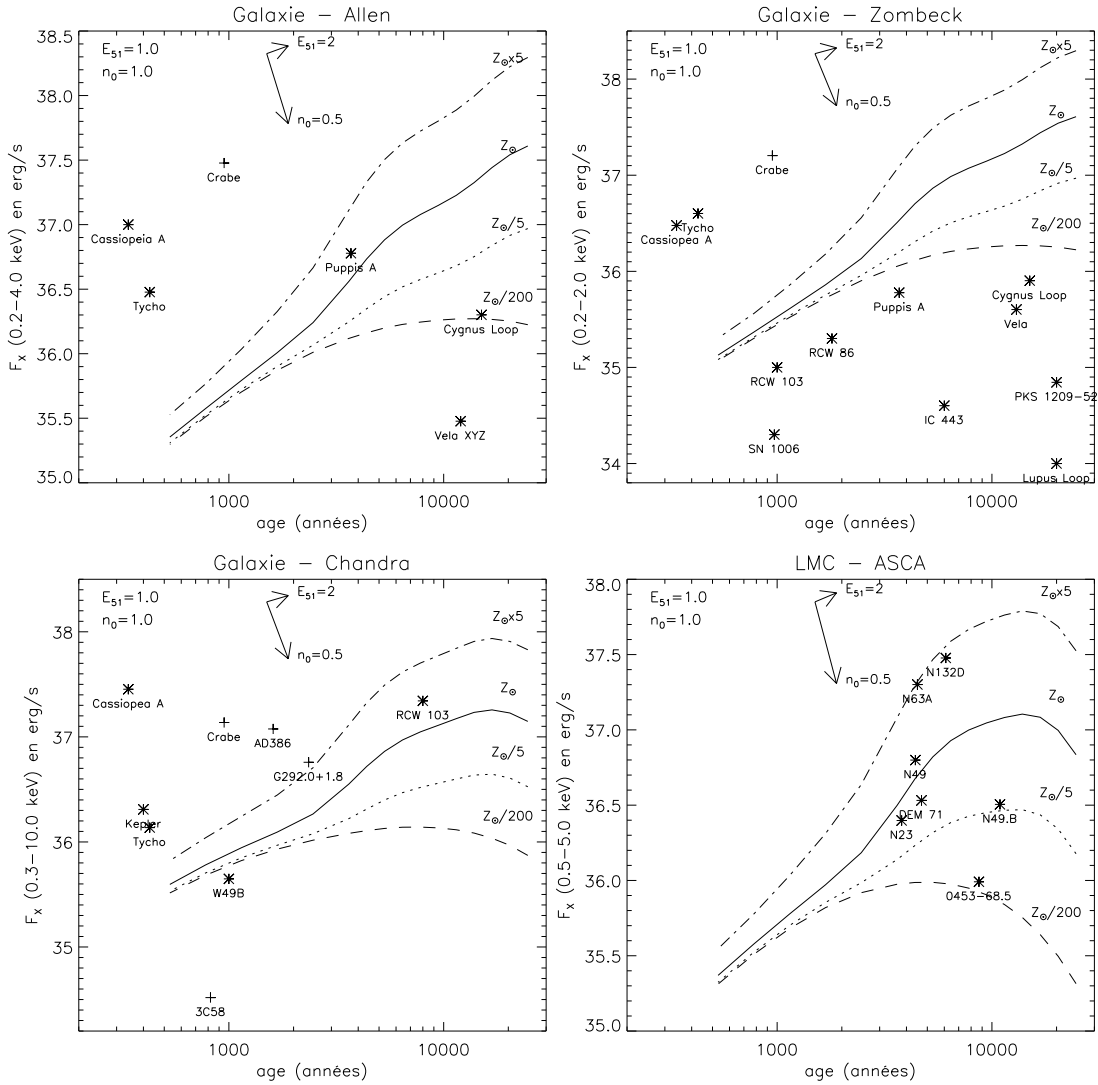


FIG. 2.3 – Relation F_X –age pour des restes de supernova dans la phase Sedov. Le flux modélisé dans cette phase est calculé pour plusieurs métallicités. Les flèches indiquent l’influence des paramètres E_{51} (énergie d’explosion) et n_0 (densité). Plusieurs restes brillants sont représentés par des étoiles (RSN thermiques) et des croix (RSN non-thermiques).

de la luminosité et celle de la taille du reste (donc le modèle utilisé pour ajuster l’observation et, indirectement, l’estimation de l’âge). Pour les restes de supernovae du grand nuage de Magellan en revanche, la distance est identique (au premier ordre) pour tous les restes. Les écarts à la prédiction sont alors probablement explicables par une dispersion de la densité moyenne de ces restes. De plus, la correction à appliquer pour corriger le spectre de l’extinction galactique est souvent incertaine. La distance étant mal connue, la densité de colonne l’est également. Or cette quantité a une grande influence sur le spectre, surtout aux énergies inférieures à 2 keV.

De façon plus générale, le modèle utilisé pour convertir le spectre observé (exprimé en $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{keV}^{-1}$) et la colonne densité adoptée peuvent grandement influencer sur l’esti-

mation du flux émis. Les trois graphiques d’observations dans la Galaxie ont des bandes d’énergie descendant jusqu’à 0.3 keV. A ces faibles énergies, de petites variations dans la densité de colonne induisent de grandes différences dans les flux observés.

De plus, dans certains restes, une composante non thermique peut dominer le spectre. Ces restes sont identifiés par des croix dans la figure 2.3. Mais en général, environ 10% (Helfand & Moran, 2001) de l’émission X d’un reste est sous forme non thermique, avec un temps caractéristique plus court que l’émission thermique. Ceci justifie le fait que nous ne tenions pas compte de la composante non thermique dans les restes de supernovae.

2.4.6.2 Grand échantillon de RSN

Dans les galaxies proches, on peut avec CHANDRA cataloguer toutes les sources ponctuelles jusqu’à une certaine limite de détection, et placer ces sources dans un diagramme couleur-couleur, de façon similaire à ce que l’on fait dans les domaines visibles ou infrarouges (Colbert et al., 2003; Prestwich et al., 2003). Les couleurs sont définies, par des différences et des rapports de nombre de coups :

$$H_1 = \frac{M-S}{S+M+H} \quad (2.24)$$

$$H_2 = \frac{H-M}{S+M+H} \quad (2.25)$$

où S, M et H sont les nombres de coups respectifs dans les bandes molle (S :0.3 – 1 keV), moyenne (M :1 – 2 keV) et dure (H :2 – 8 keV).

Nous reprenons dans la figure 2.4 les observations de Prestwich et al. (2003) faites dans les galaxies du Groupe Local avec CHANDRA et nous les comparons aux prédictions, faites en simulant la réponse du détecteur ACIS de CHANDRA. Ces prédictions sont ici faites pour les différents modèles que nous avons décrits plus haut : le calcul de l’émission moyenne dans la phase Sedov pour des métallicités Z_{\odot} et $Z = 0.0001$, ainsi que le *template* adopté par Cerviño et al. (2002). Les spectres modélisés sont également éteints par des densités de colonne variant de 0 à 10^{23} cm^{-2} , ce qui forme, pour chaque modèle, une ligne continue. L’influence détaillée de la densité de colonne d’hydrogène en tenant compte des métallicités non-solaires sera détaillée dans le paragraphe 2.9, mais nous illustrons ici son influence à métallicité solaire pour souligner son importance. Les régions du diagramme se répartissent selon les différents types de sources. Les restes de supernovae se situent logiquement dans la région où la couleur H_1 est petite (ce qui traduit un indice spectral grand ; voir annexe E).

2.5 Binaires X de faible et grande masses

2.5.1 Formalisme de formation des binaires X

Les binaires X sont des étoiles binaires serrées dont la primaire est un trou noir ou une étoile à neutrons. L’étoile secondaire (la “donneuse”) est une étoile de la séquence principale en fin de vie, depuis laquelle de la matière est transférée, soit par accréation, soit par des vents stellaires. Selon la masse de l’étoile secondaire et son type spectral, on distingue les binaires X

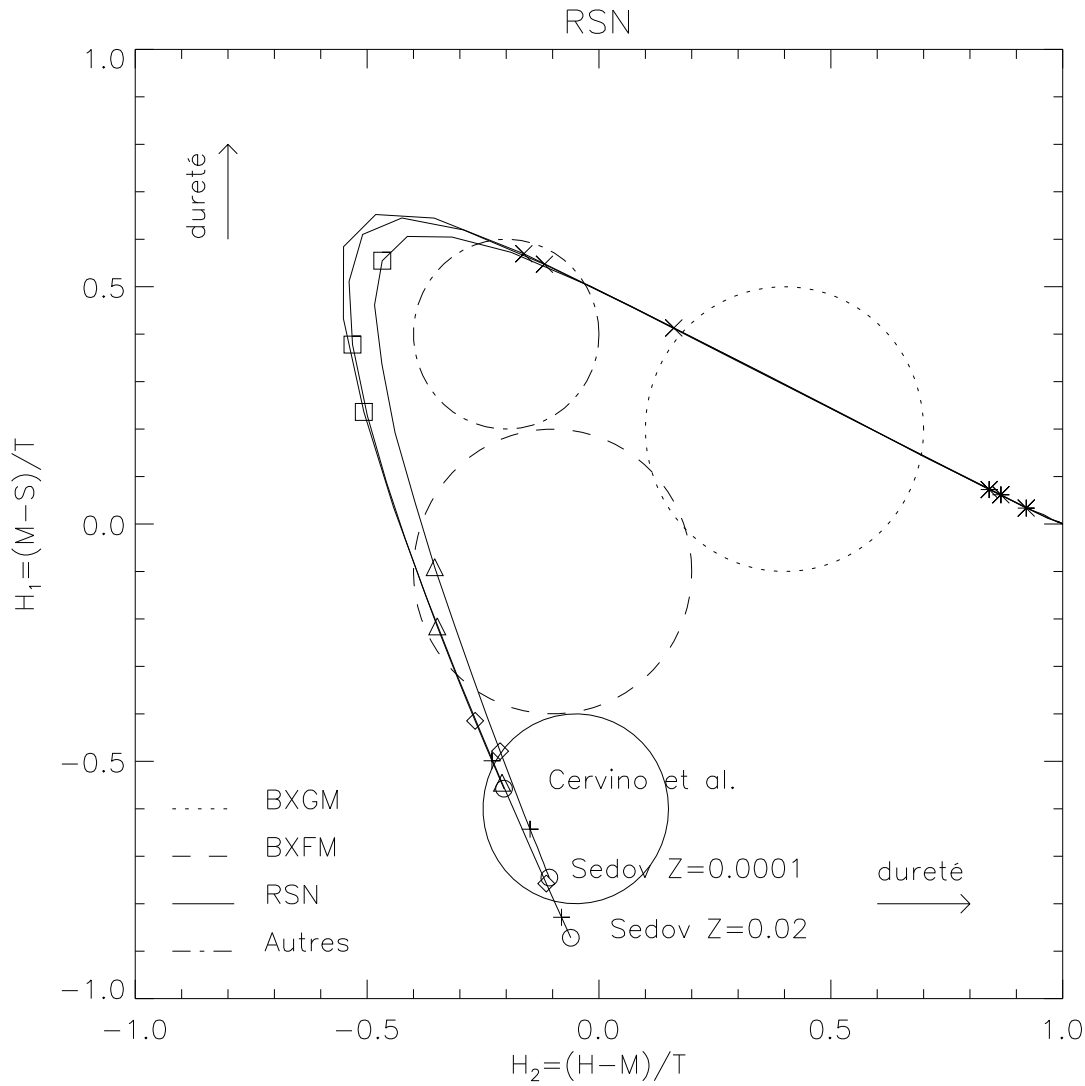


FIG. 2.4 – Restes de supernovae dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S , M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d'énergie respectives $0.3 - 1$ keV, $1 - 2$ keV, et $2 - 8$ keV. On a $T=S+H+M$. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).

de faible masse (BXFM) dont la masse de la secondaire est inférieure à 1 ou $2 M_{\odot}$, et celles de grande masse (BXGM) dont l'étoile secondaire est typiquement supérieure à $10 M_{\odot}$. Le mode de transfert se fait dans le premier cas par accréation via le lobe de Roche, et dans le second cas principalement par des vents stellaires (bien qu'une accréation par le lobe de Roche soit également possible).

Entre ces deux classes de binaires X, une population de binaires de masse intermédiaire

existe probablement. Cependant, la masse de l'étoile secondaire dans ces objets est trop faible pour produire des vents stellaires forts. Une émission de rayons X n'est possible que par transfert de matière à travers le lobe de Roche (van den Heuvel, 1975; Tauris & van den Heuvel, 2003). Les échelles de temps impliquées sont alors très courtes (de l'ordre de 1000 ans). Ces binaires ne sont donc pas détectées et nous ne nous y intéresserons pas dans la suite.

Nous décrivons ici les scénarii adoptés conduisant à l'apparition de binaires X de faible et de grande masses. Les masses critiques régissant l'évolution d'une binaire serrée en BXFM ou BXGM sont discutées en détail dans les sous-sections qui suivent.

2.5.1.1 Binaires X de faible masse (BXFM)

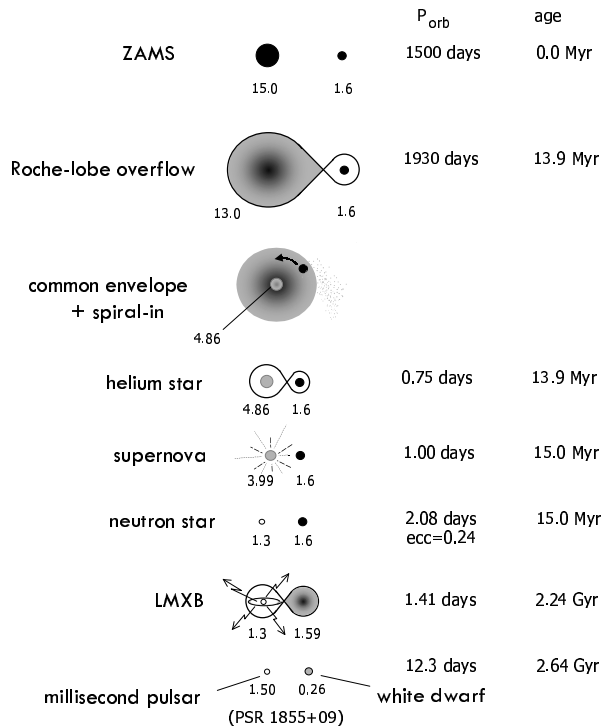


FIG. 2.5 – Évolution d'un système binaire serré conduisant à la formation d'une BXFM. La figure est empruntée à Tauris & van den Heuvel (2003).

Les binaires X de faible masse se caractérisent par une étoile secondaire de type spectral plus froid que le type A. Il se pourrait même que la secondaire soit une naine blanche (Lewin et al., 1995, , chapitre 1), mais nous ne considérerons pas ce cas dans la suite. L'étoile secondaire a une masse initiale relativement petite ($M \simeq 1 M_{\odot}$). L'émission X provient de l'accrétion de matière transférée depuis l'étoile secondaire, dont le lobe de Roche est rempli, sur l'objet compact primaire (étoile à neutrons ou trou noir).

Ces objets sont observés majoritairement dans des galaxies elliptiques (White et al., 2002) et dans les bulbes de spirales : le rapport L_X/L_V est corrélé à la densité spécifique d'amas globulaires. Donc le site préférentiel pour les BXFM sont les amas globulaires, où la densité

de binaires est plus grande. On en trouve également, en quantité plus faible, dans les disques des galaxies spirales.

La figure 2.5 représente l'évolution typique d'une binaire serrée donnant lieu à une binaire X de faible masse. On peut remarquer que l'apparition d'une binaire X passe nécessairement par une explosion de supernova de type II.

2.5.1.2 Binaires X de grande masse (BXGM)

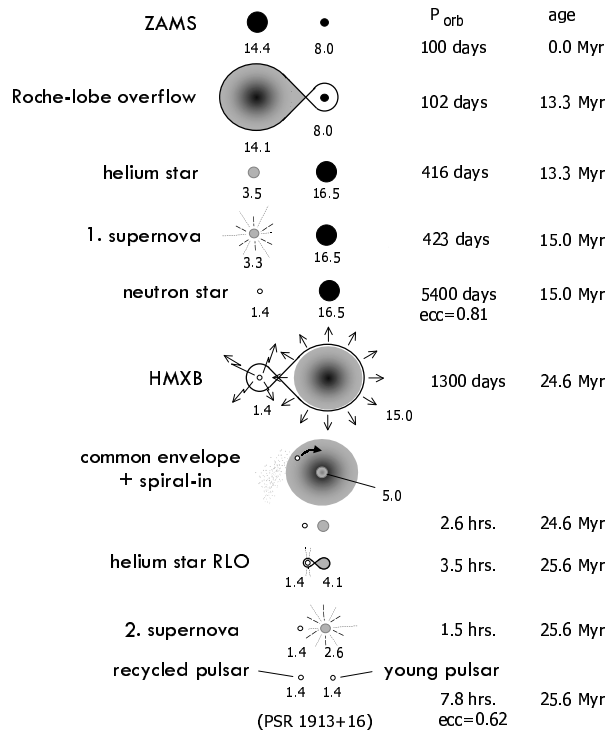


FIG. 2.6 – Évolution d'un système binaire serré conduisant à la formation d'une BXGM. La figure est empruntée à Tauris & van den Heuvel (2003).

Les binaires X de grande masse se caractérisent par une étoile secondaire initialement très massive, dont le type spectral est O ou B. C'est majoritairement l'interaction entre l'objet compact et les forts vents stellaires de la secondaire qui produit l'émission X. Une accréation via le lobe de Roche peut également avoir lieu dans certains cas.

Ces objets apparaissent très vite après un sursaut de formation d'étoiles (quelques millions d'années), et on les rencontre partout dans les disques galactiques, principalement là où une formation d'étoiles récente est observée dans les longueurs d'onde visible et infrarouge (dans les bras spiraux par exemple).

La figure 2.6 représente l'évolution typique d'une binaire serrée donnant lieu à une binaire X de grande masse.

Des critères de masse ont été suggérés pour expliquer la formation d'une BXGM. Par

exemple, Dalton & Sarazin (1995b) estiment que la masse totale pour le couple d'étoiles binaires doit être supérieure à $15 M_{\odot}$ pour donner lieu à une BXGM. Il est généralement admis (Tauris & van den Heuvel, 2003) que la masse minimale de l'étoile secondaire d'une binaire X est proche de $10 M_{\odot}$. En revanche, la secondaire ayant pu perdre une quantité importante de matière avant d'atteindre le stade de binaire X, sa masse initiale est généralement supérieure à cette valeur.

2.5.2 Spectres des binaires X

2.5.2.1 Binaires X de faible masse

Les binaires X de faible masse comptent parmi les sources X galactiques les plus puissantes, pour lesquelles on obtient souvent des spectres à grand rapport signal/bruit. Leur étude détaillée n'est cependant possible que depuis peu de temps, grâce aux bonnes résolutions spectrales atteintes par les instruments.

Depuis longtemps (Lewin et al., 1995), il est établi que le spectre X (1 – 10 keV) des BXFM est peu énergétique (« mou »). Si on le modélise par un spectre thermique, on obtient, par ajustement sur des observations à basse résolution, des températures correspondant à $kT = 5 - 10$ keV. Par ailleurs, on distingue souvent deux classes de BXFM : celles de faible luminosité ($\simeq 10^{36-37.3}$ erg.s⁻¹), et celles plus lumineuses ($\simeq 10^{38}$ erg.s⁻¹) (Parsignault & Grindlay, 1978; Ponman, 1982; Christian & Swank, 1997).

Irwin et al. (2003) ont récemment analysé les binaires X de faible masse d'un échantillon de 15 galaxies de type précoce (8 galaxies elliptiques, 5 galaxies S0, et 2 bulbes de spirales) observées avec CHANDRA. Il résulte des ajustements par des lois de puissance, que l'indice spectral est $\Gamma = 1.56 \pm 0.02$ avec 90 % de confiance. Ce spectre est illustré sur la figure 2.7. Un ajustement avec le rayonnement libre-libre conduit à des températures $kT = 7.3 \pm 0.3$ keV. De plus, cet indice varie peu avec la distance au centre des galaxies, jusqu'à trois rayons effectifs. La plupart de ces sources ont des luminosités (0.3 – 10 keV) inférieures à 10^{39} erg.s⁻¹. Les quelques sources dont la luminosité est supérieure à cette limite présentent des spectres plus mous et sont probablement des trous noirs en accréation de masse $M \simeq 10 - 15 M_{\odot}$.

Avant ces observations, la forme du spectre et sa normalisation ont été modélisées par différents auteurs sur la base d'observations plus anciennes de BXFM de la Galaxie. Christian & Swank (1997) ajustent des BXFM (brillantes ou non) avec des modèles simples : Bremsstrahlung thermique + corps noir, ou USC (Unsaturated Comptonization : Bremsstrahlung modifié par un effet Compton inverse) par exemple. Leur modèle d'ajustement faisant intervenir un corps noir (surface d'une étoile à neutrons de rayon 10 km, à la température $kT = 1.5$ keV) et du rayonnement Bremsstrahlung thermique ($kT = 8$ keV dans un volume correspondant à la mesure d'émission 5×10^{60} cm⁻³) est illustré sur la figure 2.7. Il n'est pas utile de re-normaliser le spectre ainsi obtenu car les surfaces et volumes sont définis de manière explicite. On obtient les luminosités suivantes :

$$L_X(2 - 10 \text{ keV}) = 1.03 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1} \quad (2.26)$$

$$L_X(0.5 - 50 \text{ keV}) = 1.57 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1} \quad (2.27)$$

Ces valeurs sont à rapprocher des observations de Christian & Swank (1997) qui donnent un flux moyen pour les BXFM brillantes de l'ordre de 10^{38} erg.s⁻¹ dans la bande 0.2 – 2 keV.

La modélisation faite par Persic & Rephaeli (2002) est plus empirique. Le spectre de photons (exprimé en photon.s⁻¹.keV⁻¹) dépend de la luminosité de la BXFM, et s'écrit

$$A_X(E) = \begin{cases} E^{-1.4} \exp(-E/kT) & \text{si } L_X < 10^{37} \text{ erg.s}^{-1} \\ \exp(-E/kT) & \text{si } L_X \geq 10^{37} \text{ erg.s}^{-1} \end{cases} \quad (2.28)$$

avec $kT = 8$ keV.

On peut noter que l'indice spectral défini ici ($\Gamma = 1.4$) est du même ordre de grandeur que celui déterminé par Irwin et al. (2003), à savoir $\Gamma = 1.56$ (figure 2.7).

La répartition des BXFM entre ces deux classes de luminosité est en revanche assez incertaine, du fait du petit nombre d'objets observés. D'après Iben et al. (1995), un modèle de distribution du demi grand axe des binaires serrées engendre 65% de BXFM de faible luminosité et 35% de brillantes. N'ayant pas de moyen simple de décrire la distribution des distances séparant les composantes des étoiles binaires serrées, nous adoptons cette loi de probabilité.

Le spectre moyen d'une BXFM, calculé avec cette répartition et la modélisation spectrale de Persic & Rephaeli (2002) est illustré dans la figure 2.7. La comparaison de ce spectre synthétique avec des spectres observés n'est pas aisée à haute résolution spectrale car chaque objet présente ses particularités. En revanche, à basse résolution spectrale, on peut placer ce spectre dans un diagramme couleur-couleur tel que défini au paragraphe 2.4.6.2, et comparer les prédictions aux observations de Prestwich et al. (2003) dans les galaxies locales (figure 2.8). On remarque qu'avec des absorptions modestes, le spectre synthétique est compatible avec les observations de BXFM dans ce diagramme. Par la suite, nous adoptons le modèle de Persic & Rephaeli (2002) pour les BXFM, avec la répartition 65%/35%.

La normalisation adoptée par Persic & Rephaeli (2002) est fixée de manière un peu arbitraire, dans la bande d'énergie 0.5 – 50 keV, à $10^{37.7}$ erg.s⁻¹ en moyenne pour les BXFM brillantes, et $10^{36.7}$ erg.s⁻¹ en moyenne pour les BXFM de faible luminosité. Avec les spectres et les proportions adoptés, cela correspond à une luminosité moyenne égale à 7.5×10^{36} erg.s⁻¹ dans la bande 2 – 10 keV.

2.5.2.2 Binaires X de grande masse

L'extinction est souvent très forte pour les BXGM (White et al., 1995), mais les valeurs de N_H présentent une grande dispersion dans l'intervalle typique $N_H \simeq 10^{23-24}$ cm⁻². Le spectre X (1 – 10 keV) est dur (Lewin et al., 1995).

D'après White et al. (1995), la variabilité dépend de la luminosité. Les BXGM peu lumineuses ($< 10^{37}$ erg.s⁻¹) sont très variables (jusqu'à un facteur 100 sur des échelles de temps de quelques minutes). Les *flares* expriment l'hétérogénéité du vent puissant. Les plus lumineuses sont très peu variables. Ces fortes luminosités ($10^{37}-10^{38}$ erg.s⁻¹) ne peuvent pas être produites par des vents seuls. Cela suggère un flux d'accrétion fort, ce qui pourrait, en transférant suffisamment de moment angulaire, créer un disque d'accrétion stable, lissant ainsi les hétérogénéités du vent.

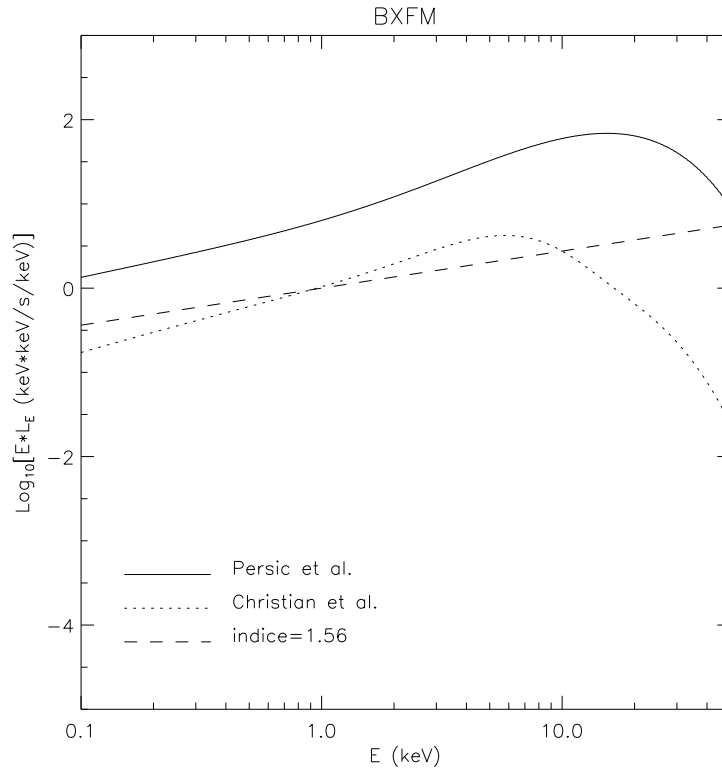


FIG. 2.7 – Spectres de binaires X de faible masse en X, tels que modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.

De plus, la métallicité de la matière accrétée pourrait jouer un rôle dans l'émission X des BXGM. Cependant, Helfand & Moran (2001) suggèrent que les résultats à ce sujet sont à considérer avec précaution.

Plusieurs modélisations du spectre des BXGM existent dans la littérature. La Barbera et al. (2001) ont ajusté la BXGM LMC X-4 observée avec BeppoSax dans son état haut. C'est une BXGM très variable, dont la masse du compagnon est proche de $20 M_{\odot}$. La paramétrisation est assez complexe, mais révèle différentes composantes qui émettent des photons X. Une loi de puissance (d'indice spectral $\Gamma = 0.5$) coupée à haute énergie (18 keV), qui traduit un rayonnement Compton inverse. Aux basses énergies (< 2 keV), le spectre s'interprète de deux façons. Il peut être expliqué par un corps noir à la température $kT = 0.9$ keV (le disque d'accrétion) qui subit une diffusion Compton par les électrons, ou bien se décomposer en un spectre de corps noir à 0.06 keV (qui serait la magnétosphère de l'étoile à neutrons) et en un spectre Bremsstrahlung ($kT = 0.85$ keV) qui pourrait être dû aux vents de l'étoile compagnon. Une forte raie du fer autour de 6.7 keV est également présente. De plus, l'absorption est dans ce cas précis assez faible, due essentiellement à la densité de colonne Galactique ($N_H = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). La figure 2.9 représente graphiquement ce spectre complexe.

Persic & Rephaeli (2002) proposent une modélisation similaire mais plus simple : le spectre (figure 2.9) se compose d'une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 1.2$ avec une coupure exponentielle rapide (d'échelle caractéristique 12 keV) à 20 keV. Par rapport au spectre de

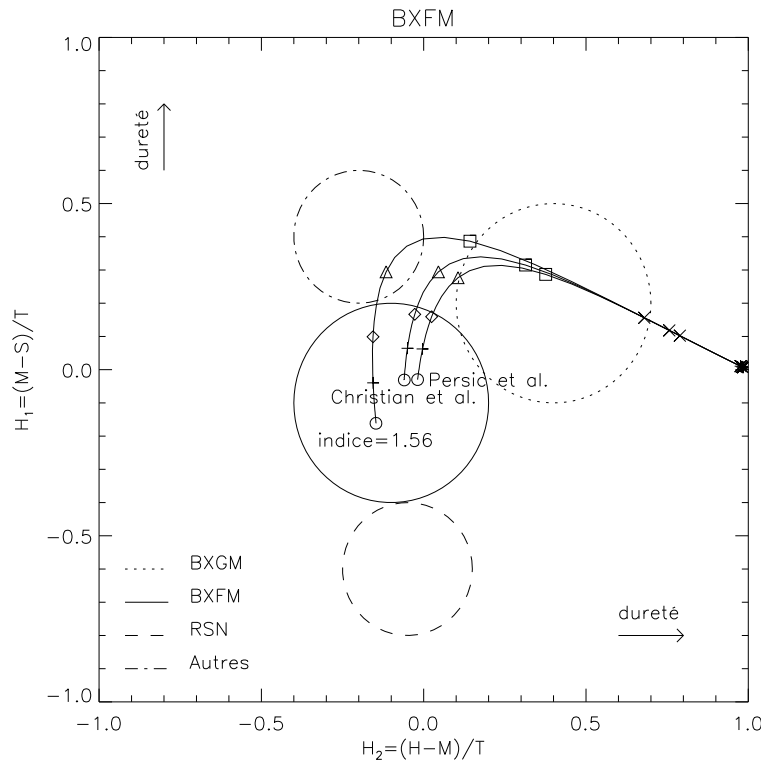


FIG. 2.8 – Binaires X de faible masse dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S , M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d'énergie respectives 0.3–1 keV, 1–2 keV, et 2–8 keV. On a $T=S+H+M$. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).

LMC X-4 présenté ci-dessus, celui-ci est plus mou au delà de $\simeq 1$ keV (à cause de l'indice spectral plus grand), mais plus dur en dessous de $\simeq 1$ keV (l'indice spectral 1.2 produisant une pente moins molle que celle de la composante corps noir+Bremsstrahlung).

Nous pouvons comparer le lieu occupé par ces spectres *template* de BXGM dans le diagramme couleur-couleur déjà utilisé pour les restes de supernovae et les BXFM, et le comparer aux observations de Prestwich et al. (2003) (figure 2.10). Nous remarquons que les BXFM observées dans les galaxies proches, identifiées par Prestwich et al. (2003) avec les sources ayant une couleur H_2 très dure, coïncident avec les modèles pour des absorptions très fortes (de l'ordre de 10^{22} cm^{-2}). Ceci est cohérent avec la remarque faite plus haut concernant la forte extinction observée généralement autour de ces sources. Il est probable, en effet, que les BXGM se situent au cœur des régions de formation d'étoiles, et se trouvent enfouies dans un cocon dense de gaz et de poussières.

De même que pour les RSN et les BXFM, la luminosité X en large bande est un facteur auquel nous prenons particulièrement garde, car la luminosité X totale d'une galaxie en dé-

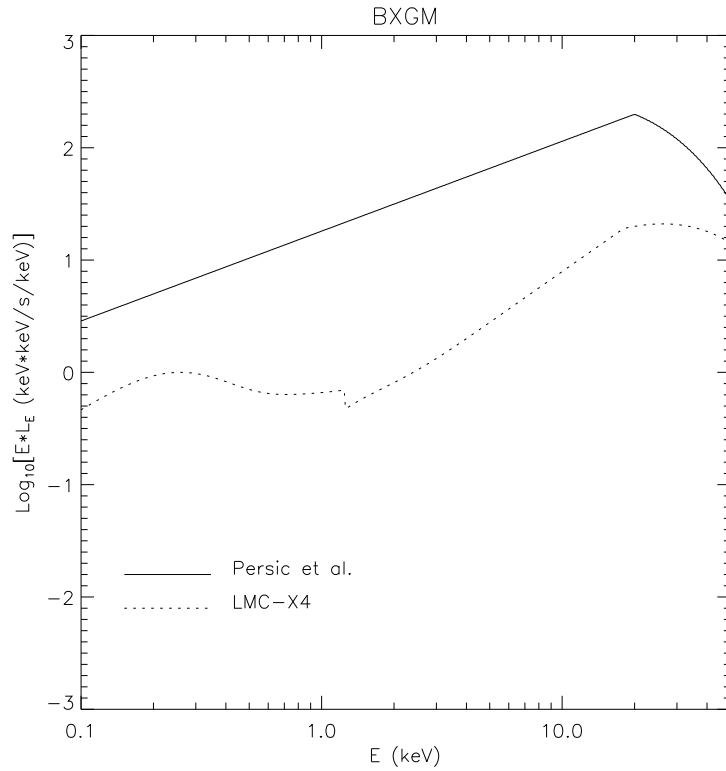


FIG. 2.9 – Spectres de binaires X de grande masse en X, tels que modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.

pend directement. Formellement, la luminosité X est proportionnelle à la masse de la primaire et au taux d'accrétion, ce dont nous ne tiendrons pas compte ici. Nous nous attacherons en revanche à adopter une luminosité « typique » pour les BXGM, telle que la somme cumulée sur la population prédite des BXGM corresponde à la luminosité X totale Galactique due aux BXGM.

Helfand & Moran (2001) normalisent le spectre X des BXGM à 5×10^{35} erg.s⁻¹ dans la bande 2 – 10 keV. Cette valeur est calculée à partir d'observations de BXGM dans le voisinage solaire : Helfand & Moran (2001) en comptent 57, dans une sphère de rayon 38 kpc³ (voir leur table 1). La luminosité totale de ces 57 BXGM est $2 - 3 \times 10^{37}$ erg.s⁻¹, ce qui équivaut en moyenne à $3.5 - 5.3 \times 10^{35}$ erg.s⁻¹ par BXGM. Cette valeur est certainement sous-estimée, car elle ne tient compte que de BXGM peu lumineuses. En effet, la fonction de luminosité des BXGM dans les galaxies spirales fait état de quelques rares sources de luminosité $> 10^{36}$ erg.s⁻¹. La luminosité intégrée pour une galaxie est donc dominée par ces quelques sources, qui ne sont pas présentes dans le voisinage solaire étudié par Helfand & Moran (2001). En revanche, les mêmes auteurs, en utilisant la fonction de luminosité des modèles de binaires X de Dalton & Sarazin (1995a), prédit une luminosité totale de 8×10^{38} erg.s⁻¹ pour les BXGM de la Galaxie dans la bande 2 – 10 keV.

En adoptant le modèle d'ajustement de La Barbera et al. (2001), la luminosité de LMC X-4 dans la bande 2 – 10 keV est 9.2×10^{37} erg.s⁻¹, en adoptant une distance de 50 kpc. Il faut

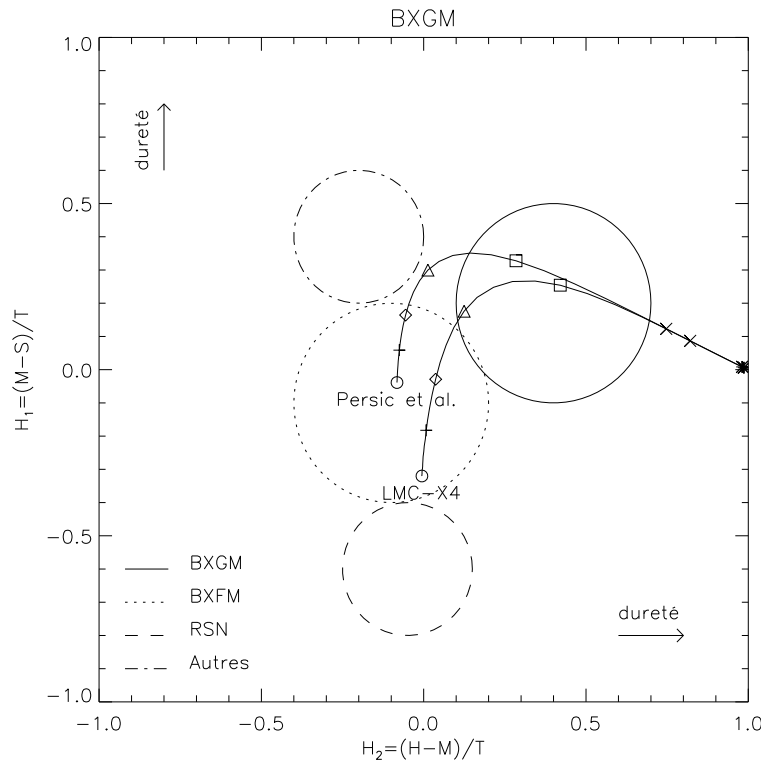


FIG. 2.10 – Binaires X de grande masse dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S , M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d'énergie respectives 0.3 – 1 keV, 1 – 2 keV, et 2 – 8 keV. On a $T=S+H+M$. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).

noter que cette source est l'une des plus puissantes de la galaxie et de ses satellites, et n'est donc pas représentative de l'ensemble des BXGM.

Persic & Rephaeli (2002) choisissent, pour modéliser les régions de formation d'étoiles, de façon un peu arbitraire de normaliser le spectre des BXGM à une luminosité égale à $10^{37.7} \text{ erg.s}^{-1}$ dans la bande 0.5 – 50 keV, soit $1.5 \times 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ dans la bande 2 – 10 keV.

2.5.2.3 Discussion

Le faible nombre de binaires X observées, et la difficile détermination des distances rendent délicate la normalisation d'un spectre typique de binaire X. De plus, la bonne résolution spatiale que peut atteindre le satellite CHANDRA permet aujourd'hui de résoudre les sources ponctuelles, et de deviner leur nature d'après leur spectre. Il apparaît que pour la Galaxie (e.g. Grimm et al., 2002, 2003) les populations de binaires X se distribuent selon des fonctions de luminosité en loi de puissance pour les BXFM et de la forme $N(> S) = k.(S^{-a} - S_{\text{max}}^{-a})$ pour

les BXGM. Dans les galaxies proches (Kilgard et al., 2002b), la fonction de luminosité globale des sources ponctuelles suit une distribution proche d'une loi de puissance pour les galaxies spirales, et avec une coupure exponentielle pour les galaxies à formation d'étoiles intense, ce qui est cohérent avec une domination en nombre et en flux X des BXGM dans ces galaxies.

2.6 Emission par le gaz chaud

Depuis que l'astronomie moderne dispose de satellites pour observer les rayons X, on a découvert que le gaz contenu dans les galaxies ou dans les amas de galaxies est parfois émetteur X. Ce gaz chaud et ionisé émet un rayonnement thermique dû au freinage des électrons par les ions du milieu. Les températures, évaluées grâce aux raies d'éléments lourds comme le Fe XIV atteignent 10^8 K au centre des amas de galaxies, et avoisinent 10^7 K dans les galaxies elliptiques isolées. La géométrie de ce gaz varie d'une galaxie à l'autre. Pour certaines (majoritairement elliptiques), il est distribué sur de grandes échelles (plusieurs centaines de kpc) de façon régulière, constituant ainsi un « halo X ». Dans d'autres, la formation d'étoiles intense (dans les régions H II) s'accompagne de chauffage du gaz qui devient alors émetteur X. Depuis que des télescopes X ont atteint des résolutions spatiales suffisantes pour résoudre la plupart des sources ponctuelles, on estime que près de 50% de la luminosité X des galaxies elliptiques peut être due à du gaz chaud, et il est probable (David et al., 1991) que cette fraction augmente avec la masse de la galaxie. Cette proportion est certainement inférieure à 10 – 20% dans les galaxies spirales.

2.6.1 Galaxies sphéroïdales

2.6.1.1 Propriété du gaz

Dans les galaxies elliptiques, tout comme dans les amas de galaxies, la distribution du gaz est généralement supposée à symétrie sphérique par souci de simplification. De plus, on fait l'hypothèse que le gaz est en équilibre hydrostatique, ce qui se justifie par le fait que le temps de propagation d'une onde acoustique est généralement très inférieur au temps de refroidissement du gaz.

Le plasma a une densité électronique faible au centre (de l'ordre de 0.1 cm^{-3}) qui décroît avec le rayon. Sa métallicité est souvent estimée, par ajustement du continu avec des modèles d'émission thermique, à des valeurs très inférieures à la métallicité solaire. Le fer, en particulier, est souvent un élément sous-abondant Brighenti & Mathews (e.g. 1998). Pour cette composante de gaz chaud, nous adopterons la métallicité $Z_{\odot}/5$, et nous verrons (§ 4.2.3.2) que cette hypothèse est importante pour prédire correctement la luminosité moyenne des galaxies elliptiques.

2.6.1.2 Profils de densité et de température

Plusieurs travaux ont tenté d'expliquer les observations X de galaxies elliptiques. Ils font intervenir des modèles de profils de densité et de température. Brighenti & Mathews (1997)

ont réalisé une étude détaillée de trois galaxies elliptiques de l'amas de la Vierge (NGC 4472, NGC 4649, et NGC 4636). Ils ont déduit des profils projetés, des ajustements des profils analytiques de densité, de température et de masse. Il ressort de cette étude, qui concerne exclusivement des galaxies massives, que la température du plasma est presque indépendante de la distance au centre. Elle est de l'ordre de $T = 0.6 - 1.5 \times 10^7$ K. La densité est proche de 0.1 cm^{-3} au centre, et de 10^{-4} cm^{-3} à 20 kpc du centre. De même, les mesures de températures dans les galaxies sphéroïdales s'étalent généralement entre 0.2 et 1.3 keV (O'Sullivan et al., 2001a, 2003). Beuing et al. (1999) résumant bien les difficultés (portant sur l'ajustement des spectres X par des modèles) rencontrées pour estimer la température moyenne des halos X. Par ailleurs, les travaux plus théoriques utilisant des simulations (David et al., 1991) ont permis de mieux comprendre le rôle joué par les explosions de supernovae dans le chauffage du gaz dans les galaxies elliptiques.

Pour déterminer la robustesse de leurs ajustements, Brighenti & Mathews (1997) ont considéré un modèle simple de galaxie. A l'état initial, la galaxie est dépourvue de gaz, et tout au long de l'évolution, qui est conduite par l'apport de gaz de la part des supernovae et des vents stellaires, l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique est adoptée. Il apparaît que les influences du taux d'explosion de supernovae, du taux de perte de masse par les étoiles et d'un coefficient de refroidissement non uniforme sur les ajustements des profils de densité et de température sont faibles.

A titre d'exemple, leur modèle pour NGC 4472 donne les masses suivantes à 100 kpc du centre :

$$\begin{cases} M_{\text{stellaire}} &= 0.7 \times 10^{12} M_{\odot} \\ M_{\text{gaz chaud}} &= 0.04 \times 10^{12} M_{\odot} \\ M_{\text{gaz froid}} &= 0.03 \times 10^{12} M_{\odot} \end{cases} \quad (2.29)$$

Le modèle que nous adoptons pour la distribution du gaz chaud dans les galaxies elliptiques est le suivant. Nous supposons que la totalité du gaz contenu dans le réservoir a une température uniforme de 0.73 keV (ou encore 0.85×10^7 K) d'après les ajustements de Matsumoto et al. (1997), et que sa métallicité est $Z_{\odot}/5$. Le spectre d'émission de ce gaz optiquement mince, calculé avec le modèle de Raymond & Smith (1977), est présenté sur la figure 2.11.

La luminosité X de ce gaz chaud dans la bande 0.2 – 4 keV est

$$L_X(0.2 - 4 \text{ keV}) = \alpha \times 10^{-14} \times IE(R) \text{ (erg.s}^{-1} \text{.cm}^{-2}\text{)} \quad (2.30)$$

où $IE(R)$ est l'intégrale d'émission qui s'écrit

$$\begin{aligned} IE(R) &= \int_V n_e n_H dV \\ &= 4\pi \int_0^R n^2(r) r^2 dr \end{aligned} \quad (2.31)$$

A métallicité $Z_{\odot}/5$, on trouve $\alpha = 1.04 \times 10^{-9}$. A métallicité solaire, on aurait $\alpha = 3.25 \times 10^{-9}$.

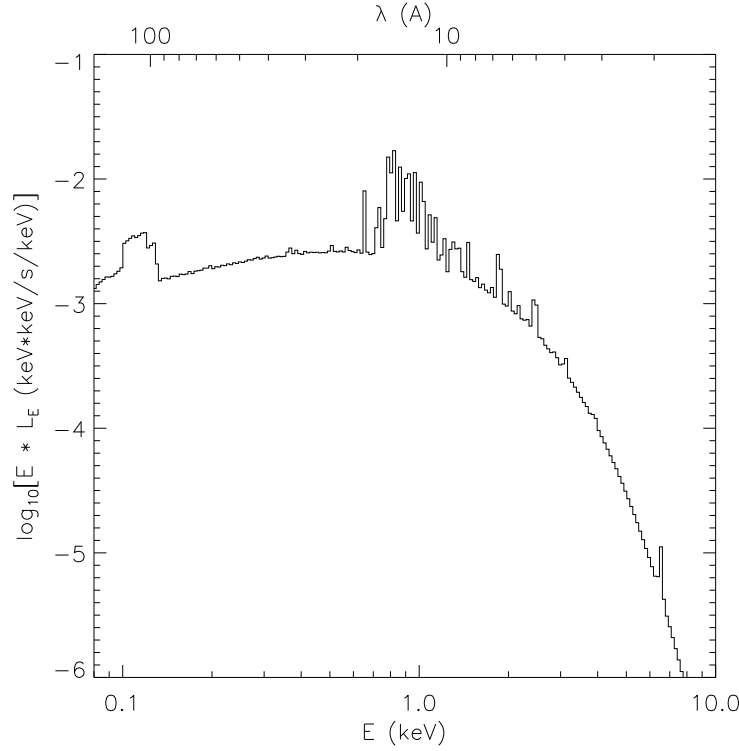


FIG. 2.11 – Spectre d'émission du gaz chaud à 0.83×10^7 K et à métallicité $0.2 \times Z_{\odot}$ (la normalisation est arbitraire).

Nous supposons que la distribution du gaz dans le halo de la galaxie suit un profil de densité électronique décrit par le profil de King modifié (encore appelé β -modèle) :

$$n(r) = n_c \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (2.32)$$

avec $\beta = 0.5$ et où r_c est le rayon de cœur, ici égal à un dixième du rayon optique. Les valeurs de n_c déduites d'ajustements d'observations sont proches de 0.1, et nous adoptons la valeur $n_c = 0.07$ dans la suite.

Le profil de masse (la masse contenue à l'intérieur d'une sphère en fonction de son rayon) est déduit du profil de densité par la relation

$$\begin{aligned} M(R) &= \int_0^R \rho(r) \times 4\pi r^2 dr \\ &= 4\pi \times 1.4 m_p \int_0^R n(r) r^2 dr \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$(2.34)$$

où $\rho(r)$ est la densité massique et m_p est la masse d'un proton. Le facteur 1.4 vient de la fraction non nulle d'hélium présente dans le gaz (voir aussi § 2.4.5).

Ces différents profils, ainsi que la luminosité X dans la bande EINSTEIN en fonction du rayon sont représentés sur la figure 2.12. On remarque un plateau à grand rayon pour la luminosité du gaz. Il est dû aux effets compensés de l'augmentation de volume de gaz chaud, et de

la diminution de la densité de ce gaz. Nous adoptons, pour le calcul de l'émission du gaz chaud dans les galaxies sphéroïdales, la valeur de la luminosité dans ce plateau, pour une masse de réservoir égale à $5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Nous verrons en effet au chapitre 4 que cette masse est celle du réservoir d'une galaxie elliptique de $10^{12} M_{\odot}$ âgée de 14×10^9 ans.

On remarque donc la relation $L_X(R) \propto M^2(R)$, qui entraîne $L_X(r) \propto L_B^2(r)$ si l'on suppose L_B proportionnel à la masse, au premier ordre, à l'intérieur de la galaxie (Tsai & Mathews, 1995).

Si on considère que toutes les galaxies elliptiques ont un profil de densité homothétique (seul le rayon de coeur change d'une galaxie à l'autre, l'expression 2.32 restant valable), on peut adimensionner le rayon ($\theta = r/r_c$) et écrire alors

$$\begin{aligned} n(\theta) &= n_c (1 + \theta^2)^{-3/4} \\ M(\theta) &= r_c^3 \times 4\pi \times 1.4m_p \int_0^{\theta} \rho(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta \\ IE(\theta) &= r_c^3 \times 4\pi \int_0^{\theta} n^2(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta \end{aligned} \quad (2.35)$$

La luminosité X produite par le gaz chaud d'une galaxie elliptique de masse totale $10^{12} M_{\odot}$ varie alors avec la masse de ce gaz chaud présent dans le réservoir selon la formule

$$L_X(\text{gaz chaud}) \propto \left(\frac{M_{\text{réservoir}}}{M_0} \right)^2, \quad (2.36)$$

où $M_{\text{réservoir}}$ est la masse de gaz contenue dans le réservoir et M_0 est une masse constante correspondant égale à $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (valeur utilisée ci-dessus pour ajuster le profil de densité).

2.7 Noyaux actifs

Il est maintenant établi qu'un grand nombre de galaxies, sinon toutes, contiennent en leur centre un trou noir massif. Les masses de ces trous noirs varient d'une galaxie à l'autre, et leurs déterminations sont encore très délicates (Bettoni et al., 2003a). Le modèle unifié de noyaux actifs (Antonucci, 1993) consiste à considérer que l'accrétion de matière autour d'un trou noir central de galaxie crée un échauffement de la matière qui spirale dans un disque et qui tombe progressivement sur le trou noir. Le gaz porté à des températures très élevées devient alors une source de rayons X. De plus, grâce à l'activité d'un champ magnétique très intense, un jet de matière (majoritairement des électrons et des protons dissociés) peut se former perpendiculairement au disque d'accrétion.

Selon l'environnement du trou noir, cette activité se manifeste dans les spectres radio et X de plusieurs façons. Si le jet est orienté suivant la ligne de visée, l'observateur voit un quasar (ou QSO, pour *Quasi Stellar Object*). Le spectre du noyau actif est alors en loi de puissance, le processus physique dominant mis en jeu étant un rayonnement synchrotron (voir aussi l'encadré au § 2.2.3). Si l'observateur se situe dans le plan du disque, l'épais tore de poussière qui entoure le trou noir absorbe une grande partie du rayonnement, et on a affaire à une galaxie de Seyfert 2. Le spectre X est alors la somme d'une loi de puissance et d'un rayonnement thermique dû au disque, avec une éventuelle composante Compton, le tout fortement absorbé, les

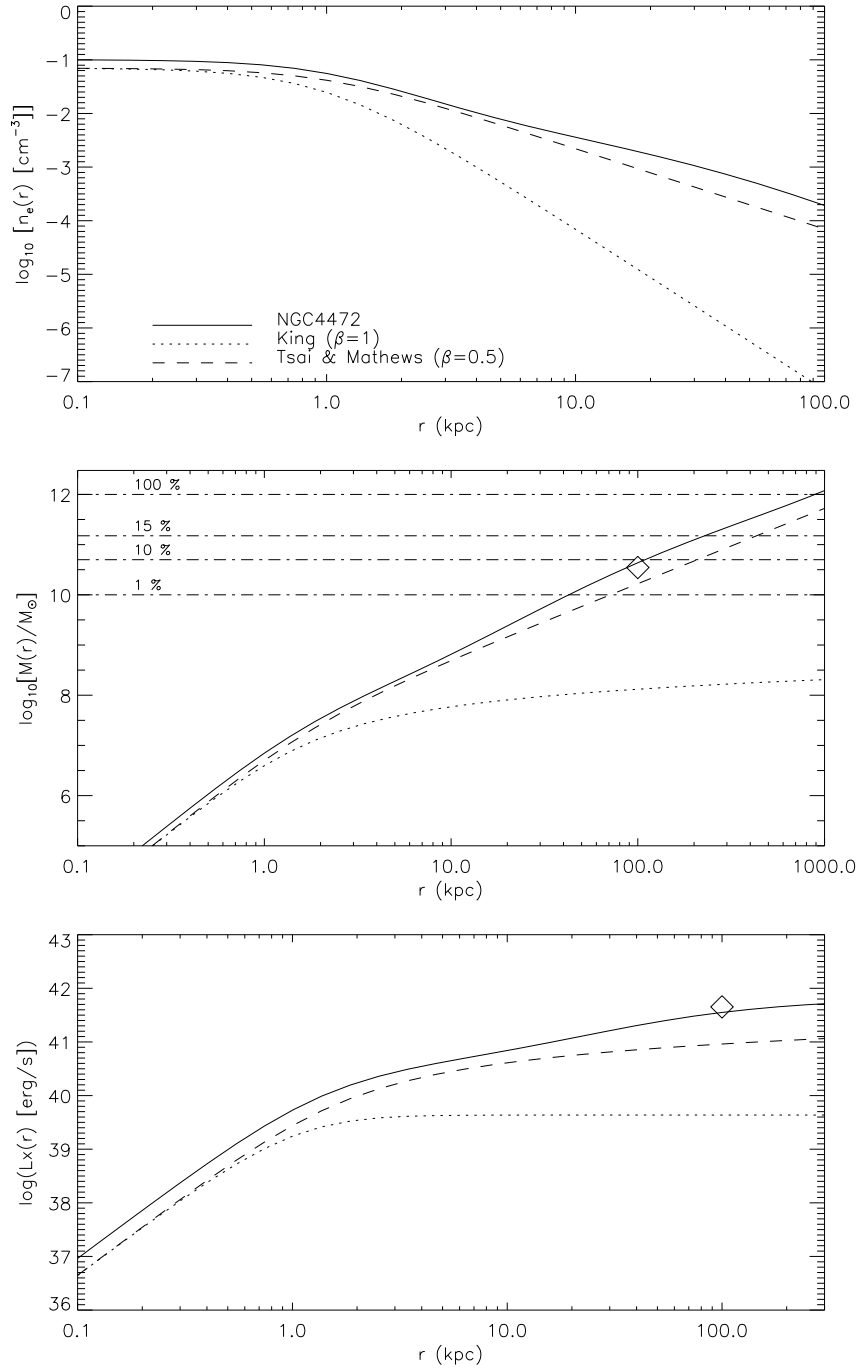


FIG. 2.12 – Profils de densité, de masse, et de luminosité X pour le modèle adopté (tirets), le profil de King (pointillés), et l’ajustement analytique pour NGC 4472 (trait plein). Les pointillés dans le profil de masse (1, 10, 15, et 100%) désignent la fraction de masse du gaz présent dans le réservoir et que l’on suppose émetteur X par rapport à la masse totale ($10^{12} M_{\odot}$) d’une galaxie elliptique. Le losange représente la galaxie NGC 4472.

densités de colonne pouvant atteindre $10^{25} \text{ H.cm}^{-2}$. Dans le cas intermédiaire où l'inclinaison est entre ces deux extrêmes, on parle de galaxie de Seyfert 1. Le spectre X est alors le même que pour un noyau de Seyfert 2, mais avec une absorption beaucoup plus faible.

Ces noyaux actifs de galaxies (NAG) sont les sources qui dominent dans les comptages X profonds. Nous les modélisons ici très simplement, pour ensuite les utiliser au chapitre 4, lorsque nous évaluerons la contribution des galaxies hôtes au fond diffus X.

2.7.1 Spectre typique

Comastri et al. (1995) modélisent le spectre d'un noyau actif de plusieurs façons, selon la nature du NAG. Pour les quasars, ils utilisent un spectre (exprimé en $\text{keV.s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) en loi de puissance avec une décroissance exponentielle :

$$L_X^{\text{quasar}}(E) \propto \begin{cases} E^{-\alpha_s} & \text{pour } E < 1.5 \text{ keV} \\ E^{-\alpha_h} e^{-E/E_c} & \text{pour } E > 1.5 \text{ keV} \end{cases} \quad (2.37)$$

avec $\alpha_s = 1.3$, $\alpha_h = 0.9$, et $E_c = 320 \text{ keV}$. La pente $-\alpha_s$ de la partie peu énergétique du spectre (1 – 2 keV) est déduite d'observations réalisées avec ROSAT (Hasinger et al., 1991). La partie plus énergétique est contrainte par des quasars observés avec le satellite EINSTEIN (Wilkes & Elvis, 1987). Cet indice semble être plus faible pour les radio-galaxies, mais celles-ci contribuent peu au fond diffus X en raison de leur faible proportion Boyle et al. (quelques pourcents 1993) parmi les noyaux actifs.

Pour les Seyfert 1, nous utiliserons un rayonnement en loi de puissance avec une coupure exponentielle réfléchi sur un disque (Comastri et al., 1995) :

$$L_X^{\text{Sey1}}(E) \propto \begin{cases} E^{-\alpha_s} & \text{pour } E < 1.5 \text{ keV} \\ E^{-\alpha_h} e^{-E/E_c} [1 + f_r A(E)] & \text{pour } E > 1.5 \text{ keV} \end{cases} \quad (2.38)$$

où f_r est le facteur de réflexion qui dépend de l'inclinaison de l'AGN par rapport à l'observateur, et $A(E)$ est la réflectivité du gaz froid.

Les Seyfert 2 sont modélisées comme des Seyfert 1 avec une forte absorption :

$$L_X^{\text{Sey2}}(E) = L_X^{\text{Sey1}}(E) \times e^{-\sigma(E)N_H} \quad (2.39)$$

Les valeurs numériques sont $f_r = 1.29$ pour les Seyfert 1, et $f_r = 0.88$ pour les Seyfert 2 (en prenant comme angle limite d'inclinaison entre ces deux types de NAG $\theta = 45^\circ$).

La figure 2.13 représente les spectres obtenus pour les noyaux de Seyfert 1, les noyaux de Seyfert 2 et les quasars.

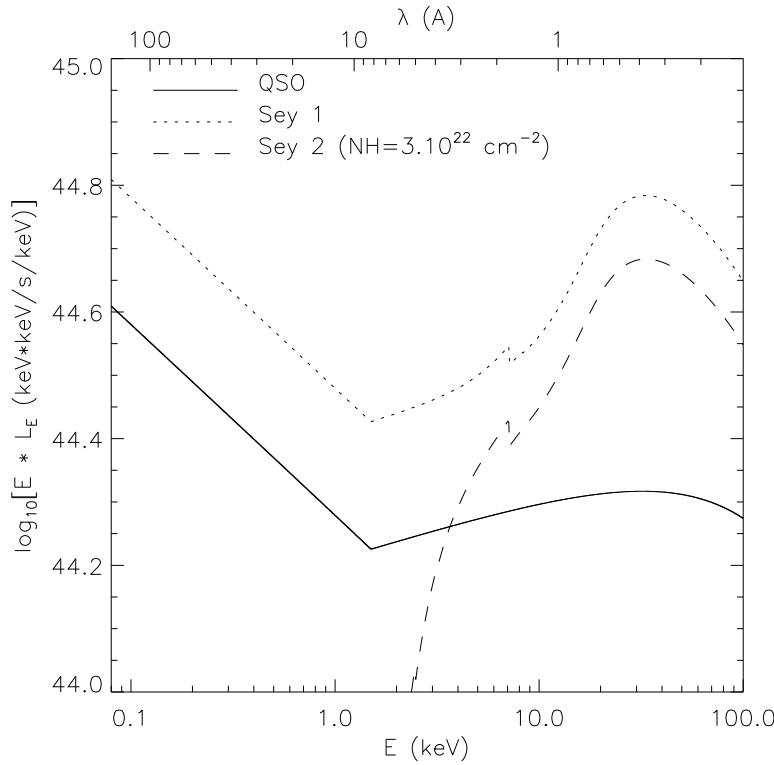


FIG. 2.13 – Spectres de galaxies actives : quasars (QSO), Seyfert 1 et Seyfert 2 (avec une densité de colonne $N_{\text{H}} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). La normalisation est arbitraire.

2.8 Objets contribuant faiblement au bilan énergétique X galactique

2.8.1 Étoiles de la séquence principale

Depuis l'ère des premiers télescopes X, nous savons que le soleil est une forte source X. Le soleil étant une étoile assez commune, il n'est pas étonnant que les autres étoiles évoluant sur la séquence principale soient également des émetteurs X. On observe que $L_X \simeq 10^{-7} L_{\text{bol}}$ pour les étoiles de type spectral plus précoce que B1.5 (Long & White, 1980; Pallavicini et al., 1981). De plus, en s'appuyant sur le flux X observé pour le soleil et en l'extrapolant, par des considérations simples de température de gravité de surface et de rayon, aux autres étoiles de la séquence principale, on s'attend (Gorenstein & Tucker, 1976) à des luminosités de l'ordre de $10^{25-28} \text{ erg.s}^{-1}$, selon le type spectral de l'étoile. En multipliant ce flux par le nombre d'étoiles de la Galaxie ($\simeq 10^{11}$), on obtient une luminosité X totale de l'ordre de $10^{36-38} \text{ erg.s}^{-1}$. Cette fourchette est cependant certainement sur-estimée. En effet, dans une population d'étoiles vieilles, les types spectraux plus précoces que F sont sous-représentés car non seulement la fonction de masse initiale favorise les étoiles peu massives (plus tardives), mais encore les étoiles les plus massives formées dans les jeunes âges de la galaxie sont éteintes. La majorité des étoiles émet donc probablement moins que $10^{26} \text{ erg.s}^{-1}$ dans les X mous, ce qui, au to-

tal, produit environ 10^{37} erg.s⁻¹, soit 3000 fois moins que la luminosité totale des binaires X (même si celles-ci émettent la majorité de leur photons à des énergie plus élevées que celles des couronnes stellaires).

Des observations d'étoiles O faites avec le satellite EINSTEIN (Chlebowski et al., 1989) font état d'une luminosité dans la bande 0.2 – 3.5 keV $L_X = 1.5 \times 10^{31}$ à 2×10^{34} erg.s⁻¹ (en grande majorité, $L_X \simeq 10^{33}$ erg.s⁻¹), avec un rapport $L_X/L_{\text{bol}} = 10^{-5.44}$ à $10^{-7.35}$. Si l'on reprend le nombre de 22000 étoiles O dans la Galaxie énoncé plus haut, l'ensemble de ces étoiles rayonne $\simeq 2 \times 10^{37}$ erg.s⁻¹, soit environ 1 % de la luminosité totale des binaires X.

Une autre approche permet d'évaluer la contribution des étoiles de la séquence principale au spectre intégré d'une galaxie. La luminosité totale en bande V d'une galaxie est en grande majorité due à sa composante stellaire. Les étoiles ayant un rapport $L_X/L_V \simeq 10^{-7}$, on en déduit que la composante stellaire produit un rapport $L_X^{\text{étoiles}}/L_V^{\text{gal}} \simeq 10^{-7}$. Ceci représente une fraction 10^{-4} du rapport $L_X/L_B \simeq 10^{-3}$ observé dans les galaxies spirales.

2.8.2 Étoiles T-Tauri – Herbig-Haro

Ces étoiles sont des étoiles en formation (*proto-étoiles*) n'ayant pas encore atteint la séquence principale. Elles sont généralement moins brillantes en X que les étoiles O et B de la séquence principale (Feigelson et al., 2002; Helfand & Moran, 2001). Les T-Tauri se distinguent des Herbig-Haro par des masses plus petites (typiquement inférieures à $2 M_{\odot}$). De plus, les Herbig-Haro sont probablement souvent enfouies dans des nuages de poussière et de gaz qui rendent leur détection difficile.

La nature de la production de rayons X par ces objets est mal connue, mais elle fait certainement intervenir des processus thermiques (peut-être au sein de chocs), avec probablement un rôle important du champ magnétique. Des études détaillées de ces populations deviennent possibles grâce aux grandes résolutions spatiales de CHANDRA et à la sensibilité d'XMM : Feigelson et al. (2002) présentent de façon exhaustive (avec une limite de sensibilité de $10^{-14.4}$ erg.s⁻¹.cm⁻²) les propriétés des proto-étoiles de la nébuleuse d'Orion et du nuage moléculaire dans son voisinage, jusqu'à des masses aussi petites que $\simeq 0.1 M_{\odot}$.

Leur étude fait état, pour un total de 1075 sources, d'une luminosité X moyenne de $\langle L_X \rangle = 10^{29.4}$ erg.s⁻¹, et d'une luminosité totale de $L_X^{\text{tot}} \simeq 3 \times 10^{33}$ erg.s⁻¹, dominée par les quelques sources brillantes à 10^{33} erg.s⁻¹ (la moitié du flux total provient d'une seule étoile O). La plupart des sources ont un flux à peu près constant, mais des sursauts (*flares*) probablement liés à l'action de champs magnétiques (Waldron & Cassinelli, 2001) se produisent parfois. Pour l'ensemble des étoiles, $\log_{10}[L_X/L_{\text{bol}}] = -3.9$ (la luminosité bolométrique étant elle-même assez petite, du fait des faibles masses stellaires).

Ramené aux $\simeq 50$ étoiles O du complexe d'Orion (Helfand & Moran, 2001), la luminosité de l'ensemble du complexe d'Orion par étoile O est $\simeq 4 \times 10^{31}$ erg.s⁻¹. O_{\star}^{-1} .

Comparons ce nombre avec la luminosité des binaires X par étoile O de la Galaxie : la luminosité totale des binaires X de la Galaxie est de $2 - 3 \times 10^{39}$ erg.s⁻¹ (Grimm et al., 2002). Or, on peut estimer, en adoptant une fonction de masse initiale de Salpeter avec une métallicité solaire, que la Galaxie contient $\simeq 22000$ étoiles O (Vacca, 1994; Helfand & Moran, 2001). Cela

équivalent donc à $L_X^{\text{binaires X}} \simeq 10^{35} \text{ erg.s}^{-1} . O_{\star}^{-1}$, soit environ 2000 fois plus que les T-Tauri.

2.8.3 Variables Cataclysmiques

Une variable cataclysmique est définie par un couple d'étoiles binaires serrées dont la primaire est une naine blanche qui accrète de la matière de son compagnon (une étoile peu massive) à travers le lobe de Roche de celui-ci. Ces objets sont parfois considérés comme des binaires X de faible masse particulières, ayant comme objet compact une naine blanche au lieu d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir. Cependant, Liu et al. (2001) rejettent leur appartenance à la classe des binaires X de faible masse, pour lesquelles l'objet compact doit être exclusivement une étoile à neutrons ou un trou noir. Comme leur nom l'indique, ce sont généralement des objets très variables en X, même si une émission permanente est parfois présente (Feigelson et al., 2002). Leur luminosité est très variable d'un objet à l'autre ($L_X \approx 10^{30} - 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$). Dans la suite de cette étude, nous ne les prenons pas en compte, faute de modélisation convenable de ces objets, mais leur luminosité intégrée sur toute la population d'une galaxie reste certainement petite devant celle des binaires X et des restes de supernovae.

2.8.4 Sources très « molles » (*Super-soft*)

Des sources très peu énergétiques en X ont été découvertes avec ROSAT dans M31 (Supper et al., 1997). Elles émettent la majorité de leur lumière à des énergies $\leq 1 \text{ keV}$, avec des températures inférieures à 100 eV si on les modélise par un spectre de corps noir. Hasinger (1993a) a auparavant introduit des critères de sélection portant sur les couleurs X pour les définir. Elles sont intrinsèquement très brillantes si on considère leur faible température. Des observations plus récentes de Di Stefano et al. (2003) (voir aussi les commentaires de Fabbiano & White, 2003) ont montré que certaines sont des étoiles symbiotiques, d'autres des restes de supernovae, ou encore des binaires X très peu énergétiques, voire des variables cataclysmiques.

2.8.5 Sources ultra-lumineuses

Ce sont des sources dont la luminosité totale dépasse la luminosité d'Eddington d'une étoile à neutrons ($\simeq 2 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$). Si ces sources émettent de façon isotrope, les masses impliquées ($\gtrsim 100 M_{\odot}$) sont bien supérieures à celles attendues pour des trous noirs stellaires (Makishima et al., 2000). La nature de ces sources reste très incertaine, malgré différents relevés récents avec ROSAT (Roberts & Warwick, 2000), ASCA (Makishima et al., 2000), EINSTEIN (Fabbiano, 1989), CHANDRA (Humphrey et al., 2003) et XMM (Foschini et al., 2002). En particulier, l'hypothèse de trous noirs de masse intermédiaire suggérée par Colbert & Mushotzky (1999) ou Makishima et al. (2000) n'est pas confirmée par les observations de Humphrey et al. (2003), sur la base de diagrammes couleur-couleur. Une autre hypothèse Kaaret et al. (2003) est celle de trous noirs stellaires qui présenteraient des jets focalisés d'électrons relativistes dirigés vers nous. Ces sources sont de plus en plus étudiées, dans les galaxies spirales locales notamment (Kaaret et al., 2003; Kilgard et al., 2002a; Foschini et al., 2002).

2.8.6 Sursauts γ

Quelques temps après l'observation de sursauts γ dans le ciel, on assiste parfois à une émission X pendant un certain temps, dans la même région du ciel. La faible résolution spatiale des observatoires de rayons γ ne permet pas à ce jour d'établir avec certitude la coïncidence des deux événements, mais le caractère répété de ce type d'observations laisse à penser que les rayons X que l'on observe sont une relique (l'*afterglow* en anglais) des rayons γ . Ils seraient produits après le sursaut γ proprement dit. Leur fréquence et leur flux varient avec le temps en loi de puissance :

$$v_{syn} \propto t^{-1.5} \quad (2.40)$$

$$F_v \propto t^{-1.5\beta} \quad \text{avec } \beta \simeq 0.8. \quad (2.41)$$

Plusieurs théories permettent d'expliquer partiellement ou complètement ces phénomènes. A plus séduisante à l'heure actuelle est celle des hypernovae. Ces objets seraient la manifestation de l'explosion d'étoiles extrêmement massives. Les énergies mises en jeu sont supérieures à celles des supernovae d'un ordre de grandeur et certaines sources dans les galaxies proches sont identifiées comme des hypernovae (Wang, 1999).

Cependant, nous ne nous étendrons pas plus avant sur ces sources. En effet, le taux d'apparition de sursauts γ , et donc de reliques X, est très faible à l'échelle cosmique (de l'ordre de 1/100 du taux de supernovae brillantes d'après Hansen, 1999). A l'échelle galactique, ces sources, qui de plus présentent une décroissance rapide en luminosité, sont donc négligeables.

2.8.7 Conclusion

Toutes les sources décrites ici, à savoir les étoiles de la séquence principale, les T-Tauri ou les Herbig-Haro, les variables cataclysmiques et les sources ultra-lumineuses sont soit trop peu lumineuses et trop peu nombreuses, soit trop rares, soit trop mal modélisées pour qu'on trouve ici un intérêt à les intégrer dans un modèle d'évolution de galaxies. Nous négligerons donc dans la suite ces différentes sources. De plus, l'origine du gaz chaud qui semble être présent en quantités pas totalement négligeables dans les galaxies spirales (Bregman & Houck, 1997; Wang et al., 2001, par exemple) et plus particulièrement dans les galaxies à formation d'étoiles intense (Soria & Wu, 2002) est encore trop mal connue pour que nous puissions modéliser l'évolution de sa contribution à la luminosité X des galaxies. Nous n'incluons donc pas ce gaz chaud dans nos modèles de galaxies spirales, mais nous le modéliserons en revanche pour les galaxies sphéroïdales où il semble dominer l'émission de rayons X.

2.9 Absorption par le milieu interstellaire

L'absorption de la lumière par le milieu interstellaire froid composé de gaz, de molécules et de poussières joue un grand rôle dans de nombreux contextes de l'astronomie X. En effet, dans les régions où la densité de colonne d'hydrogène est supérieure à 10^{19} cm^{-2} , une grande quantité du rayonnement X est utilisée pour ioniser partiellement les atomes d'hydrogène, d'hélium,

et des éléments plus lourds. Une revue récente et assez complète du rôle joué par les différentes phases du milieu interstellaire ou intergalactique est donnée par Wilms et al. (2000).

La lumière qui traverse un gaz froid subit une extinction qui peut s'écrire

$$I_{\text{sortant}}(E) = \exp[-\sigma_{\text{MIS}}(E) \times N_{\text{H}}] \times I_{\text{source}}(E) \quad (2.42)$$

Plusieurs termes apparaissent dans cette expression.

N_{H} (quantité exprimée en atomes.cm^{-2}) est la densité de colonne d'hydrogène (sous toutes ses formes : neutre, moléculaire, ionisé), et σ_{MIS} est, par définition, la section efficace d'absorption du milieu interstellaire, normalisée à la densité de colonne équivalente d'hydrogène N_{H} .

La transmission est donc fonction de la densité de colonne, et de la section efficace globale du milieu interstellaire, qui est elle-même fonction de la métallicité du gaz et des rapports d'abondances chimiques. Nous détaillons ici l'expression des sections efficaces d'absorption et leur dépendance avec les quantités de métaux présents dans le gaz, puis nous comparons les effets sur la transmission des diverses métallicités et densités de colonnes rencontrées dans l'univers.

2.9.1 Sections efficaces d'absorption

La section efficace de photo-ionisation totale du milieu interstellaire σ_{MIS} est la somme des sections efficaces des différents éléments constituant le milieu. Nous retiendrons les plus importants pour le domaine X, à savoir le gaz atomique neutre (froid), les molécules, et la poussière. Elle peut donc s'écrire

$$\sigma_{\text{MIS}} = \sigma_{\text{gaz}} + \sigma_{\text{molécules}} + \sigma_{\text{grains}} \quad (2.43)$$

Détaillons ces différentes composantes :

– Gaz : sa section efficace peut s'écrire

$$\sigma_{\text{gaz}} = \sum_{Z,i} A_Z \times a_{Z,i} \times (1 - \beta_{Z,i}) \times \sigma_{\text{lié-libre}}(Z, i) \quad (2.44)$$

où $A_Z = N(Z)/N_{\text{H}}$ est l'abondance, en nombre, de l'élément de charge nucléaire Z dans l'état d'ionisation i , $a_{Z,i} = N(Z, i)/N(Z)$ est la fraction des ions de l'élément Z qui sont dans l'état d'ionisation i , et $\sigma_{\text{lié-libre}}(Z, i)$ est la section efficace de photo-ionisation de l'élément Z dans l'état d'ionisation i . Le facteur $1 - \beta$ représente le facteur de déplétion dans les grains : une partie de la quantité de matière de l'élément Z dans l'état d'ionisation i se trouve « piégé » à l'intérieur de grains de poussière. Du fait de la grande profondeur optique à l'intérieur de certains grains, cet élément contribue moins à l'extinction que dans la phase gazeuse.

– Molécules : quantitativement, seule la molécule H_2 possède une section efficace¹. Numériquement, la section efficace de la molécule H_2 est un peu plus que le double (facteur

¹en tenant compte de l'abondance de H_2 qui est de l'ordre de grandeur de H I

2.85) de celle de H I. Le modèle de Tübingen-Boulder (ou TB, Wilms et al., 2000) suppose par défaut que 20 % de l'hydrogène est sous forme moléculaire. Cette hypothèse n'est pas très forte devant d'autres faites sur la densité de colonne par exemple, à cause de l'approximation $\sigma_{\text{H}_2} \approx 2 \times \sigma_{\text{H I}}$.

- Poussière : Wilms et al. (2000) proposent un modèle de grains simple mais néanmoins réaliste en première approximation. Il ressort de leur étude, conformément à celle de Morrison & McCammon (1983), que l'effet global des grains se traduit, à abondances constantes, par une diminution très faible de σ_{MIS} à cause de la déplétion dans ces grains. L'impact de cette déplétion restant très faible, nous ne prenons pas la poussière en compte dans le calcul de σ_{MIS} .

Plusieurs caractéristiques de la section efficace globale (quelles que soient les hypothèses faites sur les abondances chimiques et sur la proportion de molécules et de poussières, en restant dans des cas raisonnables) peuvent d'ors et déjà être dégagées :

- L'allure générale de la section efficace d'absorption en fonction de l'énergie est une loi en $\sigma_{\text{MIS}}(E) \propto E^{-2.5}$. Pour les électrons de la couche K, la pente est plus proche de $\simeq E^{-3}$ (figure 2.14).
- Pour des abondances solaires, la moitié de l'absorption est due à l'oxygène à $\simeq 0.6$ keV, et la moitié de l'absorption est due au fer à $\simeq 8$ keV.
- Concernant les sections efficaces atomiques, plusieurs modèles existent :

- Brown & Gould (1970) prennent en compte les atomes H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S et Ar.
- Morrison & McCammon (1983) (MM) ajoutent les atomes Ca, Fe, et Ni.
- Balucinska-Church & McCammon (1992) (BM) reprennent ces calculs de façon plus précise, et permettent des rapports d'abondances variables.
- Wilms et al. (2000) (Tübingen-Boulder, TB) reprennent les valeurs données précédemment, en les complétant par des résultats théoriques et expérimentaux récents.

Quantitativement, les différences entre ces trois jeux de valeurs sont petites aux énergies des rayons X (figure 2.15, à gauche) et restent inférieures à 10 % (Wilms et al., 2000).

2.9.2 Métallicité et rapports d'abondances chimiques du gaz

La métallicité du gaz (c'est-à-dire la fraction de métaux dans le gaz) est une quantité qui intervient dans l'expression de la section efficace du gaz (équation 2.44) à travers le terme d'abondance chimique A_Z . De plus, les rapports d'abondances peuvent varier d'un milieu à l'autre, pour une même métallicité. La figure 2.16 illustre la dépendance de la section efficace (et donc de la transmission) du milieu interstellaire avec la métallicité, en gardant des rapports d'abondances constants.

La figure 2.15 (partie de droite) montre la dépendance de la section efficace du gaz avec les rapports d'abondances pour une métallicité solaire. Wilms et al. (2000) ont récemment réévalué les abondances typiques du milieu interstellaire, et ont montré qu'elles diffèrent sensiblement de celles du voisinage solaire (Anders & Grevesse, 1989; Anders & Ebihara, 1982, par exemple). L'abondance d'oxygène par exemple est revue à la baisse d'un facteur voisin de 2 par rapport aux abondances solaires de Anders & Grevesse (1989).

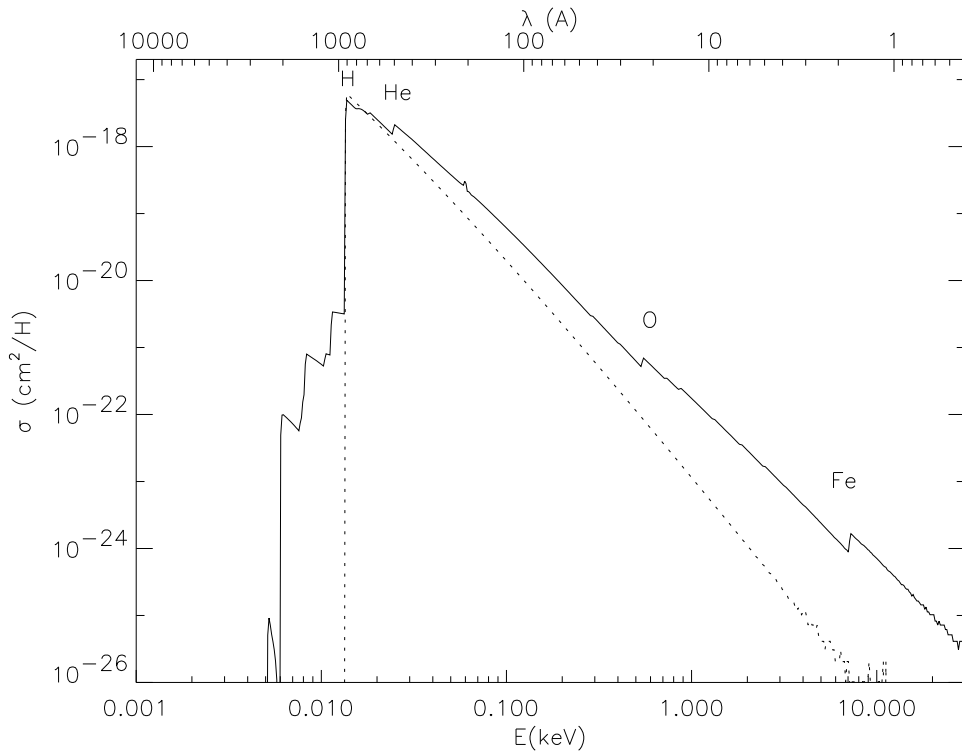


FIG. 2.14 – Section efficace d'absorption par le gaz froid calculée avec le modèle TB (Wilms et al., 2000). En pointillés : section efficace de l'hydrogène atomique neutre uniquement. En traits pleins : section efficace totale du milieu interstellaire à métallicité solaire et abondances de TB, avec 20% de H_2 .

2.10 Conclusion

Nous avons, dans ce chapitre, proposé des modèles de spectres X des principaux émetteurs de rayons X dans les galaxies, à savoir les restes de supernovae, les binaires X de faible et de grande masse, ainsi que le gaz chaud présent dans les halos de galaxies elliptiques massives. Pour ces différentes sources, nous avons comparé les différents ajustements de mesures trouvés dans la littérature avec nos modèles.

L'absorption du rayonnement par le milieu interstellaire froid a une grande importance dans la suite, et nous nous sommes efforcés de souligner son influence sur les spectres des différentes sources. Plusieurs modèles de sections efficaces d'absorption ont été comparés, ce qui nous permet de conclure que la transmission du milieu interstellaire dépend peu du modèle choisi. De plus, l'effet des grains de poussière sur la section efficace totale du milieu interstellaire est globalement petit devant celui de la métallicité par exemple. En revanche, les différentes estimations des abondances chimiques « solaire » font apparaître de grands écarts dans les courbes de transmission.

Enfin, l'inventaire des sources X galactiques réalisé ici n'est certainement pas exhaustif. En particulier, une modélisation plus fine nécessiterait la modélisation des sources ultra-lumineuses qui sont petites en nombre, mais qui peuvent avoir une influence non négligeable sur la lumino-

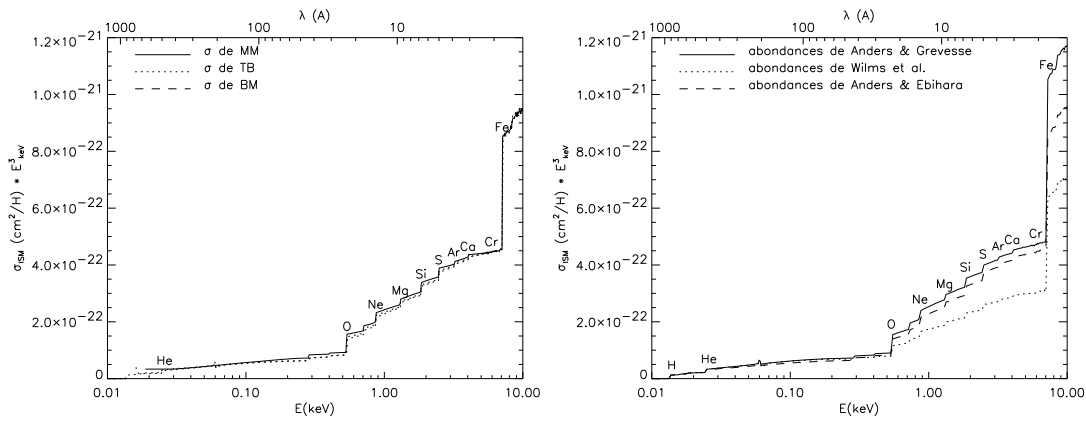


FIG. 2.15 – à gauche : section efficace d'absorption du milieu interstellaire (multipliée par E^3 pour mettre en évidence les écarts à la relation $\sigma \propto E^{-3}$) calculée avec les modèles MM, BM et TB. Les abondances sont celles de Anders & Ebihara (1982). A droite : section efficace d'absorption du milieu interstellaire calculée avec le modèle TB (avec poussières). Trois modèles d'abondances à métallicité solaire (Anders & Grevesse, 1989; Anders & Ebihara, 1982; Wilms et al., 2000) sont représentés.

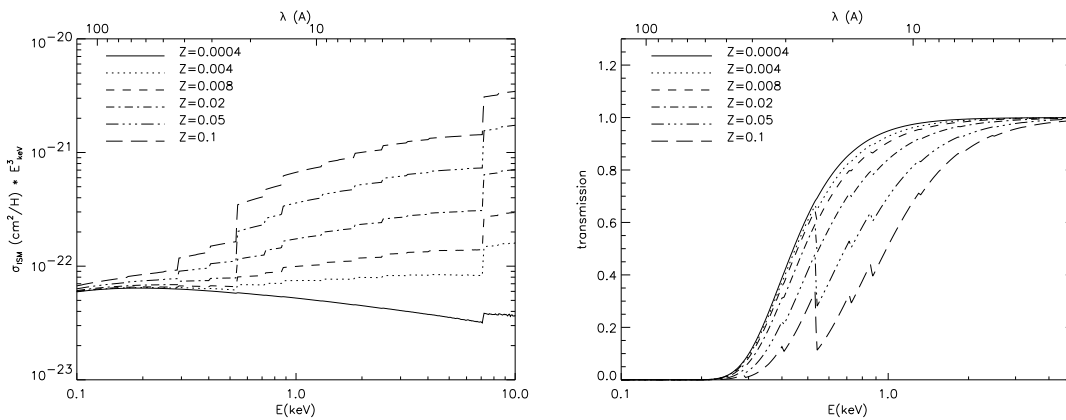


FIG. 2.16 – à gauche : Section efficace totale d'absorption du milieu interstellaire (multipliée par E^3) en fonction de la métallicité. Le modèle et les rapports d'abondances sont ceux de TB. à droite : Courbes de transmission du milieu interstellaire correspondantes. On a adopté $N_{\text{H}} = 10^{21}$ atome/cm $^{-2}$.

sité d'un grand échantillon de galaxies. De plus, la modélisation du gaz chaud dans les galaxies spirales est encore peu développée, et nous n'avons pas pu la modéliser ici, faute d'observations suffisamment significatives statistiquement.

Les sources que nous avons modélisées dans ce chapitre seront utilisées dans le chapitre 4 pour synthétiser les spectres X de galaxies de tous types, une fois que nous aurons présenté dans le chapitre 3 qui suit le modèle d'évolution que nous utilisons, ainsi que les scénarios de formation d'étoiles adoptés pour chaque type spectral de galaxie.

Chapitre 3

Modéliser l'évolution des galaxies

Sommaire

3.1 Populations stellaires	58
3.1.1 Populations stellaires simples	58
3.1.2 Populations stellaires complexes	59
3.2 Le code d'évolution PÉGASE	60
3.3 Scénarios d'évolution	60
3.4 Couleurs optiques	62
3.5 Synthèse spectrale inverse & <i>redshifts</i> photométriques	64
3.5.1 Galaxies elliptiques locales	64
3.5.2 Décalages spectraux photométriques avec évolution	73

3.1 Populations stellaires

Pour appréhender l'évolution d'une galaxie, il faut bien comprendre la physique des objets qui la constituent. Les étoiles, en naissant dans des nuages de gaz et de poussières, et en mourant parfois violemment sous la forme de supernovae, sont le moteur principal de l'évolution des quantités physiques qui régissent la vie d'une galaxie. L'observation de régions de formation d'étoiles intenses à l'intérieur de notre galaxie et de ses proches voisines suggère que les étoiles présentes aujourd'hui sont nées en générations successives. Au sein même de ces régions de formation d'étoiles, la faiblesse relative des largeurs équivalentes de recombinaison de l'hydrogène suggère la présence de populations sous-jacentes plus vieilles (Gonzalez Delgado et al., 1998).

3.1.1 Populations stellaires simples

Pour modéliser l'évolution de ces générations d'étoiles (ou sursauts de formation d'étoiles), des travaux théoriques sur la physique stellaire ont été menés par l'équipe de Genève (e.g. Maeder, 1990) ou celle de Padoue (Chiosi & Maeder, 1986; Girardi et al., 1996; Fagotto et al., 1994a,b,c; Bressan et al., 1993). Ils incluent les effets de la métallicité qui a une influence directe sur les tracés d'évolution stellaire : une augmentation de la métallicité tend à diminuer la température effective des étoiles, rendant ainsi leurs spectres moins durs.

Les étoiles d'une même génération se répartissent en masse selon une distribution appelée *fonction de masse initiale* (FMI). Sa forme précise est mal connue. Salpeter (1955) a proposé une loi de la forme

$$\Phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^\alpha \quad \text{avec } \alpha = -2.35 \quad (3.1)$$

Cette distribution est certainement une bonne approximation de la fonction de masse initiale réelle car elle convient souvent pour reproduire la plupart des quantités observables dans les sursauts de formation d'étoiles et dans les galaxies. Des déterminations plus récentes (e.g. Rana & Basu, 1992) font intervenir des lois de puissance par morceaux. Cependant, une grande incertitude règne encore sur la FMI, et rien n'indique qu'elle soit universelle pour toutes les galaxies, et à tous les âges de l'univers.

Pour calculer l'évolution d'une population d'étoiles, la méthode dite « des isochrones », introduite par Bruzual & Charlot (1993) est bien adaptée. Une isochrone se définit comme le lieu occupé à un âge donné dans l'espace température-luminosité-gravité de surface d'une population stellaire simple (c'est-à-dire formée instantanément) à une métallicité donnée. Le calcul des isochrones peut être réalisé par une double interpolation. Les tracés d'évolution stellaire étant fournis pour un nombre fini de masses, on doit les interpoler pour rendre compte de toutes les masses des étoiles. Cette procédure délicate (Fioc, 1997) requiert la détermination de points équivalents (en termes d'évolution stellaire) sur les tracés correspondants à des masses différentes. De plus, les tracés sont interpolés en âge, afin d'obtenir l'échantillonnage temporel nécessaire pour décrire toutes les phases d'évolution. Pour rendre compte de la luminosité totale de la population stellaire, la luminosité de chaque point d'une isochrone est alors le produit de la luminosité d'une étoile en ce point multipliée par le nombre d'étoiles donné par la FMI.

La dépendance des tracés à la métallicité est, nous le verrons aux chapitres 5 et 6, de première importance. Lorsque la métallicité augmente, la durée de vie des étoiles a tendance, selon sa masse à diminuer ou à augmenter. De plus, l'opacité de leurs atmosphères est plus grande, ce qui a pour effet de les rendre plus froides.

Pour modéliser le spectre d'une population stellaire, il est nécessaire d'associer à chaque objet qui rayonne un spectre. Dans le domaine optique, ce sont les étoiles qui sont les principaux contributeurs au spectre intégré. Le spectre d'une étoile peut être décrit à chaque instant par sa métallicité (Z), sa température effective (T_{eff}) et sa gravité de surface (g). Plusieurs bibliothèques de spectres stellaires existent depuis une vingtaine d'années. Elles sont parfois construites à partir de spectres d'étoiles observées, ou parfois à partir de modèles d'atmosphères. Comme nous le verrons au chapitre 6, l'une des difficultés de ces bibliothèques est d'inclure des étoiles à toutes les métallicités susceptibles d'être rencontrées dans les galaxies. Les bibliothèques synthétiques (Kurucz, 1992; Lejeune et al., 1997, 1998) s'affranchissent bien de ce problème mais sont limitées, à cause d'incertitudes qui pèsent sur les constantes de la physique nucléaire, à de faibles résolutions spectrales. À l'inverse, celles construites sur la base de spectres réels peuvent atteindre de façon fiable de bonnes résolutions spectrales, mais ne comportent parfois que des étoiles à métallicité solaire (Jacoby et al., 1984; Gunn & Stryker, 1983), présentes en grand nombre dans le voisinage solaire.

3.1.2 Populations stellaires complexes

Plusieurs propriétés physiques d'une galaxie ou même d'une région de formation d'étoiles ne peuvent pas être reproduites par l'évolution pure d'une seule génération d'étoiles. Pour ce faire, la modélisation de l'histoire complète de la formation d'étoiles est nécessaire. La méthode des isochrones a été utilisée par Fioç & Rocca-Volmerange (1997) pour construire un modèle de *synthèse spectrale évolutive*. Ces modèles, en convoluant les isochrones par un taux de formation d'étoiles fonction du temps, et en utilisant des bibliothèques de spectres stellaires, permettent de calculer l'évolution du spectre d'une population complexe d'étoiles. Le flux $F_{\lambda}(t)$ à une longueur d'onde donnée λ et au temps t peut donc s'écrire

$$F_{\lambda}(t) = \int_{\tau=0}^t TFE(t-\tau) \int_{M_{\text{inf}}}^{M_{\text{sup}}} \Phi(m) f_{\lambda}(m, \tau) dm d\tau \quad (3.2)$$

où $f_{\lambda}(m, \tau)$ est le flux monochromatique d'une étoile de masse m d'âge τ , et TFE est le taux de formation d'étoiles.

L'évolution temporelle du taux de formation d'étoiles peut être calculée à l'aide d'un *scénario* d'évolution. Un tel scénario décrit l'évolution du taux de formation d'étoiles qui peut être calculé en adoptant une approche cohérente faisant intervenir les échelles de temps d'effondrement du gaz sur la galaxie et des vents galactiques, l'efficacité de la formation d'étoiles à partir du gaz, la quantité de ce gaz, etc. . .

En ajustant les paramètres d'un scénario de formation d'étoiles (voir §3.3), on peut prédire les propriétés des galaxies en luminosité et en couleurs, pour tous les types spectraux, et comparer ces prédictions aux observations.

3.2 Le code d'évolution PÉGASE

PÉGASE est un code d'évolution spectrale de galaxies construit selon le modèle décrit à la section précédente (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). Son nom est l'acronyme de *Projet d'Étude de Galaxies par Synthèse Spectrale Évolutive*. Dans sa version actuelle (PÉGASE.2 Fioc & Rocca-Volmerange, 1999b), il inclut des effets de métallicité, en utilisant les tracés d'évolution de l'équipe de Padoue qui sont calculés pour une large gamme de métallicités Z ($Z=0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02, 0.05, \text{ et } 0.1$). L'évolution de la métallicité est calculée de manière cohérente avec la masse de gaz présente dans la galaxie et avec les rejets de métaux lors d'explosions de supernovae (Woosley & Weaver, 1995). Les spectres stellaires utilisés sont ceux de la bibliothèque BASEL (Lejeune et al., 1997, 1998) construite à partir des modèles d'atmosphère de Kurucz (1992) pour les étoiles de type antérieur à M, ceux de Bessell et al. (1989, 1991) et Fluks et al. (1994) pour les géantes M, et ceux de Allard & Hauschildt (1995) pour les naines M. Pour les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} > 50000$ K), la bibliothèque de Clegg & Middlemass (1987) est utilisée.

3.3 Scénarios d'évolution

La description de l'histoire d'une galaxie passe par celle de son taux de formation d'étoiles (TFE). Lors de la modélisation d'une galaxie, on peut soit le donner *a priori* si l'on a accès à cette quantité de façon plus ou moins directe à travers des observables (les raies de Balmer en émission, l'infrarouge lointain, . . .). Une autre approche consiste à calculer le TFE à chaque pas de temps de la simulation à partir des autres quantités physiques du milieu. Parmi celles-ci peuvent intervenir la quantité de gaz, une échelle de temps caractéristique de l'effondrement d'un réservoir de gaz environnant dans le puits de potentiel de la galaxie, un temps à partir duquel des vents galactiques produits par les supernovae rejettent le gaz de la galaxie vers le réservoir, ou encore l'efficacité de la transformation des nuages de gaz en étoiles.

Tous ces paramètres peuvent être définis comme données d'entrée au code PÉGASE, et déterminent l'évolution d'une galaxie. On peut ainsi construire des scénarios de formation d'étoiles dont la vocation est de décrire l'ensemble des types spectraux de galaxies. L'un des enjeux de l'astrophysique moderne étant de comprendre comment les galaxies se sont formées et comment elles évoluent, l'une des conditions à remplir pour valider les scénarios de formation d'étoiles est donc de pouvoir reproduire les quantités observables des galaxies actuelles dans l'univers local et lointain.

Dans la suite, nous calculerons le taux de formation d'étoiles à partir de la fraction massique de gaz, en suivant la loi de Schmidt (1959). Celle-ci relie le taux de formation d'étoiles par unité de volume TFE_{ρ} à la densité du gaz ρ par une loi de la forme

$$TFE_{\rho} \propto \rho^n \quad (3.3)$$

La valeur de n est mal connue mais elle est vraisemblablement proche de 1 ou 2. Elle est contrainte par des observations portant sur des densités surfaciques, à partir desquelles on peut estimer les densités volumiques, moyennant des hypothèses sur la géométrie. Physiquement,

$n = 1$ peut correspondre à l'effondrement spontané d'un nuage sous l'effet de la gravitation alors que $n = 2$ peut être expliqué par des processus de collision de nuages conduisant à la formation d'étoiles. Dans le cas $n = 1$, on peut alors relier, à l'échelle de la galaxie, la masse de gaz M_{gaz} au TFE par une relation du type

$$TFE = \beta M_{\text{gaz}}^{\alpha} \quad (3.4)$$

avec $\alpha = 1$. Le paramètre β représente alors l'efficacité de conversion de gaz en étoile, exprimé en $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ pour une unité de masse de galaxie. Le cas $n \neq 1$ peut également être traduit par un exposant $\alpha \neq 1$.

Pour construire la galaxie, deux possibilités s'offrent à nous. D'une part, on peut considérer qu'à l'instant zéro, la galaxie est déjà formée et ne s'intéresser qu'à son évolution jusqu'à aujourd'hui. Ce cas de figure n'est pas très intéressant car il occulte tout le processus de création de la galaxie, alors que celui-ci peut jouer un rôle déterminant dans la vie de la galaxie.

Une alternative est de considérer qu'à l'instant zéro, la galaxie n'est pas du tout formée mais qu'il existe un réservoir de gaz susceptible d'alimenter la galaxie naissante par effondrement (*infall* en anglais). La métallicité Z_{chute} de ce gaz peut être choisie librement (elle est, dans le code PÉGASE, constante au cours du temps) et nous choisirons généralement une métallicité nulle. Le taux d'effondrement est souvent posé sous la forme d'une fonction exponentielle décroissante : si dm est la masse tombant du réservoir sur la galaxie pendant l'intervalle de temps dt , on a

$$\frac{dm}{dt} = M_{\text{tot}} \frac{\exp(-t/t_{\text{chute}})}{t_{\text{chute}}}. \quad (3.5)$$

Au bout d'un temps infini, la masse totale de la galaxie devient alors M_{tot} en l'absence de vents galactiques. Si au contraire, on décide de prendre en compte les vents galactiques (qui, à partir d'une date donnée, expulsent tout le gaz hors de la galaxie), une partie de la masse de la galaxie retourne dans le réservoir, et au même moment le processus d'effondrement s'arrête.

Si, en l'absence de vents galactiques, on intègre la relation 3.5 entre les instants 0 et t , on a

$$M(t) - M(0) = \int_0^t M_{\text{tot}} \frac{\exp(-t/t_{\text{chute}})}{t_{\text{chute}}} dt \quad (3.6)$$

$$= M_{\text{tot}} (1 - \exp^{-t/t_{\text{chute}}}) \quad (3.7)$$

L'effondrement a donc pour effet d'augmenter la masse totale de la galaxie en augmentant la masse de gaz. Le processus de formation d'étoiles produit cependant un effet en sens contraire vis à vis de la masse de gaz : la masse de la galaxie ne diminue pas avec la formation d'étoiles (ces étoiles font toujours partie de la galaxie), mais la masse de gaz diminue au fur et à mesure que ce gaz sert à fabriquer de nouvelles étoiles. L'évolution de la masse de gaz au sein de la galaxie est alors régie par la compétition entre la formation d'étoiles et l'apport de matière par le réservoir. Cette compétition se manifesterá très clairement dans les scénarios d'évolution du modèle par un maximum de la masse de gaz à une date située entre le temps t_{chute} et le temps caractéristique de la formation d'étoiles $1/\beta$.

Un facteur d'extinction est appliqué à chaque longueur d'onde du domaine UV jusqu'au proche infrarouge en fonction de la quantité de gaz dans la galaxie, de la métallicité de ce gaz,

et de la géométrie. Pour les galaxies sphéroïdales (elliptique et S0), la poussière suit un profil de King. Ce profil est cohérent avec celui adopté pour le gaz chaud source de rayons X dans les galaxies sphéroïdales, et décrit au paragraphe 2.6.1. Pour les galaxies où le disque domine (plus tardives que spirales Sa), nous utilisons un profil de type « sandwich ». Le facteur d'extinction par la poussière a été calculée par Fiac (1997) avec un code de transfert radiatif. Dans la suite, nous utilisons pour les galaxies spirales une inclinaison moyenne du plan galactique lorsque nous appliquons ces scénarios à de grands échantillons de galaxies.

Type	âge	t_v	t_{chute}	α	β
E	14000	3000	100	1	1000
S0	14000	5000	100	1	200
Sa	14000		2800	1	71.4
Sb	14000		3500	1	40.0
Sbc	14000		6000	1	17.5
Sc	14000		8000	1	10.0
Sd	14000		8000	1	7.00
Im	12000		8000	1.5	6.25

TAB. 3.1 – Scénarios adoptés pour les différents types de galaxies. Le temps de chute t_{chute} , l'âge de la galaxie et l'âge des vents t_v sont exprimé en millions d'années. Les paramètres α et β sont décrits dans le texte. β est ici exprimé en $M_{\odot}.an^{-1}.(10^{11} M_{\odot})^{-1}$.

Le tableau 3.1 décrit les paramètres adoptés pour reproduire divers types de galaxies représentatifs des principaux types existant dans l'univers local. Nous allons voir dans la section suivante que ces paramètres permettent d'ajuster assez bien les couleurs optiques des galaxies proches. Les âges des galaxies donnés dans la seconde colonne sont ceux qui permettent d'ajuster le mieux deux couleurs très contraignantes U-V et V-K, avec les paramètres de formation d'étoiles considérés. L'âge de 14 milliards d'années adopté pour tous les types, à l'exception des galaxies irrégulières, est cohérent avec la détection de galaxies à grand décalage spectral, qui sont donc vieilles aujourd'hui, ainsi qu'avec les diagnostics d'âge que l'on peut effectuer à partir des raies en absorption à moyenne et haute résolutions spectrales (voir chapitre 6). En particulier, les observations d'Hipparcos ont récemment permis d'estimer les âges des étoiles de la Galaxie.

3.4 Couleurs optiques

Nous présentons sur le diagramme de la figure 3.1 les couleurs U-V et V-K obtenues avec les scénarios adoptés aux âges donnés dans le tableau 3.1. Pour comparaison, nous avons également représenté dans ce même diagramme les couleurs observées pour de grands échantillons de galaxies de tous types spectraux compilées par Fiac & Rocca-Volmerange (1999a), en les corrigeant des effets d'ouverture.

Les positions des points correspondant aux scénarios sont peu dépendantes de l'âge pour les

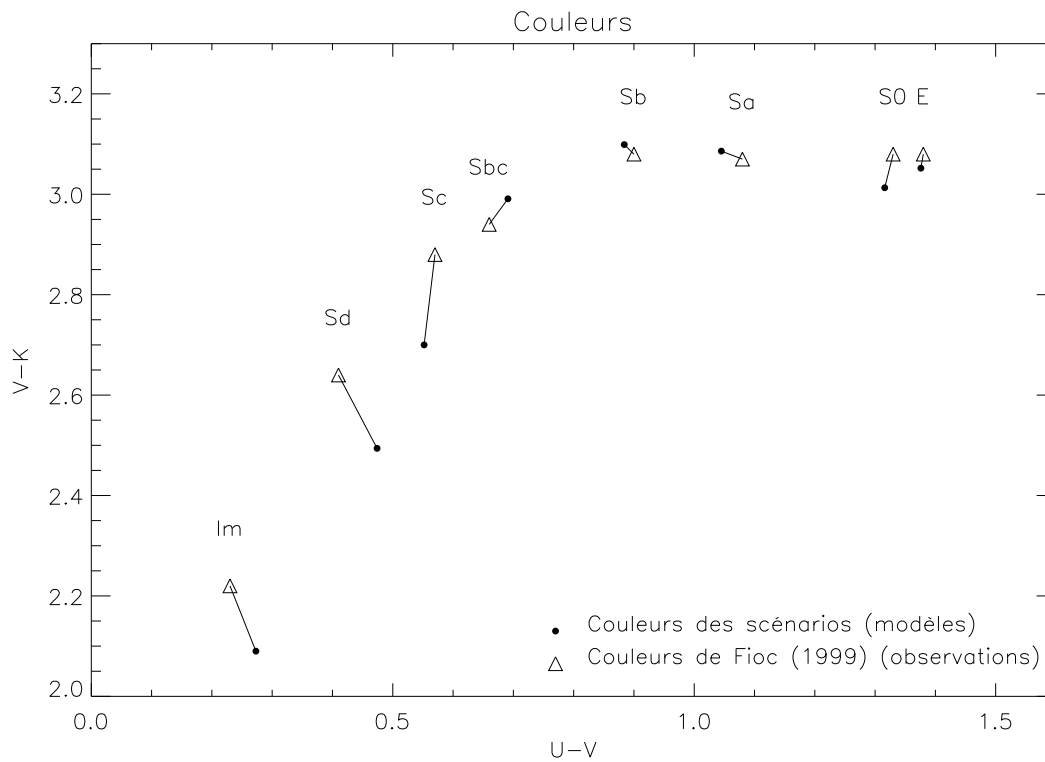


FIG. 3.1 – Couleurs optiques pour les scénarios d'évolution du tableau 3.1

galaxies sphéroïdales, mais elles y sont assez sensibles pour les galaxies de type plus tardif que les spirales Sa.

Les scénarios adoptés ne sont en réalité pas issus d'un ajustement systématique des couleurs. Les paramètres qu'ils font intervenir ont des influences sur de nombreuses autres observables, comme les taux de supernovae (voir chapitre 4), l'évolution en métallicité, l'évolution des rapports d'abondances chimiques (voir chapitre 5), et les raies stellaires (voir chapitre 6). Aussi, ces paramètres ont-ils été ajustés itérativement pour respecter l'ensemble des contraintes observationnelles. Cependant, une procédure plus systématique pour trouver les paramètres optimaux en tenant compte des diverses contraintes est à l'étude. Il faut réunir un grand nombre d'observables (par exemple des flux à de nombreuses longueurs d'onde, ou des taux d'explosions de supernovae à petit et grand décalage spectral) pour bien contraindre l'ensemble des paramètres mis en jeu. Ceux-ci doivent être en nombre inférieur à celui des observables pour éviter une dégénérescence dans la détermination des paramètres optimaux. Par ailleurs, il faut garder à l'esprit que les scénarios que nous donnons ici par type spectral sont sensés être des cas moyens, et ne prétendent pas rendre compte des histoires particulières de toutes les galaxies (fusions, sursauts ponctuels ou récurrents de formation d'étoiles, etc...). Ce sont plutôt des scénarios « moyens » qui ont pour prétention de représenter la majorité des galaxies.

3.5 Synthèse spectrale inverse et *redshifts* photométriques

Nous connaissons toujours mal l'histoire des galaxies. En particulier, la façon dont elles se sont formées est incertaine. L'approche dite *hiérarchique* considère que les fusions de galaxies entre elles sont l'un des processus majeurs qui conduisent à la formation des galaxies massives observées aujourd'hui. En particulier, les galaxies elliptiques seraient, au moins en partie, le résultat de collisions (*merging*) de galaxies plus petites. Il est en effet certain que ces fusions de galaxies ont existé (nous en observons effectivement dans l'univers local aujourd'hui). La question est de savoir si ces fusions sont le moteur principal de la formation et de l'évolution des galaxies, ou si la grande majorité des galaxies se sont formées sans fusion majeure comme le suggère l'approche dite *monolithique*.

Nous examinerons d'abord un échantillon de galaxies elliptiques locales, en essayant de reconstruire sommairement son histoire de formation d'étoiles à partir de sa distribution spectrale d'énergie. Pour ce faire, nous décomposerons son spectre en plusieurs sursauts de formation d'étoiles à plusieurs âges et à plusieurs métallicités, à l'aide d'un code de synthèse spectrale inverse automatique que nous avons écrit. L'histoire passée des galaxies peut ainsi être étudiée à partir de leur spectre actuel.

Une approche plus directe et complémentaire consiste à aller regarder des galaxies plus jeunes, à grand décalage spectral. Nous présenterons donc ensuite notre nouveau code (Z-PEG) d'estimation de décalages spectraux par photométrie. L'utilisation judicieuse de ce code en servant de spectres évolutifs (suivant des scénarios d'évolution) pour ajuster la photométrie observée permet d'améliorer sensiblement les estimations de décalages spectraux. Nous verrons que ces résultats confortent l'adéquation probable des spectres prédits pour des galaxies jeunes avec les spectres réels de ces galaxies.

3.5.1 Galaxies elliptiques locales

L'objet de cette section est d'apporter des éclairages sur les histoires présentes et passées des galaxies qu'on observe à des décalages spectraux proches de zéro, c'est à dire dans l'univers local, en examinant leurs distributions spectrales d'énergie actuelles.

En effet, ces spectres contiennent des informations précieuses sur les âges et les métallicités des populations stellaires. Aux longueurs d'onde proche infrarouge (bande K), le flux observé permet, lorsqu'on le compare au flux dans les bandes B ou V, d'identifier si une population d'étoiles vieilles est présente ou non. Les raies stellaires du domaine visible peuvent nous renseigner sur la métallicité des étoiles, mais une grande résolution spectrale est nécessaire pour réaliser de tels diagnostics (voir aussi chapitre 6). Or le code PÉGASE dans sa version 2 (que nous utilisons dans l'étude de cette section) ne permet pas, avec sa résolution dans le visible ($\simeq 20 \text{ \AA}$) de modéliser le détail des raies stellaires. Nous présenterons au chapitre 6 les adaptations réalisées sur le code pour permettre cette approche. Par ailleurs, l'ultraviolet (UV) est souvent utilisé pour estimer le taux de formation d'étoiles présent des galaxies. En effet, ce sont les étoiles jeunes et chaudes qui contribuent le plus à la luminosité de cette région du spectre. Le flux UV est donc a priori un bon traceur des populations stellaires jeunes.

Cependant, dans les galaxies elliptiques, très peu de gaz est présent à l'heure actuelle, ce qui rend la formation d'étoiles difficile. Or les observations de couleurs UV intégrées de galaxies elliptiques sont trop bleues (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997) par rapport à des scénarios de vieux sursauts de formation d'étoiles instantanés. Une formation d'étoiles plus longue a donc certainement eu lieu. Pourtant, un taux de formation d'étoiles continu produit des couleurs excessivement bleues, principalement à cause des rejets d'étoiles vieilles qui ne cessent d'alimenter la formation d'étoiles. Une solution à ce problème peut être trouvée dans l'existence de vents galactiques produits par les supernovae (les SN Ia) tels que décrits plus haut. De tels vents, en expulsant tout le gaz hors de la galaxie, empêchent alors la formation d'étoiles et permettent d'obtenir les couleurs UV observées. Nous allons voir cependant qu'une formation d'étoiles actuelle très ténue semble pourtant nécessaire pour reproduire correctement le spectre UV complet.

3.5.1.1 Échantillon de galaxies

Nous utilisons l'échantillon de Burstein et al. (1988) constitué de 18 galaxies elliptiques locales. Ces galaxies sont décrites dans la table 3.2.

Nom	Nom
NGC 221 = M32	NGC 4406 = M86
NGC 1052	NGC 4472 = M49
NGC 1404	NGC 4486 = M87
NGC 3115	NGC 4552 = M89
NGC 3379	NGC 4621 = M59
NGC 4125*	NGC 4649* = M60
NGC 4278	NGC 4762 (S0)
NGC 4374 = M84	NGC 4889
NGC 4382 = M85	NGC 6166*

TAB. 3.2 – Échantillon de galaxies de Burstein et al. (1988). Pour les galaxies avec une étoile nous ne disposons pas de photométrie en bande K.

Dans l'ultraviolet, Burstein et al. (1988) fournissent les observations IUE (de 1250 à 3300 Å). L'échantillonnage de ces spectres est 50 Å. Dans le visible, nous disposons des filtres U, B et V corrigés de l'extinction galactique et de l'ouverture pour se ramener à l'ouverture circulaire équivalente à celle d'IUE (14").

Par ailleurs, pour avoir de bonnes contraintes sur la population d'étoiles vieilles, nous avons extrait les magnitudes K de Frogel et al. (1978) pour la plupart de ces galaxies. Nous avons raccordé les magnitudes U, B et V données par Burstein et al. (1988) aux magnitudes K de Frogel et al. (1978) par conservation de la couleur V – K (qui est donnée par Frogel et al. (1978)). Nous corrigeons ainsi de l'effet d'ouvertures différentes, mais nous négligeons la dépendance *non linéaire* de V – K par rapport à l'ouverture.

3.5.1.2 Synthèse spectrale inverse

Principe

Nous choisissons d'analyser ces données par la technique de synthèse spectrale inverse. Elle consiste à construire une base de spectres synthétiques de populations stellaires simples à divers âges et diverses métallicités. Pour chacun de ces spectres, ou pour des combinaisons de 2 ou 3 spectres de ce type, nous cherchons, par la méthode de descente directe (algorithme de Levenberg-Marquardt), les proportions massiques qui fournissent le meilleur ajustement aux données. Enfin, nous choisissons la combinaison d'âges et de métallicités qui fournit le plus petit χ^2 réduit lorsqu'on compare le spectre synthétique aux observations. Le χ^2 réduit est défini par

$$\chi^2 = \frac{1}{N-p} \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_i^{obs} - F_i^{synth}}{\sigma_i} \right]^2 \quad (3.8)$$

où N est le nombre d'observables (flux ou photométrie), p est le nombre de paramètres libres, F_i^{obs} est le flux observé de l'observable i , F_i^{synth} est le flux du spectre synthétique pour cette même observable, et σ_i est la barre d'erreur de mesure de l'observable.

Dans la suite, nous adoptons les erreurs photométriques publiées pour σ_i dans les bandes U, B, V et K. Pour le spectre IUE, nous adoptons $\sigma_i = 10^{-15} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}$. Cette valeur correspond grossièrement à l'amplitude des valeurs de flux négatives dans les spectres UV, et constitue donc certainement une bonne estimation de l'incertitude sur ces mesures.

Spectres de référence

Les ajustements sont faits dans tous les cas sur le continu seul (et pas sur les raies stellaires auxquelles nous n'avons pas accès avec la faible résolution spectrale de la bibliothèque BASEL). De plus, lorsque plusieurs populations stellaires sont utilisées pour ajuster les observations, la seule contrainte que nous posons sur les métallicités de sursauts est qu'elles soient croissantes au cours du temps.

Les différents cas d'ajustement (notés a, b, d, d et e) sont ceux du tableau 3.3. Les composantes comprennent des sursauts instantanés, et une vieille population de galaxie elliptique qui inclut plusieurs générations d'étoiles formées à des métallicités comprises entre la métallicité du gaz servant à former les premières étoiles (proche de 0), et une métallicité un peu supérieure à Z_{\odot} .

Le scénario du sursaut instantané est le suivant :

- FMI : Salpeter ($M_{inf} = 0.09 M_{\odot}$, $M_{sup} = 120 M_{\odot}$)
- Prise en compte de l'émission nébulaire
- Extinction de type sphéroïdale.
- $\text{TFE}(t) = \delta(t - t_0)$
- Métallicité du gaz initial : $Z=0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02(=Z_{\odot}), 0.05, 0.1$

De plus, comme nous l'avons déjà mentionné, lorsque nous combinons plusieurs sursauts, nous choisissons de contraindre la métallicité de chacun d'entre eux à être supérieure à la mé-

tallicité du sursaut précédent, pour rester cohérent avec l'idée d'un enrichissement progressif du milieu interstellaire.

Les spectres évolutifs de galaxie elliptiques sont construits avec le scénario du tableau 3.1. Cependant, nous utilisons trois jeux de scénarios qui se distinguent par la métallicité du gaz du réservoir. On s'attend à ce que la métallicité Z_{chute} du gaz qui tombe depuis le réservoir dans le puits de potentiel de la galaxie soit faible si ce gaz est primordial. Si ce gaz vient d'un amas enrichi en métaux, la métallicité du gaz peut être plus importante. Nous utilisons donc des métallicités variant de 0 à 0.0004 pour ce gaz servant à « construire » la galaxie.

Cas	Sursaut instantané	Scénario d'elliptique
a	âge $\in [1 - 15\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
b	âge $\in [10\,000 - 15\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	âge $\in [1 - 1\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
c	âge = 13 000 $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	âge $\in [1\,000 - 10\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	âge = 5 $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
d		âge $\in [10 - 15\,000]$ $Z_{\text{chute}} \in [0; 4 \times 10^{-4}]$
e	âge $\in [1\,000 - 10\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	âge $\in [10 - 15\,000]$ $Z_{\text{chute}} \in [0; 4 \times 10^{-4}]$

TAB. 3.3 – Différents paramètres utilisés pour faire les ajustements. Les âges sont donnés en millions d'années. Chaque cas est la somme de toutes les composantes qui le constituent.

Résultats

Les résultats du cas b sont résumés dans le tableau 3.4, et illustrés sur la figure 3.2. Nous invitons le lecteur à consulter l'annexe F pour une illustration des ajustements de spectres les meilleurs dans les autres cas (a,c,d, et e).

Un premier examen des résultats d'ajustement pour le cas b (tableau 3.4) fait apparaître une caractéristique générale importante. Dans la grande majorité des cas, c'est une composante stellaire vieille qui domine à plus de 99% la masse de la galaxie. De plus, dans la plupart des cas, l'âge du sursaut jeune est inférieur à la dizaine de millions d'années. Ces sursauts font intervenir de nombreuses étoiles massives qui ne sont pas encore mortes, et dont la luminosité est grande (voir § 3.1.1). Leur contribution à la luminosité totale de la galaxie étant du même ordre de grandeur que celle de la population évoluée, leur masse est très inférieure (dans un rapport $< 10^{-7}$) à celle du sursaut vieux.

	NGC 221=M32 (E)		NGC 4406 = M 86 (E)	
Âges	12000.	1000.	10000.	2.
Métallicités	0.004000	0.020000	0.004000	0.004000
Masses	0.98641000	0.01359000	0.99999945	0.00000055
	NGC 1052 (E)		NGC 4472 = M 49 (E)	
Âges	11000.	2.	15000.	2.
Métallicités	0.004000	0.004000	0.004000	0.004000
Masses	0.99999897	0.00000103	0.99999925	0.00000075
	NGC 1404 (E)		NGC 4486 = M 87 (E)	
Âges	12000.	2.	13000.	3.
Métallicités	0.004000	0.004000	0.004000	0.004000
Masses	0.99999876	0.00000124	0.99999741	0.00000259
	NGC 3115 (S0)		NGC 4552 = M 89 (E)	
Âges	15000.	2.	15000.	2.
Métallicités	0.004000	0.004000	0.004000	0.008000
Masses	0.99999952	0.00000048	0.99999849	0.00000151
	NGC 3379 (E)		NGC 4621 = M59 (E)	
Âges	15000.	1000.	15000.	2.
Métallicités	0.000400	0.020000	0.000400	0.004000
Masses	0.79275775	0.20724225	0.99999856	0.00000144
	NGC 4125 (E)		NGC 4649 = M 60 (E)	
Âges	15000.	350.	10000.	2.
Métallicités	0.008000	0.100000	0.020000	0.020000
Masses	0.98636623	0.01363377	0.99999877	0.00000123
	NGC 4278 (E)		NGC 4762 (S0)	
Âges	13000.	1.	10000.	800.
Métallicités	0.004000	0.004000	0.004000	0.050000
Masses	0.99999867	0.00000133	0.86457197	0.13542803
	NGC 4374 = M 84 (E)		NGC 4889 (E)	
Âges	15000.	2.	10000.	8.
Métallicités	0.004000	0.004000	0.004000	0.004000
Masses	0.99999958	0.00000042	0.99996519	0.00003481
	NGC 4382 = M 85 (S0)		NGC 6166 (E)	
Âges	12000.	1000.	13000.	1000.
Métallicités	0.000400	0.050000	0.100000	0.100000
Masses	0.83409537	0.16590463	0.73504643	0.26495357

TAB. 3.4 – Résultats du cas *b* (ajustement avec un sursaut jeune et un sursaut évolué). Les âges sont exprimés en millions d'années.

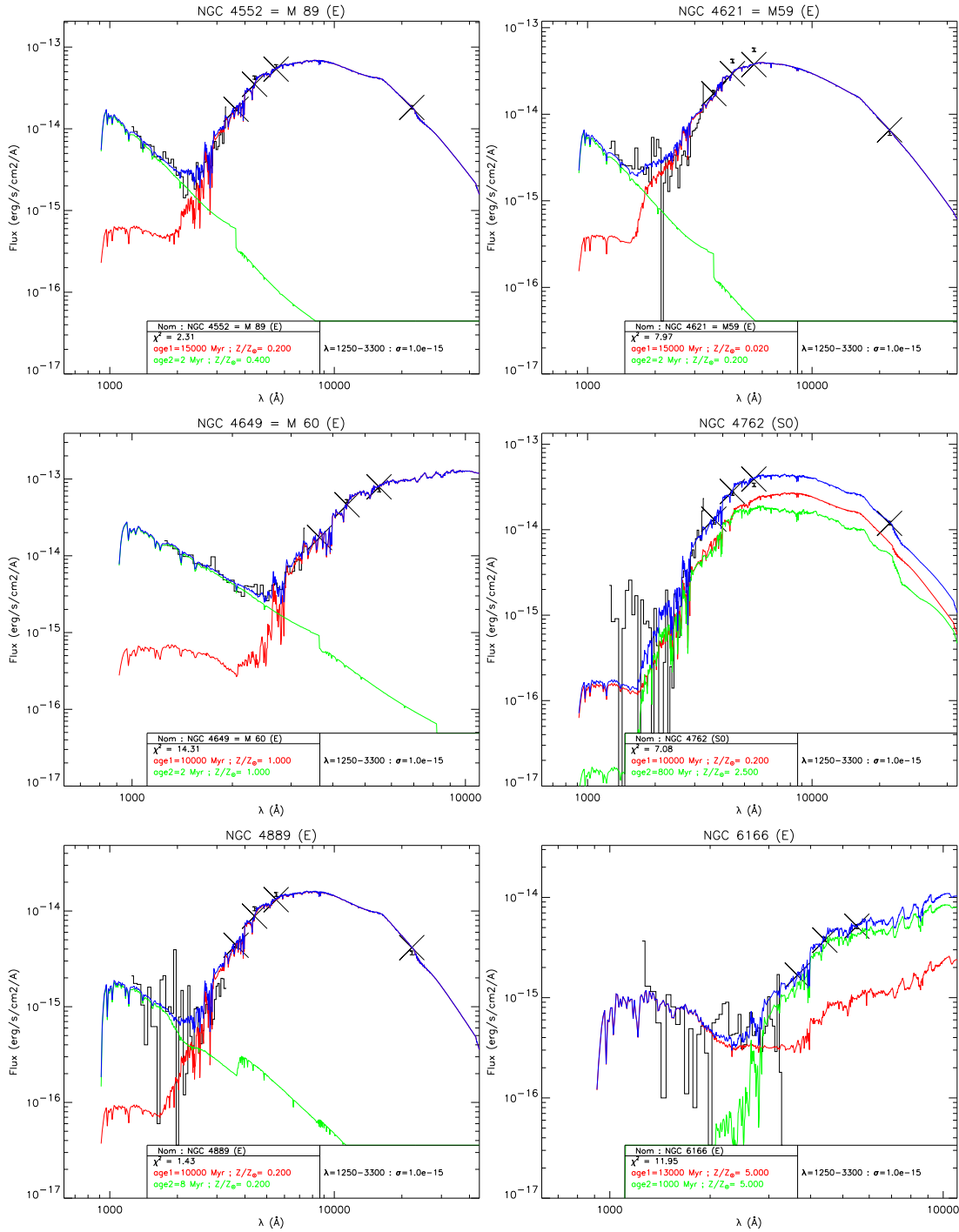


FIG. 3.2 – Quelques exemples d'ajustement du cas b. Les observations sont en noir : spectre IUE en histogramme dans l'ultraviolet et photométrie dans le visible (les barres d'erreurs sont indiquées). Le meilleur spectre synthétique ajustant les données est en bleu (la photométrie correspondante est indiquée par les croix obliques), et se subdivise en deux composantes : une population jeune (vert) et une vieille (rouge).

L'ensemble des résultats d'ajustements est illustré sur la figure 3.3. Plusieurs commentaires peuvent être faits sur cette figure. Tout d'abord, on remarque que les valeurs du minimum de χ^2 réduit sont couramment très supérieures à l'unité. Une telle constatation peut soit traduire une surestimation des barres d'erreur observationnelles, soit une inadéquation des modèles à reproduire les données. Dans notre cas, les barres d'erreur de photométrie sont données avec précision et nous ne les remettons pas en cause. Celles associées au spectre IUE sont plus incertaines, et nous avons adopté dans tous les cas une incertitude de $10^{-15} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Å}^{-1}$ sur le flux. Cependant, au vu du spectre et de l'amplitude des valeurs négatives du flux, il est peu probable que cette incertitude soit plus grande que dix fois cette valeur. Les grandes valeurs de χ^2 réduit sont donc dues à des histoires de formation d'étoiles particulières que ne peuvent reproduire les modèles avec seulement une, deux ou trois composantes simples. Cependant, des tendances générales peuvent être tirées pour l'ensemble de l'échantillon concernant la pertinence du nombre de composantes utilisées, les âges et les métallicités.

Le cas a est le plus simple : il ne fait intervenir d'une population simple d'étoiles, dont on ne contraint pas l'âge. Pour toutes les galaxies, le meilleur ajustement se produit pour des âges toujours supérieurs au milliard d'années, et qui sont très souvent supérieurs à 5×10^9 ans. La population dominante dans les spectres de ces galaxies sphéroïdales est donc majoritairement évoluée, et peut reproduire correctement les couleurs mettant en jeu les filtres U, B, V, et K (notamment les valeurs très « rouges » de V-K).

On remarque que le minimum de χ^2 moyen diminue nettement du cas a au cas b. Ceci exprime le fait que la partie UV des observations est trop lumineuse pour être correctement reproduite par un seul vieux sursaut de formation d'étoiles. L'addition d'un sursaut jeune (quelques millions d'années), de masse extrêmement petite, permet de reproduire correctement cette partie du spectre (voir aussi la figure 3.2). Cela peut jouer en faveur de l'hypothèse d'une formation résiduelle d'étoiles plus ou moins continue dans les galaxies sphéroïdales actuelles. La faiblesse de la masse mise en jeu dans cette formation récente d'étoiles est cohérente avec les très petites quantités de gaz observées dans les galaxies elliptiques locales.

Lorsqu'on ajoute une composante d'âge intermédiaire entre le sursaut jeune et le sursaut évolué au cas c, on constate que l'ajustement n'est pas meilleur sur l'ensemble de l'échantillon. Dans la plupart des cas, les deux composantes d'âge extrême dominent. Lorsque la fraction de masse de la composante d'âge intermédiaire n'est pas négligeable, il s'avère que son âge est proche des valeurs supérieures autorisées, et que son spectre est très semblable à celui du sursaut le plus évolué. Ce sursaut d'âge intermédiaire n'est donc pas requis pour ajuster correctement les observations UV-visible de ces galaxies sphéroïdales. Ceci est important pour identifier le processus de fusion (*merging*) dans la formation des galaxies.

Les cas d et e font intervenir une population évoluée formée selon le scénario de galaxie elliptique décrit plus haut. Ce scénario se distingue de celui du sursaut instantané par une échelle de temps d'accumulation de masse non nulle sur la galaxie. Plusieurs générations d'étoiles coexistent donc, avec des métallicités très diverses. Comme pour le sursaut vieux, toutes ces étoiles sont aujourd'hui âgées, mais la métallicité initiale élevée ($>2 \times Z_{\odot}$) de certaines d'entre elles les fait passer par le stade d'étoiles post-AGB très chaudes, ce qui produit un fort bleuissement du spectre aux courtes longueurs d'ondes (Fioc, 1997). Dans le cas d d'une population d'elliptique seule, l'ajustement du spectre UV et des couleurs optiques (voir annexe F) est re-

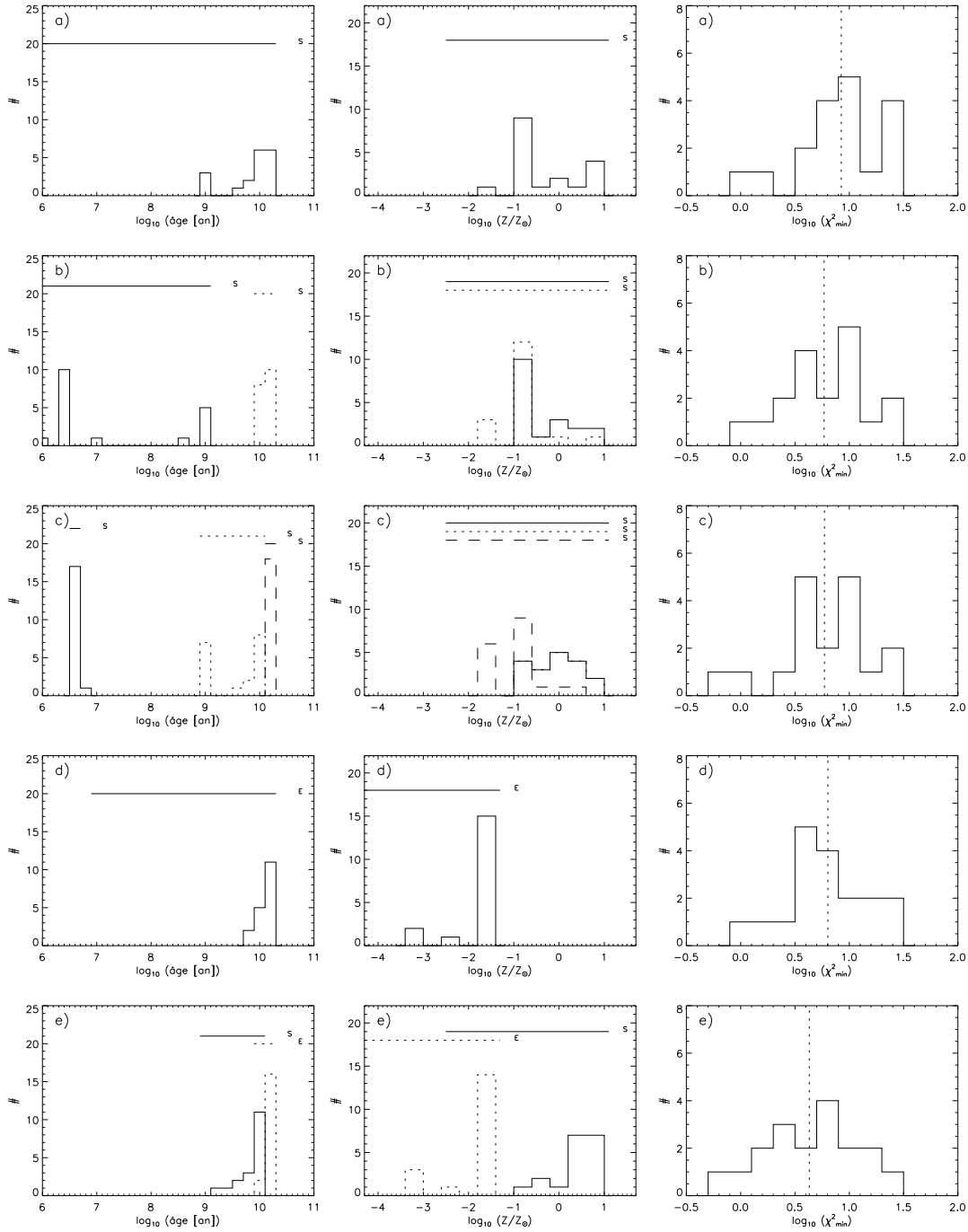


FIG. 3.3 – Résultats d’ajustements pour les cas a (un seul sursaut), b (deux sursauts), c (trois sursauts), d (un scénario de galaxie elliptique) et e (scénario d’elliptique + sursaut). Les histogrammes représentent, de la gauche vers la droite, les répartitions des âges et des métallicités pour toutes les composantes, et la répartition des χ^2 réduits pour toutes les galaxies. Pour chaque cas, les composantes se distinguent par un style de trait différent. Les traits horizontaux indiquent les domaines choisis pour l’ajustement. Les lettres ‘S’ et ‘E’ indiquées à leurs côtés réfèrent aux composantes ‘Sursaut’ et ‘Elliptique’. La ligne pointillée dans la dernière colonne indique la moyenne de $\log_{10} \chi^2$. L’ajustement d) est remarquablement approprié pour reproduire l’intégralité du spectre.

marquable, compte tenu de la simplicité du scénario sous-jacent. Le minimum de χ^2 moyen impliqué par ce seul scénario est presque aussi petit que celui des ajustements b et c à deux ou trois sursauts.

On remarque cependant que le spectre qui ajuste le mieux les observations ne parvient pas à combler complètement l'excès UV de la partie extrêmement bleue du spectre. L'ajout d'un sursaut instantané récent à la population d'elliptique vieille (cas e) permet de combler ce déficit. L'ajustement est alors significativement meilleur en termes de χ^2 . Ce résultat est cohérent avec l'identification spectrale d'étoiles évoluées chaudes dans l'ultraviolet (résultats d'Astro-1 et Astro-2, Brown et al., 1997).

3.5.1.3 Conclusions

Les conclusions de cette étude sont multiples. En premier lieu, une population évoluée est nécessaire pour reproduire correctement les couleurs optiques jusqu'à la bande K.

De plus, il semble que la majorité de l'excès UV ne trouve pas son origine dans un sursaut récent, mais qu'une population d'étoiles vieilles enrichies en métaux peut expliquer la plus grande partie de cet excès. En revanche, une formation résiduelle continue d'étoiles en très faible quantité semble nécessaire pour expliquer complètement cet excès UV.

Par ailleurs, les métallicités déduites d'ajustement par diverses populations stellaires simples sont mal contraintes. On peut toutefois remarquer de grandes valeurs de Z , allant jusqu'à $5 \times Z_{\odot}$. Ceci est en accord avec les conclusions précédentes concernant la nécessité d'avoir des étoiles métalliques très bleues pour reproduire la partie UV du spectre. D'autre part, dans le scénario d'elliptique, nous avons laissé libre la métallicité Z_{chute} du gaz qui tombe depuis le réservoir pour former la galaxie, en la gardant toutefois comprise entre 0.0 et $Z_{\odot}/50$. Les meilleurs ajustements font intervenir des métallicités Z_{chute} élevées à l'intérieur de cette gamme de valeurs. Cela peut être expliqué simplement : plus la métallicité du gaz initial formant la première génération d'étoiles est élevée, plus la fraction d'étoiles très métalliques produites au bout de quelques milliards d'années est grande. Cela favorise donc une grande fraction d'étoiles chaudes, et un meilleur ajustement de la partie UV.

Ces conclusions doivent cependant être prises avec précaution car le faible nombre de galaxies réunies dans l'échantillon utilisé introduit des erreurs statistiques importantes. De plus, le nombre d'observables n'est pas ici suffisamment grand pour assurer l'absence de dégénérescence dans les solutions. La métallicité, en particulier, a un effet plus faible sur les spectres que l'âge des populations stellaires. Si les âges sont bien contraints (notamment par la grande couverture spectrale qui s'étend jusqu'au proche infrarouge, et qui permet de caractériser ainsi les populations vieilles), les métallicités le sont donc beaucoup moins.

Cependant, les résultats obtenus trouvent des explications cohérentes et apportent quelques éclairages sur l'histoire de la formation des galaxies sphéroïdales et sur leur évolution.

3.5.2 Décalages spectraux photométriques avec évolution

3.5.2.1 Introduction

Nous proposons dans Le Borgne & Rocca-Volmerange (2002) d'appliquer le code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE à l'estimation de décalages spectraux par photométrie. Un tel code est en effet particulièrement adapté à cette technique car les spectres de référence utilisés pour ajuster les observations peuvent être choisis non plus arbitrairement (en sélectionnant une collection de spectres de galaxies locales, comme cela est fait habituellement), mais en utilisant des spectres adaptés à chaque *redshift*.

L'étude que nous reproduisons ici met en évidence l'amélioration des résultats obtenus sur les galaxies du Hubble Deep Field-Nord lorsqu'on utilise des scénarios d'évolution plutôt que des spectres sans évolution. Cette amélioration est d'autant plus nette que le décalage spectral est grand, là où les effets d'évolution sont les plus importants. Il faut cependant noter que l'estimation de décalages spectraux par photométrie dans le visible à $z > 2$ requiert une modélisation précise de l'absorption des photons par le milieu interstellaire. Or les distributions spatiales des absorbants de ce milieu inhomogène sont encore mal connues, malgré de grands progrès réalisés ces dernières années grâce aux observations de quasars lointains dans l'ultraviolet.

3.5.2.2 Article publié

A&A 386, 446–455 (2002)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20020259
 © ESO 2002

**Astronomy
&
Astrophysics**

Photometric redshifts from evolutionary synthesis with PÉGASE: The code Z-PEG and the $z = 0$ age constraint

D. Le Borgne¹ and B. Rocca-Volmerange^{1,2}

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis, boulevard Arago, 75014 Paris, France

² Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université Paris XI, 91405 Orsay, France

Received 19 November 2001 / Accepted 8 February 2002

Abstract. Photometric redshifts are estimated on the basis of template scenarios with the help of the code *Z-PEG*, an extension of the galaxy evolution model PÉGASE.2 and available on the PÉGASE web site. The spectral energy distribution (SED) templates are computed for nine spectral types including starburst, irregular, spiral and elliptical. Dust, extinction and metal effects are coherently taken into account, depending on evolution scenarios. The sensitivity of results to adding near-infrared colors and IGM absorption is analyzed. A comparison with results of other models without evolution measures the evolution factor which systematically increases the estimated photometric redshift values by $\Delta z \geq 0.2$ for $z > 1.5$. Moreover we systematically check that the evolution scenarios match observational standard templates of nearby galaxies, implying an age constraint of the stellar population at $z = 0$ for each type. The respect of this constraint makes it possible to significantly improve the accuracy of photometric redshifts by decreasing the well-known degeneracy problem. The method is applied to the HDF-N sample (see in Fernández-Soto et al. 1999). From fits on SED templates by a χ^2 -minimization procedure, not only is the photometric redshift derived but also the corresponding spectral type and the formation redshift z_{for} when stars first formed. Early epochs of galaxy formation $z_{\text{for}} > 5$ are found from this new method and results are compared to faint galaxy count interpretations. The new tool is available at: <http://www.iap.fr/pegase>

Key words. galaxies: distances and redshifts, evolution – methods: data analysis – techniques: photometric

1. Introduction

The determination of galaxy distances is so crucial for clues on galaxy evolution and cosmic structures that a large variety of methods is currently being explored. Spectroscopic determinations are the most precise but they consume excessive observing time for deeper and deeper large galaxy samples. For instance, the redshift surveys such as CFRS (Le Fèvre 1995), 2dF (Folkes et al. 1999), Hawaii (Cowie et al. 1994) and more recently the SLOAN, with millions of targets with various spectral types, are complete to $z \leq 1.5$. At higher redshifts $z > 1.5$, the galaxy populations observed at faint magnitudes in deep surveys cover a large range of redshifts which will be easily accessible from photometry. However many problems of degeneracy, number and width of filters and extinction first have to be clarified. Typical SED features like the 4000 Å discontinuity or the Lyman break are known to be fruitful signatures for evaluation of redshifts when compared with template SEDs. Steidel et al. (1999) proposed an empirical method based on these disconti-

nities to detect $z \geq 4$ galaxies. Successful in discovering distant sources, the method is however imprecise and prone to degeneracies. The comparison of observed SEDs with calibrated templates on an extended wavelength range is the best way to rapidly determine redshifts of a large number of faint galaxies, on a continuous range $0 \leq z \leq 4$. Such comparisons were proposed with templates from no-evolution models by Baum (1962), Koo (1985), Loh & Spillar (1986) and more recently Fernández-Soto et al. (1999) (hereafter FSLY); others proposed evolutionary SED methods such as Bolzonella et al. (2000) and Massarotti et al. (2001a) using templates derived from a variety of evolutionary codes. However the evolutionary codes and their applications may differ. If results are roughly similar at low redshifts (see Leitherer et al. 1996), they may actually strongly differ from each other at high redshifts, depending on adopted star formation laws and the corresponding age constraints, initial mass function, dust and metal effects as well as interpolation algorithms.

An essential property of most codes is the large wavelength coverage from the far-UV to the near-infrared needed to compute SEDs that are highly redshifted.

Send offprint requests to: D. Le Borgne,
 e-mail: leborgne@iap.fr

Moreover our code PÉGASE.2, Fioc & Rocca-Volmerange (1997), in its current version (see next footnote) is able to take into account metallicity effects in its stellar library and isochrones. Evolution scenarios of nine spectral types, defined by star formation parameters, have been selected to reproduce the observed statistical SEDs of $z = 0$ galaxy templates, Fioc & Rocca-Volmerange (1999b). Then two correction factors (cosmological k -correction and evolutionary e -correction) are computed with the model to predict redshifted SEDs, in order to be used as comparison templates to observations. Other PEGASE.2 scenarios based on different prescriptions of dust properties or star formation parameters might be computed and used as templates only if they respect fits of $z \simeq 0$ galaxy properties. This is beyond the objectives of this paper. Another method of photometric redshift determination supposes that the evolution effect is dominated by shot noise, Connolly et al. (1995).

We present in Sect. 2 a new tool, *Z-PEG*, to estimate photometric redshifts on a continuous redshift range $0 \leq z \leq 6$ or more. Observed colors or spectra are statistically compared to the PÉGASE.2 atlas for 9 spectral types (starburst: SB, irregular: Im, spiral: Sd, Sc, Sbc, Sb, Sa, SO and elliptical: E galaxies). Section 3 presents the results for the well-known Hubble Deep Field North and the comparison with spectroscopic redshifts allows us to derive average values of evolution factors. Section 4 shows the sensitivity to various parameters such as the NIR colors and IGM absorption. Interesting consequences for the redshifts of formation of the sample are derived in Sect. 5. Discussion and conclusions are proposed in Sects. 6 and 7 respectively.

2. The code Z-PEG (web available)

2.1. The evolution scenarios of galaxies

The atlas of synthetic galaxies used as templates is computed with PÉGASE.2 on the basis of evolution scenarios of star formation. The synthesis method assumes that distant galaxies are similar to nearby galaxies, but look younger at high z since they are seen at more remote epochs. Respecting this constraint will make our redshift determinations more robust. In an earlier paper (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), we investigated the selection of star formation rates able to reproduce the multi spectral stellar energy distributions of nearby galaxies. Another article by Fioc & Rocca-Volmerange (1999b) computed the statistical SEDs of about 800 nearby galaxies observed from the optical and the near-infrared for eight spectral types of galaxies and used to fit scenarios at $z = 0$. Star formation rates (SFRs) are proportional to the gas density (with one exception, see Table 1), the astration rate ν increasing from irregular Im to elliptical E galaxies. The star formation rate of starburst SB scenario is instantaneous. Infall and galactic winds are typical gaseous exchanges with the interstellar medium. They aim to simulate the mass growth and to subtract the gas fraction

Table 1. PEGASE.2 scenarios used as template parameters. $SFR = \nu \times M_{\text{gas}}$, except for starbursts and irregular galaxies. ν is in units of Gyr^{-1} and M_{gas} is the gas density. Infall time-scales are in Myrs. The dust distribution is fitted on a King profile for E and S0, while an inclination-averaged disk distribution is applied to spiral and irregular galaxies (see text for details). Starburst galaxies have no extinction correction. For all the scenarios, the age of the universe is an upper limit on the age.

Type	ν	infall	gal. winds	age at $z = 0$
SB	$\delta(t)$			1 Myr to 2 Gyr
E	3.33	300	1 Gyr	>13 Gyr
S0	2	100	5 Gyr	>13 Gyr
Sa	0.71	2800		>13 Gyr
Sb	0.4	3500		>13 Gyr
Sbc	0.175	6000		>13 Gyr
Sc	0.1	8000		>13 Gyr
Sd	0.07	8000		>13 Gyr
Im	0.065 ^a	8000		>9 Gyr

^a For this scenario only, we have $SFR = \nu \times M_{\text{gas}}^{1.5}$.

(preventing any further star formation) respectively. Unlike other studies (Fernández-Soto et al. 2001a; Massarotti et al. 2001b), our scenarios do not need to add any starburst component to be consistent with $z \simeq 0$ observations.

The initial mass function (IMF) (Rana & Basu 1992), is used in our evolution scenarios. However Giallongo et al. (1998) showed that the choice of the IMF does not influence much the photometric redshift estimates of high- z candidates ($z > 2.5$).

PÉGASE.2 is the most recent version of PÉGASE, available by ftp and on a web site¹. Non-solar metallicities are implemented in stellar tracks and spectra but also a far-UV spectral library for hot stars (Clegg & Middlemass 1987) complements the Lejeune et al. (1997, 1998) library. The metal enrichment is followed through the successive generations of stars and is taken into account for spectra of the stellar library as well as for isochrones. In PÉGASE.2, a consistent treatment of the internal extinction is proposed by fitting the dust amount on metal abundances. The extinction factor depends on the respective spatial distribution of dust and stars as well as on its composition. Two patterns are modeled with either the geometry of bulges for elliptical galaxies or disks for spiral galaxies. In elliptical galaxies, the dust distribution follows a King's profile. The density of dust is described as a power of the density of stars (see Fioc & Rocca-Volmerange 1997 for details). Through such a geometry, light scattering by dust is computed using a transfer model, outputs of which are tabulated in one input-data file of the model PÉGASE.

¹ At anonymous ftp: ftp.iap.fr/pub/from_users/pegase and <http://www.iap.fr/pegase>

For spirals and irregulars, dust is distributed along a uniform plane-parallel slab and mixed with gas. As a direct consequence, the synthetic templates used to determine photometric redshifts at any z , as well as to fit the observational standards at $z = 0$, are systematically reddened. We also add the IGM absorption following Madau (1995) on the hypothesis of Ly_α , Ly_β , Ly_γ and Ly_δ line blanketing induced by H I clouds, Poisson-distributed along the line of sight. This line blanketing can be expressed for each order of the Lyman series by an effective optical depth $\tau_{\text{eff}} = A_i \times (\lambda_{\text{obs}}/\lambda_i)^{1+\gamma}$, with $\gamma = 2.46$ and $\lambda_i = 1216, 1026, 973, 950 \text{ \AA}$ for Ly_α , Ly_β , Ly_γ and Ly_δ respectively. The values of A_i are taken from Madau et al. (1996), in agreement with the Press et al. (1993) analysis on a sample of 29 quasars at $z > 3$. We shall see below that the IGM absorption alters the visible and IR colors more than about 0.1 mag as soon as $z > 2$, leading to a more accurate determination of photometric redshifts at these distances.

For each spectral type, a typical age of the stellar population is derived. Time scales, characteristics and ages of the scenarios are listed in Table 1.

2.2. The χ^2 minimization procedure

A 3D-subspace of parameters (age, redshift, type) is defined by the template sets. It is used to automatically fit observational data. This subspace in the age–redshift plane is limited by the cosmology in order to avoid inconsistencies: a 10 Gyr old galaxy at $z = 2$ cannot exist in the standard cosmology² because at this redshift, the age of the universe is about 5 Gyr. Moreover the subspace is also limited by the age (redshift corrected) imposed by the adopted scenario of spectral type evolution. As an example, if elliptical and spiral galaxies must be at least 13 Gyr old at $z = 0$, it means at least 5 Gyr at $z = 1$ and so on.

Each point is granted a synthetic spectrum; its flux through the filter i is called F_i^{synth} . For each point of this 3D-subspace, the fourth parameter α is computed with a χ^2 minimization to fit as well as possible the observed fluxes in filters:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_i^{\text{obs}} - \alpha \times F_i^{\text{synth}}}{\sigma_i} \right]^2. \quad (1)$$

N is the number of filters, F_i^{obs} and σ_i are the observed flux and its error bar through the filter i respectively. In the case of an observed spectrum without redshift signatures, the sum can also be computed from wavelength bins. Then, each point of the 3D-subspace of parameters has a χ^2 value. A projection of this 3D- χ^2 array on the redshift dimension gives the photometric redshift value z_{phot} .

The values of σ_i^2 can be evaluated by the quadratic sum of the systematic errors and of the statistical errors. The extremely low values of observational errors, adopted

² We assume $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; $\Omega_M = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$.

as statistical, may result in anomalously high reduced χ^2 minima. In this study we consider as negligible systematic errors, keeping in mind that it maximizes the χ^2 minimum value (possibly up to 100). In such a case, statistical rules claim that the result (the photometric redshift) is not reliable and has to be excluded. Yet, with such prescriptions, most of the results would be excluded, because the photometric errors of the observations are very low. This is why all the primary solutions are often kept, including cases of very high reduced χ^2 minima. In the following, we will also adopt this philosophy. However, our error bars might appear larger than in the previous studies, that limit their results to one unique but less robust solution. Indeed, the estimation of the error bar of a photometric redshift is often estimated by the redshifts for which $\chi^2 \leq \chi_{\text{min}}^2 + 1$. This method is only valid when the minimum reduced $\chi_{\text{r,min}}^2 \simeq 1$ (otherwise the error bar is very underestimated).

We choose to estimate the error bar by the redshift values for which $\chi_n^2 \leq \chi_{\text{n,min}}^2 + 1$, where χ_n^2 is the χ^2 “normalized” with $\chi_{\text{r,min}}^2 = 1$. The error bar is then much larger and may lead to secondary solutions. Fernández-Soto et al. (2001b) use another accurate estimation of the error bars which also gives secondary solutions, for the 3σ level for instance. This is the case when the Lyman and Balmer breaks are hardly distinguished, as an example.

2.3. The Z-PEG interface

Z-PEG is an interface available on the PÉGASE web site (see footnote on page 2). Inputs are fluxes or colors of the observed galaxies and their error bars. Sets of classical filters defined in a variety of photometric systems are proposed. It is possible to use a user-defined filter, with its passband and calibration. In the general case, for which no information on the galaxy spectral type is a priori known, the minimization procedure is tested on all the template types. It is also possible to restrain the template galaxies to a given type. Types are then chosen among the 9 pre-computed synthetic spectra. The default redshift sampling is 0.25 and may be reduced on a narrower redshift range. The age and redshift axes are respectively defined by step, lower and upper limits. The user will choose the cosmological parameters (H_0 , Ω_M , Ω_Λ), on which the time-redshift relation depends. The default values of cosmological parameters are those adopted in this article.

Outputs are the estimated photometric redshift z_{phot} and its error bar, the age and the spectral type of the best fitted synthetic galaxy. A χ^2 projection map in the age–redshift plane and its projection on the redshift and age axes (see Fig. 1) are also presented.

2.4. The coherency test

The relevance of the fit procedure is checked on a synthetic galaxy of the atlas with a known z . As an example, input data are the colors computed from the SED of the

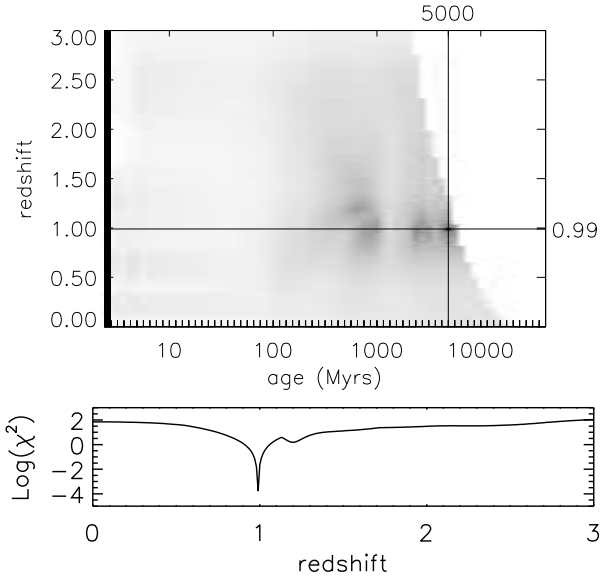


Fig. 1. The test of coherency on the $z = 0.989$ and 5 Gyr old galaxy: darker grey zones correspond to lower χ^2 values in the age $- z$ plane. The minimum χ^2 location is the cross center of the two solid lines. The plot $\log_{10}(\chi^2)$ versus redshift estimates the accuracy of the minimum and shows possible secondary minima.

Sbc galaxy at age 5 Gyr and redshift $z = 0.989$. The output value is, as expected, $z = 0.99$, identical to the input galaxy redshift ($z = 0.989$) with a precision of $\Delta z = 0.01$ (no photometric error). Figure 1 shows the resulting projected χ^2 map on the age vs redshift plane for this test.

3. Photometric redshifts with evolution

3.1. The HDF-N galaxy sample

The Hubble Deep Field North (HDF-N) catalog (Williams et al. 1996) was chosen to test the evolution factor. Spectroscopic redshifts were measured carefully by Cohen et al. (2000), with some additions and corrections in Cohen (2001). FSLY give photometric data for the HDF-N objects and Fernández-Soto et al. (2001a) give a correspondence between their objects and the objects in Cohen et al. (2000). We exclude from the sample galaxies with negative fluxes. The remaining selected sub-sample contains 136 galaxies with redshifts distributed from 0 to 5.6.

The HDF-N sample presents a series of advantages to explore the accuracy of our method and to compare it to others. With a large redshift range ($0 \leq z \leq 5.6$), the sample data acquired with the WFPC2/HST camera is one of the deepest (down to $B = 29$) with an extent over the wavelength range from about 3000 Å to 8000 Å with the filters $F300W$, $F450W$, $F606W$, and $F814W$ (hereafter called U , B , V , I). Moreover the near-infrared standard Johnson-Cousins J , H and K_s (hereafter K) colors listed in FSLY from Dickinson (1998) were observed at the

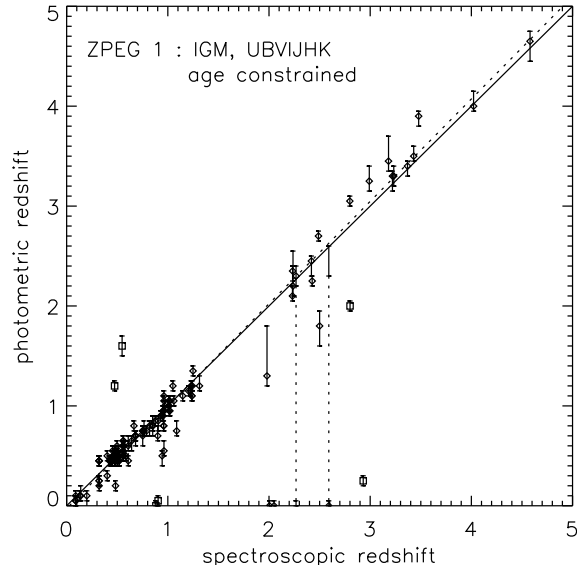


Fig. 2. Comparison of photometric redshifts (points with error bars) predicted by the model *Z-PEG.1* to spectroscopic redshifts of the selected HDF-N sample. The solid line of slope = 1 shows the case of equality for comparison. The dotted line is the linear regression of our photometric redshifts if we exclude the points with $|z_{Z-PEG} - z_{spe}| \geq 1$. Predictions are computed with IGM absorption from Madau et al. (1996) and ISM reddening according to PÉGASE algorithms. When two solutions or more are found (degeneracy), the error bars are linked by a dotted line. The squares are objects with discordant redshifts also pointed out by Fernández-Soto et al. (2001a).

KPNO/4 m telescope. The calibration used is AB magnitudes.

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} \frac{\int F_\nu T_\nu d\nu}{\int T_\nu d\nu} - 48.60$$

with F_ν in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. T_ν is the transmission of the filter.

A further advantage is the benefit of spectroscopic redshifts of the selected sub-sample, as given by Cohen (2001). This allows a statistical comparison with our photometric redshifts and an estimation of the dispersion. Another advantage of this sample is the possibility of measuring the type-dependent evolution factor by comparing our results with the FSLY's results, since the latter authors propose photometric redshift determinations based on a maximum likelihood analysis and 4 spectral types without any evolution effect.

3.2. The spectroscopic- z -photometric- z plane

Figure 2 presents the plane $z_{spe} - z_{phot}$ resulting from our fit of the HDF-N sample with PÉGASE templates.

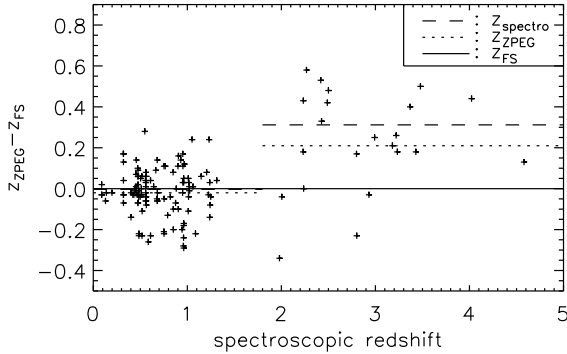


Fig. 3. Crosses are differences $z_{Z-PEG} - z_{FS}$. For $z_{spe} > 1.5$, the evolution factor is measured by the distance between the dotted and full lines, respectively the median value $\langle z_{Z-PEG} - z_{FS} \rangle$ and 0. z_{FS} are the FSLY's determinations. The dashed line is the median value $\langle z_{spe} - z_{FS} \rangle$. For $z_{spe} < 1.5$, the evolution factor has the same magnitude as the error bars.

3.3. Evolution factors

3.3.1. Average evolution factor on z_{phot}

We compare our best results z_{Z-PEG} , from the evolutionary model *Z-PEG.1* (selected from the variety of models in Table 2) to photometric redshifts z_{FS} estimated by FSLY. These authors only took into account k -corrections of the galaxy spectral distributions from Coleman et al. (1980) while we simultaneously compute the k - and e - correction factors at any z . Figure 3 shows the difference for each galaxy of the sample. Lines trace the median values of the difference of z_{FS} with *Z-PEG.1*, and z_{spe} values respectively. The zero value (difference to z_{FS}) is plotted for comparison. A systematic effect is observed for $z \geq 1.5$. The evolution effect is measured around $\langle z_{Z-PEG} - z_{FS} \rangle = 0.2$, independent of type. The median³ value $\langle z_{Z-PEG} - z_{spe} \rangle = -0.03$ is measured and remains inside the error bars. Evolution effects are more important for distant galaxies and an appropriate evolutionary code is required for such estimates.

3.3.2. Determination of galaxy spectral types

Our best fit gives a minimal χ^2 for a triplet (age, redshift, type), so that we can deduce the spectral type of the observed galaxies by comparing to the SEDs of 9 different types. The comparison of types derived by *Z-PEG.1* and by FSLY is shown in Fig. 4. In most cases, “earlier type” galaxies are found with *Z-PEG.1*, particularly at high redshifts. This effect is expected from evolution scenarios because, when considering only the k -correction, FSLY would find an evolved spiral galaxy when *Z-PEG.1* finds a young elliptical galaxy. A better definition of the morphological properties of galaxies in the near future will help us to arrive at a conclusion.

³ Note that the median operator is not transitive:

$\langle z_{Z-PEG} - z_{spe} \rangle \neq \langle z_{Z-PEG} - z_{FS} \rangle - \langle z_{spe} - z_{FS} \rangle$.

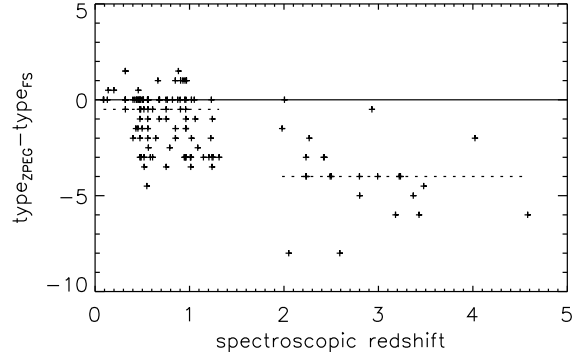


Fig. 4. Comparison of our spectral type estimates to FSLY's. The values are $type_{Z-PEG} - type_{FS}$ assuming the following values for the spectral types (type 0: starburst, 1: elliptical, 2: S0, 3: Sa, 4: Sb, 5: Sbc, 6: Sc, 7: Sd, 8: Im).

4. Sensitivity to parameters

Table 2 summarizes the comparison $z_{Z-PEG} - z_{spe}$ and the corresponding dispersion, given by a series of various *Z-PEG* models computed by changing only one parameter. The considered parameters are age, absorption by the IGM and the addition of NIR colors (*JHK*). We evaluate the offset and the dispersion of the $z_{Z-PEG} - z_{spe}$ distribution with

$$\overline{\Delta z} = \frac{1}{N} \sum_1^N (z_{Z-PEG} - z_{spe}) \quad (2)$$

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{N-1} \sum_1^N [(z_{Z-PEG} - z_{spe}) - \overline{\Delta z}]^2 \quad (3)$$

where N is the number of solutions. Most teams only limit their results and corresponding error bars to primary solutions for z_{phot} . In such cases, N is the number of galaxies in the sample. Yet, as the uncertainties on z_{phot} are often underestimated (see Sect. 2.2), we choose to use $N = \text{number of primary solutions} + \text{number of secondary solutions}$. Thus, the estimation of the dispersion is made with more points than the number of galaxies. As a consequence, the value of the dispersion differs from the dispersion computed using only primary solutions: the latter value might, by chance, be sometimes smaller. This is the case when the number of galaxies for which the primary solution is in agreement with the real redshift, dominates.

4.1. Effect of the $z = 0$ age constraint

The basic procedure of the spectral synthesis of distant galaxies requires one to respect the observed SEDs of standard nearby galaxies. The correction factors (k -correction for expansion and e -correction for evolution) are computed from the $z = 0$ templates, fitting at best observational data. As a consequence, a $z = 0$ age of the stellar population is imposed by the synthetic SED template. When the so-called $z = 0$ age constraint is taken into account, the

Table 2. The variety of *Z-PEG* models is tabulated with the adopted constraints (IGM absorption, near-infrared *JHK* filters and age). Statistical results (mean difference and dispersion) are given in last columns. A comparison to FSLY and Massarotti et al. (2001b) results is also given. The $\overline{\Delta z}$ and σ are computed using primary and secondary solutions for *Z-PEG* models (see Sect. 2.2), and primary solutions only for FSLY and MIBV models.

<i>Z-PEG</i> Model	IGM abs.	<i>UBVI</i>	<i>JHK</i>	age constraint	$z < 1.5$	all z	Fig.
1	x	x	x	x	$\overline{\Delta z} = -0.0214$ $\sigma_z = \mathbf{0.0980}$	-0.0844 $\mathbf{0.4055}$	2
2	x	x	x		$\overline{\Delta z} = 0.0251$ $\sigma_z = \mathbf{0.1156}$	-0.0621 $\mathbf{0.4441}$	5
3		x	x		$\overline{\Delta z} = 0.0252$ $\sigma_z = 0.1156$	-0.0589 0.5738	5
4	x	x			$\overline{\Delta z} = 0.1273$ $\sigma_z = 0.3179$	-0.0040 0.5840	7
FSLY ^a	x	x	x		$\overline{\Delta z} = -0.0037$ $\sigma_z = 0.1125$	-0.0579 0.2476	
MIBV ^b	x	x	x		$\overline{\Delta z} = 0.026$ $\sigma_z = 0.074$		

^a Results with FSLY's z_{phot} on the same sample, for comparison, using only primary solutions.

^b Results from Massarotti et al. (2001b) with PÉGASE and additional starburst component on a similar sample, for comparison, using only primary solutions.

dispersion σ_z is reduced by 15% for $z < 1.5$ ($\sigma_z = 0.098$ with model *Z-PEG.1*, Fig. 2, compared to $\sigma_z = 0.116$ with model *Z-PEG.2*, Fig. 5). For $0 < z < 5$, the improvement factor is 8%. As discussed above, computations with evolution require the age constraint in order to make synthetic redshifted templates compatible with $z = 0$ observed templates. As discussed below, a similar constraint is used in the interpretation models of faint galaxy counts (see Fioc & Rocca-Volmerange 1999a). The remark is all the more important as most photometric redshift models, even with evolution corrections, compute redshifts without the age constraint, finding fits with synthetic templates sometimes unable to reproduce $z = 0$ galaxies. Yet, we demonstrate here that our strong age constraint and the use of appropriate scenarios of evolution give better results than the often-used “no age constraint” method.

Moreover, not constraining the $z = 0$ ages of galaxies (models *Z-PEG.2* and beyond) increases the age–redshift–type degeneracy (see Fig. 6, left hand side): at a given redshift, a young (< 1 Gyr) elliptical galaxy would be an acceptable solution, with almost the same optical colors as an old irregular one. But using the model *Z-PEG.1* that takes care of ages, we restrain the acceptable range in the age–redshift–type space and raise partially a degeneracy. Figure 6 clearly shows this effect on galaxy number 319 of the FSLY sample.

4.2. Effect of the $\Delta\lambda$ wavelength coverage

Since the strong discontinuities (4000 Å, Lyman break) are the most constraining features for redshift determinations,

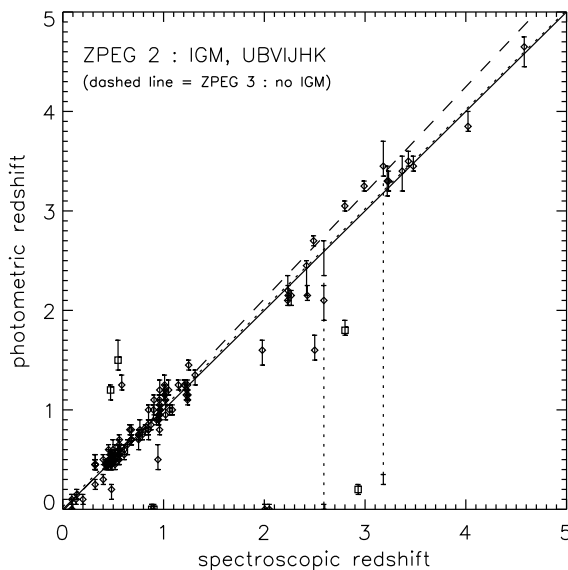


Fig. 5. Photometric redshift estimations like in Fig. 2 when our computations are free of any age constraint (model *Z-PEG.2*). The dotted diagonal line is the linear regression of points with $|z_{\text{Z-PEG}} - z_{\text{spe}}| < 1$. The dashed line is the linear regression without the IGM absorption (model *Z-PEG.3*).

several consequences are implied (see also discussions in Bolzonella et al. 2000 and Massarotti et al. 2001a). The observations of colors in the near infrared is the only way to follow the discontinuities at the highest redshifts (≤ 4.5 for the 4000 Å discontinuity and ≤ 23 for the Lyman break

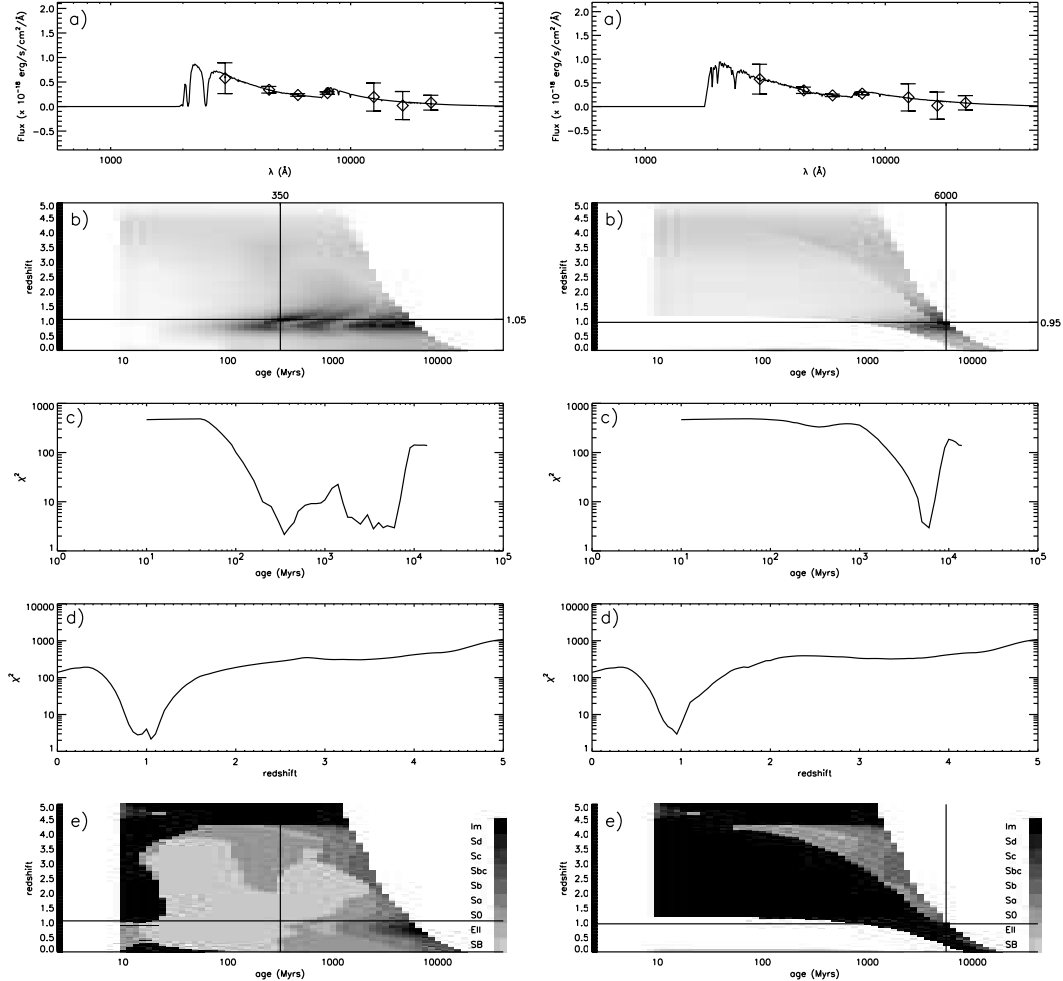


Fig. 6. Fit of galaxy 319 (number from FSLY). On the left hand side, the fit is made with model *Z-PEG.2* (without age constraint) and on the right hand side we use model *Z-PEG.1* (with age constraint): **a)** observed colors with ten times magnified error bars (for plotting only) and best-fitting synthetic SED, **b)** χ^2 map on the age- z plane (black corresponds to low χ^2), **c)** χ^2 projection on the age axis, **d)** χ^2 projection on the redshift axis, and **e)** Type maps on the age- z plane; the age- z solutions found in **b)** are also plotted. The model *Z-PEG.2* (left) shows several minimum redshifts around 1 whereas model *Z-PEG.1* (right) only shows one minimum close to the spectroscopic redshift ($z_{\text{spe}} = 0.961$).

in the K band). Moreover SED continua also contribute to the best fits, so that in most cases, minimizing the χ^2 on the largest wavelength coverage will decrease the degeneracy. Figure 7 and Table 2 show that without J , H and K bands, the photometric redshift determination is poor ($\sigma_z = 0.32 > \sigma_z = 0.12$ for $z_{\text{spe}} < 1.5$). Moreover, we do not use any filter between 8500 and 12000 Å to fit the data, because on the one hand we do not have the corresponding observations and on the other hand only very few galaxies in our sample are at $1 < z < 2$. To analyze galaxies in the redshift range $1 < z < 2$, a Z filter (or equivalent) would be necessary for observations as well as modeling.

4.3. IGM absorption

When comparing results with and without IGM absorption (Fig. 5), an important deviation to the spectroscopic redshifts is observed at high redshifts if we do not take the IGM into account: a linear regression on fits without the IGM shows a systematic deviation towards high photometric redshifts. This was already noted by Massarotti et al. (2001a, 2001b), and can be understood quite easily: not including IGM absorption in models, one can mistake the Lyman forest absorption by intergalactic H I (below $\lambda = 1216$ Å) for the real Lyman break ($\lambda = 912$ Å in the rest frame). In such a case, we overestimate the redshift.

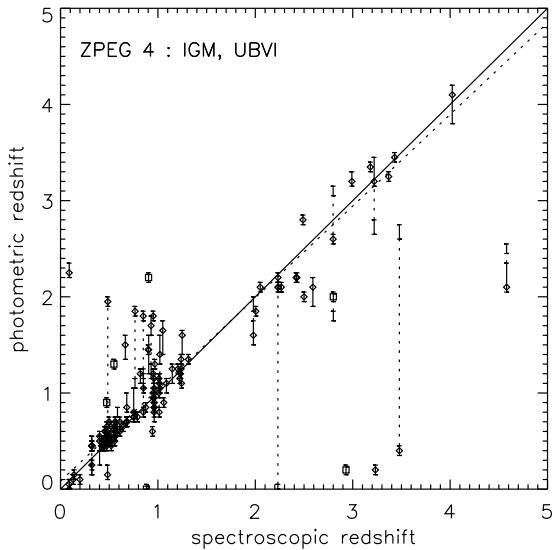


Fig. 7. Comparison of the photometric redshifts from *Z-PEG* (model *Z-PEG.4*) with the HDF-N measured spectroscopic redshifts without *J*, *H*, *K* bands, and without any particular age constraint. These results have to be compared to Fig. 5 for which there is no age constraint either. The dotted line is the linear regression of our photometric redshifts if we exclude the points with $|z_{Z-PEG} - z_{spe}| \geq 1$.

5. Investigations on redshifts of formation

Given the photometric redshift and age found with *Z-PEG* for any observed galaxy, a corresponding formation redshift z_{for} , defined as the epoch of the first stars generation, may be derived. The result, constrained by the age of the universe (age_U), depends on cosmology; as previously mentioned, standard cosmological parameters are hereafter adopted. Figure 8 shows iso- z_{for} curves. The galaxy sample is also plotted and compared to curves. For $z_{for} < 5$, our formation redshift determination is reliable, if we keep in mind that we constrained the ages of galaxies and thus the formation redshift. Unfortunately, the precision of redshift determination from photometry is quite poor (about 0.1 for $z < 1.5$ with our sample). Above $z_{for} = 5$, the iso- z_{for} lines are so close to each other that we cannot rely on this formation redshift determination.

The histogram of the formation redshifts is shown in Fig. 9. Note that this histogram is in agreement with Lanzetta et al. (2001) figures of the star formation rate as a function of redshift, deduced from FSLY's photometry, and taking into account the effects of cosmological surface brightness.

6. Discussion

The determination of photometric redshifts significantly depends on the adopted evolution scenarios. The basic principle is that distant galaxies evolve according to the same basic principles as our nearby galaxies, only observed

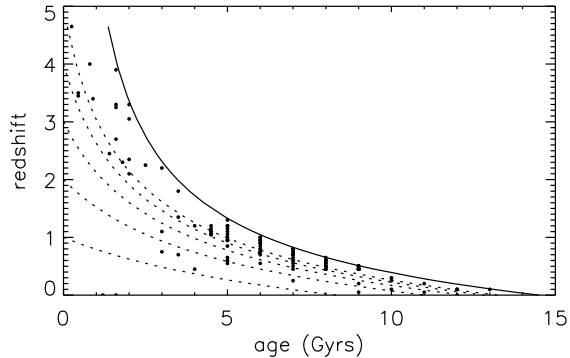


Fig. 8. Galaxies of the HDF-N sample in the redshift–age diagram, after *Z-PEG* fits. The dotted lines show the z -age relations for various z_{for} (iso- z_{for} lines) and the standard cosmology, previously defined. For example, the dotted line crossing the y -axis (age = 0) at $z = 2$ corresponds to $z_{for} = 2$. The solid line shows the age of the universe at a given redshift (formally, this line is equivalent to $z_{for} = \infty$). As a result, most galaxies form at $z > 3$ (we can also check this result in Fig. 9).

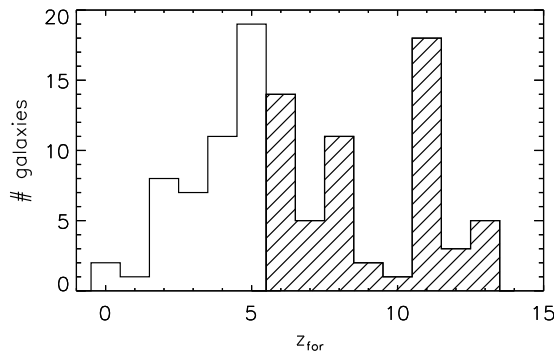


Fig. 9. Histogram of z_{for} from our sample. For $z_{for} > 5$, due to the lack of precision on the determination of (age, z_{phot}), we cannot conclude on z_{for} real values. $z_{for} = 5$ is then a lower value.

at earlier epochs. As a direct consequence, evolution scenarios must reproduce the SEDs of galaxy templates observed at $z = 0$. This constraint requires meaningful statistical templates. The literature appears poor in this domain. From a large series of catalogs, we built statistical samples corrected for various effects: aperture, inclination, reddening, etc. (see Fioc & Rocca-Volmerange 1999b) in order to focus specifically on visible to near-infrared colors of eight spectral types of galaxies. All our redshifted templates are compatible with these statistical colors at $z = 0$.

The evolution principles are linked to the time-dependent star formation rates. Corresponding to so-called “monolithic” scenarios, each type evolves with a star formation rate proportional to the gas content and typical astration rates. The time-scale of star formation increases from ellipticals (half Gyr) to Irregulars (more than 10 Gyr). A test of the reliability of the adopted scenarios is

given with the interpretation of the deepest multi-spectral faint galaxy counts on the largest multi-spectral coverage. Figure 5 of Fioc & Rocca-Volmerange (1999a) shows the best simultaneous fits of the deepest surveys, including the HDF-N sample, from the far-UV to the K band. The most constraining data are the reddest and deepest counts, only fitted by scenarios of old elliptical galaxy models. The evolution scenarios are from PÉGASE and similar to those used in the code Z -PEG. These considerations make the $z_{Z\text{-PEG}}$ results more robust and the evolution scenarios of elliptical galaxies compatible with a rapid evolution at the earliest epochs. The high values of z_{for} found from the present analysis favor this result. The star formation rate continuously follows the gas density, so that the current SFR depends on the past star formation history. An interesting interpretation, though tentative given the small incomplete samples, would arise if the apparent continuous law is considered as the envelop of small bursts. The intensity of these bursts decreases over time, as the gas is depleted by star formation.

If the photometric redshifts $z_{Z\text{-PEG}}$ are faintly dependent on the adopted cosmology, the results of z_{for} are more sensitive to the choice of the cosmological parameters through the age-redshift relation.

Finally the discussion of the dispersion and the degeneracy of solutions has been detailed at each step of the z_{phot} determination. In this analysis, like the age constraint, the extension of the wavelength coverage, increasing with the number of filters, limits the degeneracy. Conversely, if galaxies are observed through only a few filters, the degeneracy may be high and results have to be used with caution.

7. Conclusions

A new code Z -PEG is proposed for public use, available on the web, to predict photometric redshifts from a data set of classical broad-band colors or spectra. The code is derived from the model PÉGASE, also available on the same web site, frequently downloaded for evolution spectrophotometric analyses and quoted in many articles. The particularity of the analysis presented here is to underline the hypotheses implicitly (or explicitly) accepted when computing photometric redshifts with evolution. The comparison with a spectrophotometric redshift sample makes the predictions robust. In its recent version PÉGASE.2, the model constrains typical evolution scenarios to fit nearby galaxies. Type-dependent extinction, IMF and metal effects are taken into account, although we assumed their modeling is not essential in our conclusions. The most constraining parameter is the $z = 0$ galaxy age, typical of the nearby stellar population of each spectral type. This constraint makes it possible to eliminate implausible secondary solutions, the degeneracy being the largest cause of uncertainties on photometric redshifts. The dispersion for $z < 1.5$ reaches its minimum value 0.0980 with the age constraint, compared to other dispersion values whatever the other parameter values (IGM absorption or NIR col-

ors). The improvement in photometric redshift accuracy brought by near-infrared colors is also measured by comparing models Z -PEG.4 and Z -PEG.2. The dispersion decreases from 0.32 to 0.12 for $z < 1.5$ and is more important for high redshifts when the 4000 Å discontinuity enters in the NIR domain and the Lyman break does not yet reach the ultraviolet bands. Finally Z -PEG is proposed to the community with PÉGASE.2. The site will be updated and improved, so that Z -PEG will also follow improvements in the spectrophotometric evolution modeling, in particular with the series of flux-calibrated samples allowing better fits of highly redshifted templates. A possible extension of Z -PEG will involve the adaptation of any photometric system, including narrow bands around emission lines, with the help of the coupled code PÉGASE+CLOUDY (Ferland 1996), predicting stellar and photoionised gas emissions (Moy et al. 2001).

Acknowledgements. We would like to thank Emmanuel Moy, Michel Fioc and Jérémy Blaizot for the fruitful discussions we had with them. We are also grateful to the referee for his/her useful comments.

References

- Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., et al. 1999, MNRAS, 310, 540
- Baum, W. A. 1962, Problems of Extra-Galactic Research, IAU Symp. 15, 390
- Benítez, N. 2000, ApJ, 536, 571
- Bolzonella, M., Miralles, J., & Pelló, R. 2000, A&A, 363, 476
- Budavari, T. 2001, Publications of the Astronomy Department of the Eotvos Lorand University, 11, 41
- Budavari, T., Csabai, I., Szalay, A.S., et al. 2001, AJ, 122, 1163
- Clegg, R. E. S., & Middlemass, D. 1987, MNRAS, 228, 759
- Cohen, J. G., Hogg, D. W., Blandford, et al. 2000, ApJ, 538, 29
- Cohen, J. G. 2001, AJ, 121, 2895
- Coleman, G. D., Wu, C. C., & Weedman, D. W. 1980, Astrophys. J. Sup. Ser., 43, 393
- Connolly, A. J., Csabai, I., Szalay, A. S., et al. 1995, AJ, 110, 2655
- Cowie, L. L., Gardner, J. P., Hu, E. M., et al. 1994, ApJ, 434, 114
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., et al. 1996, AJ, 112, 839
- Dickinson, M. 1998, in The Hubble Deep Field, ed. M. Livio, S. M. Fall, & P. Madau (Cambridge University Press), 219
- Dressler, A. 1980, AJ, 236, 351
- Ferland, G. J., 1996, HAZY, a brief introduction to Cloudy, University of Kentucky, Department of Physics and Astronomy Internal Report
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, ApJ, 513, 34 (FSLY)
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., et al. 2001a, ApJS, 135, 41
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., et al. 2001b [[astro-ph/0111227](#)]
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1999a, A&A, 344, 393

- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1999b, *A&A*, 351, 869
- Folkes, S., Ronen, S., Price, I., et al. 1999, *MNRAS*, 308, 459
- Fontana, A., D'Odorico, S., Poli, F., et al. 2000, *AJ*, 120, 2206
- Giallongo, E., D'Odorico, S., Fontana, A., et al. 1998, *AJ*, 115, 2169
- Koo, D. C. 1985, *AJ*, 90, 418
- Lanzetta, K., Yahata, N., Pascarelle, S., et al. 2001
[[astro-ph/0111129](#)]
- Le Fèvre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse L. 1995, *ApJ*, 455, 60
- Leitherer, C., Fritze-von Alvensleben, U., & Huchra, J. (eds.) 1996, in *Proceedings of From Stars to Galaxies: The Impact of Stellar Physics on Galaxy Evolution*, Crete, ASP Conf. Ser., 98
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, *A&AS*, 125, 229
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *A&AS*, 130, 65
- Loh, E. D., & Spillar, E. J. 1986, *ApJ*, 303, 154
- Madau, P. 1995, *ApJ*, 441, 18
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Massarotti, M., Iovino, A., & Buzzoni, A. 2001a, *A&A*, 368, 74
- Massarotti, M., Iovino, A., Buzzoni, A., et al. 2001b, *A&A*, 380, 425
- Moy, E., Rocca-Volmerange, B., & Fioc, M. 2001, *A&A*, 365, 347
- Press, W. H., Rybicki, G. B., & Schneider, D. P. 1993, *ApJ*, 414, 64
- Rana, N. C., & Basu, S. 1992, *A&A*, 265, 499
- Rocca-Volmerange, B. 2000, in *Galaxy Disks and disk galaxies*, ed. Funés, & Corsini, *PASP Ser.*, 230, 597
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., et al. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., et al. 1996, *AJ*, 112, 1335
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181

Chapitre 4

Résultats : synthèse évolutive X-optique de galaxies

Sommaire

4.1	Évolution des quantités d'émetteurs X	86
4.1.1	Taux d'explosion de supernovae	86
4.1.2	Nombres de binaires X : observations et prédictions	90
4.1.3	Quantité de gaz chaud	96
4.1.4	Quantités de gaz froid et de poussières	97
4.2	Atlas de spectres X-optiques de galaxies	103
4.2.1	Sursauts instantanés de formation d'étoiles	103
4.2.2	Atlas de spectres de galaxies évoluées	105
4.2.3	Observations de galaxies locales	112
4.2.4	Évolution des galaxies spirales depuis $z = 1.5$	118
4.3	Comptages X de galaxies - Relevés profonds	121
4.3.1	Formalisme des comptages	122
4.3.2	Corrections cosmologiques et d'évolution	122
4.3.3	Fonctions de luminosité	123
4.3.4	Résultats des comptages	128
4.3.5	Fraction de galaxies normales dans les comptages X	130
4.3.6	Effets d'évolution	134
4.4	Conclusion	134

Ayant étudié les spectres caractéristiques des objets émetteurs de rayons X au chapitre 2, et ayant défini des scénarios d'évolution et présenté le code PÉGASE au chapitre 3, nous nous proposons maintenant d'associer ces résultats pour prédire les spectres X de galaxies depuis leur formation jusqu'à aujourd'hui.

Pour ce faire, nous ajoutons au code d'évolution la modélisation de nouveaux objets. Nous distinguons les binaires X de grande masse (BXGM) des binaires X de faible masse (BXFM), leurs progéniteurs stellaires étant différents. De plus, grâce au code d'évolution, les nombres de ces objets sont calculés à chaque instant en tenant compte des nombres d'étoiles présentes dans la population stellaire qui vient de mourir, et dans les populations précédentes. Les restes de supernovae (RSN) sont également inclus dans le code, ainsi qu'une composante éventuelle de noyau actif. L'extinction X par le gaz froid est calculée de façon cohérente avec celle exercée par la poussière aux longueurs d'onde optiques. La masse de gaz chaud dans les halos de galaxies sphéroïdales évolue selon les prescriptions décrites au §2.6.1.

Pour toutes ces sources de rayons X, nous validons d'abord la modélisation faite au chapitre 2 en comparant les nombres d'objets et la luminosité X totale prédits en utilisant le scénario de galaxie spirale Sc, avec les observations de ces quantités dans la Galaxie aujourd'hui. Nous étendons ensuite les prédictions de la luminosité X totale dans différentes bandes d'énergie à des distances cosmologiques, en calculant les corrections d'évolution et de cosmologie. Nous pouvons alors comparer les prédictions faites à des observations récentes de galaxies spirales normales jusqu'à des décalages spectraux proches de 2. Enfin, en utilisant un modèle simple de noyau actif et sa fonction de luminosité X, ainsi qu'une distribution de galaxies normales qui suit les fonctions de luminosité valables en optique, nous pouvons prédire la contribution des galaxies normales au fond diffus X, et comparer ce résultat à des estimations de nature observationnelle.

4.1 Évolution des quantités d'émetteurs X

4.1.1 Taux d'explosion de supernovae

4.1.1.1 Formalisme

Nous avons décrit dans le chapitre 2 la formation d'une supernova de type Ia (SN Ia) au sein d'un couple d'étoiles binaire serré. Pour décrire la population de SN Ia dans une galaxie, il nous faut d'une part décrire la répartition des masses au sein d'une binaire serrée, et d'autre part définir la fraction d'étoiles qui se forment en couple binaire serré.

Pour décrire la répartition des étoiles au sein d'un couple serré d'étoiles donnant lieu à une SN Ia, le code PÉGASE utilise le formalisme de Greggio & Renzini (1983), repris dans Matteucci & Greggio (1986). Au sein du couple, la primaire est définie comme l'étoile initialement la plus massive et la secondaire comme l'étoile la moins massive. La répartition de leurs masses suit, d'après ce formalisme, la fonction de probabilité

$$f(\mu) = C_{\text{bin}}\mu^{\gamma_{\text{bin}}} \quad (4.1)$$

avec

$$\int_{\mu_{\text{inf}}}^{\mu_{\text{sup}}} f(\mu) d\mu = 1 \quad (4.2)$$

où C_{bin} est une constante, $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$, m_1 étant la masse initiale de l'étoile primaire et m_2 celle de la secondaire, et $\gamma_{\text{bin}} = 2$ (Greggio & Renzini, 1983). Les valeurs μ_{inf} et μ_{sup} sont les valeurs respectivement minimales et maximales prises par μ pour des masses m_1 et m_2 comprises entre les limites de la fonction de masse initiale, et respectant l'inégalité $m_2 < m_1$. Cette fonction respecte le fait que les couples pour lesquels les masses sont semblables semblent les plus nombreux (Tutukov & Iungelson, 1980).

De plus, dans nos simulations de galaxies, nous supposons que la masse totale de l'étoile binaire $m_1 + m_2$ suit la même fonction de masse initiale que les étoiles isolées. La fraction d'étoiles binaires serrées est fixée à 5% du nombre total d'étoiles dans une population, valeur que nous discutons ci-dessous.

4.1.1.2 Observations et modèle

Dans la Galaxie et les galaxies proches, les explosions de supernovae sont observables dans le visible, et leurs restes sont détectés dans toutes les longueurs d'onde, jusqu'aux rayons X, et même sans doute aux rayons γ . La plus spectaculaire explosion récente est SN 1987a, qui s'est produite dans le grand nuage de Magellan.

Ce sont des événements rares, et l'estimation de leur taux d'apparition est délicate. Comme nous l'avons vu dans la section 2.4, on peut détecter en moyenne aujourd'hui dans une galaxie comme la nôtre, environ 10^{-3} supernovae dans le visible, et quelques centaines aux longueurs d'onde X. Ce faible nombre dans le visible rend les études d'échantillons délicates. Pour obtenir un échantillon de 50 supernovae, il faut observer environ 3000 galaxies (Evans et al., 1989; Cappellaro et al., 1999). Les programmes cosmologiques d'observation de supernovae (CFHTLS, SNAP) rendront bientôt possible l'étude statistique complète sur un très grand nombre de supernovae. Par ailleurs, la nature diffuse de l'émission X des restes les rend difficile à identifier formellement.

Jusqu'à présent, les observations dans le visible sont relativement limitées. Nous utilisons ici les résultats de Cappellaro et al. (1993, 1997) qui ont compilé divers catalogues de supernovae, en classant les galaxies hôtes par type spectral. La dispersion des observations (visible dans les histogrammes de la figure 4.1) d'une étude à l'autre illustre la difficulté d'estimer précisément, à cause des faibles statistiques, les taux de supernovae.

Avec le code PÉGASE, en utilisant des scénarios de formation d'étoiles appropriés à chaque type spectral (tableau 3.1), on peut reproduire ces observations au premier ordre (figure 4.1).

Différents facteurs ont une influence directe sur les prédictions de comptages de supernovae. Ces effets sont mis en évidence sur la figure 4.1 :

- La fonction de masse initiale (FMI). Les SN Ia sont issues d'étoiles binaires serrées dont la masse totale M_{bin} est typiquement comprise entre $3 M_{\odot} \leq M_{\text{bin}} \leq 16 M_{\odot}$. Si la FMI favorise la formation d'étoiles de masses intermédiaires (par exemple celles de Rana &

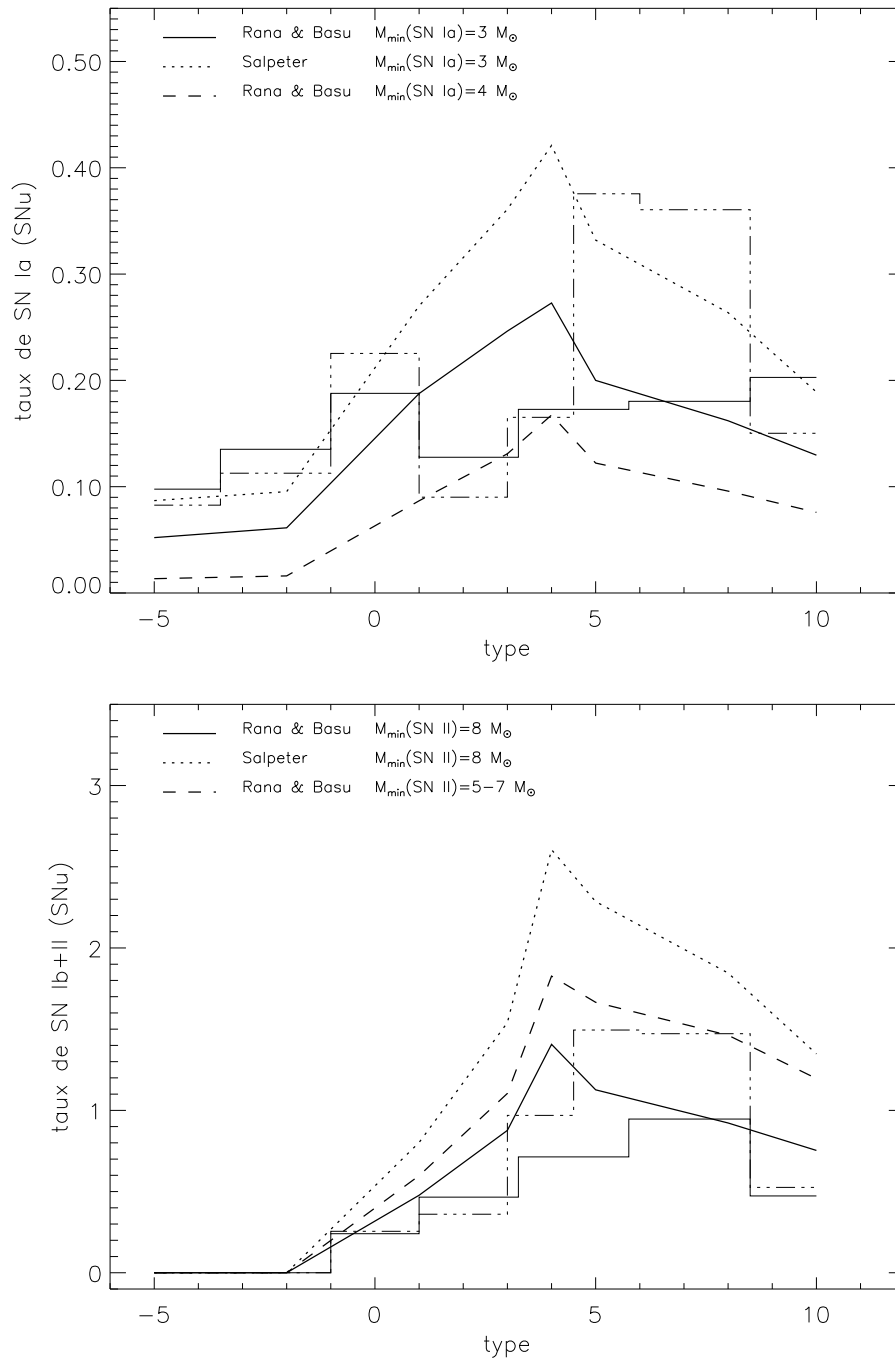


FIG. 4.1 – Taux de supernovae de type Ia (en haut) et II (en bas) dans l'univers local. Les observations (histogrammes en tirets et pointillés) sont données par Cappellaro et al. (1993, 1997). La barre d'erreur observationnelle est proche d'un facteur 2 d'après les auteurs. Les prédictions de PÉGASE (traits plein, pointillé, et tirets) sont faites avec les fonctions de masse initiales de Rana & Basu (1992) et de Salpeter (1955), et une fraction de binaires serrées de 5%. Les masses initiales minimales d'étoiles donnant lieu à des SNII sont comprises entre 5 et 7 M_{\odot} (fonction de leur métallicité), ou fixées à 8 M_{\odot} . La masse minimale d'une binaire serrée nécessaire pour donner lieu aux SNIa varie de 3 à 4 M_{\odot} .

Basu (1992) ou Scalo (1986)), le nombre de SN Ia sera plus grand. En revanche, celui des SN II sera moindre, les étoiles massives étant moins nombreuses.

- Les masses critiques des progéniteurs pour la formation des SN Ia et des SN II. La masse minimale M_c d'une étoile pouvant donner lieu à une SN II est voisine de $8 M_\odot$, sans que ce chiffre soit très précis. Les modèles d'évolution stellaire que nous utilisons (ceux de l'équipe de Padoue), estiment cette masse M_c entre 5 et $7 M_\odot$ en prenant en compte l'*overshooting*. Cette valeur dépend de la métallicité des étoiles. Les tracés de Padoue fournissent des valeurs *entières* entre 5 et $7 M_\odot$, sans progression monotone avec la métallicité initiale des étoiles. Ce paramètre est si crucial pour l'évolution chimique et dynamique des galaxies qu'il donne parfois lieu à des controverses. Par exemple, Elson et al. (1998) ont déclaré avoir observé dans un amas globulaire une naine blanche de $7.7 M_\odot$, impliquant ainsi $M_c > 7.7 M_\odot$; ceci sera contredit plus tard par Burleigh et al. (1999), l'étoile en question étant probablement de type B.

Le cas des SN Ia est encore plus incertain : il est probable que la masse minimale totale de la binaire donnant lieu à une SN Ia soit proche de $3 M_\odot$ (Greggio & Renzini, 1983). Un petit changement de cette masse limite inférieure produit un effet important sur le nombre de SN Ia, les étoiles les moins massives étant, de loin, les plus nombreuses dans la FMI.

- La fraction d'étoiles binaires serrées est également un paramètre crucial. Il contraint directement le rapport de taux d'explosion SN Ia/SN II. Nous adoptons la valeur de 5% dans la suite car elle permet de reproduire correctement le rapport observé SN Ia/SN II $\simeq 0.04 - 0.4$ dans la Galaxie. Nous avons estimé ce rapport sur la base d'estimations de taux de SN II (14 ± 6 par millénaire selon Cappellaro et al. (1997); 21 ± 5 par millénaire selon Tammann et al. (1994)), et de SN Ia (2 ± 1 selon Cappellaro et al., 1997).

4.1.1.3 Évolution de la densité moyenne du milieu interstellaire et incidence sur le spectre d'un RSN

L'émissivité X du gaz choqué lors de l'explosion d'une supernova dépend, nous l'avons vu au chapitre 2, de sa température et de sa métallicité, mais aussi de sa densité.

Or dans les galaxies, la densité du milieu interstellaire n'est pas homogène, et n'est certainement pas constante en moyenne.

On peut faire l'hypothèse simplificatrice d'un volume de galaxie constant. On peut également supposer que le gaz apporté par chute dans le puits de potentiel de la galaxie (*infall*) se mélange de façon homogène au gaz déjà présent dans la galaxie. La densité est donc

$$n_H = \frac{N}{V} = \frac{M/(1.4m_p)}{V} \quad (4.3)$$

où m_p est la masse du proton. En réalité, cette hypothèse de mélange instantané (utilisée dans le code PÉGASE) est certainement abusive. En effet, elle est mise à mal par l'observation dans le milieu interstellaire de phases distinctes, avec des densités variées. Il est plus probable qu'à partir d'une certaine densité critique, la matière nouvellement apportée qui remplit le volume de la galaxie se condense en nuages denses.

L'évolution de la densité moyenne du milieu interstellaire influence néanmoins assez faiblement le spectre d'un reste intégré sur toute sa vie. La dépendance du flux total (sommé sur la

vie du reste et sur la bande d'énergies 0.1 – 10 keV) sur la densité du milieu interstellaire et sur l'énergie d'explosion est (Ballet, 2003)

$$E_X \simeq 1.65 \times 10^{49} n_0^{1/7} E_{51}^{15/14} \quad (4.4)$$

Dans la suite, nous garderons la valeur $n_0 = 1 \text{ atome.cm}^{-3}$ tout au long de la vie d'une galaxie, pour tous les RSN.

4.1.2 Nombres de binaires X : observations et prédictions

Notre objectif étant de modéliser de façon réaliste une galaxie dans le domaine des rayons X, nous nous attachons à vérifier les prédictions faites avec les observations disponibles. Dans un premier temps, nous nous concentrons sur les galaxies spirales semblables à la Galaxie. Nous comparons les nombres de binaires X prédits avec les dénombrements disponibles. De plus, la phase durant laquelle une binaire X est un émetteur puissant n'est pas instantanée, mais s'étale sur une durée non négligeable. Nous comparons donc également les luminosités Galactiques intégrées des binaires X avec ce que prédit notre modèle, compte tenu des paramètres physiques adoptés.

Le dénombrement des binaires X dans la galaxie est délicat car les observateurs sont confrontés à plusieurs problèmes. Le premier est l'estimation de la luminosité intrinsèque de ces objets car les distances sont souvent difficiles à mesurer précisément. Le second est liée à des effets de sélection car les échantillons ne sont pas toujours complets (Liu et al., 2000, 2001). L'estimation de la fonction de luminosité des binaires X est donc délicate dans la Galaxie, mais devient plus facile dans les galaxies proches (les distances à l'observateur étant sensiblement égales) grâce aux bonnes résolutions spectrales des nouveaux observatoires.

4.1.2.1 Binaires X de faible masse

Formalisme

Nous adoptons dans la suite le critère suivant pour la formation d'une BXFM : $M_1 > M_{\text{SNII}}^{\text{min}}$ et $0.1 < M_2 < 1.4 M_{\odot}$. En termes simples, la masse de l'étoile primaire doit être suffisamment grande pour qu'elle explose en supernova de type II et se transforme en étoile à neutrons ou en trou noir. De plus, la masse initiale de l'étoile secondaire doit être inférieure à $1.4 M_{\odot}$. La masse inférieure est ici choisie égale à la masse minimale de la fonction de masse initiale, mais elle n'a pas d'autre raison physique. Par ailleurs, comme nous le verrons plus loin, la valeur de la masse maximale de la secondaire, choisie ici de façon un peu *ad hoc* pour ajuster les nombres de BXFM observés, est un paramètre très sensible pour la simulation d'une population de BXFM au sein d'une galaxie.

Observations et modèle

Plusieurs estimations du nombre de BXFM dans la Galaxie existent dans la littérature. Verbunt & van den Heuvel (1995) en comptent environ 100 brillantes, Persic & Rephaeli (2002) donnent le chiffre d'environ 200, et (Grimm et al., 2002) en comptent 135 avec $L_X(2-10 \text{ keV}) > 2 \times 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$. Liu et al. (2001) fournissent un catalogue de 150 BXFM proches

(dans la Galaxie ou les nuages de Magellan), sans toutefois prétendre être exhaustifs, et sans référencer des estimations de distance précise, sauf dans certains cas, ce qui rend difficile l'estimation des luminosités intrinsèques.

Si l'on suppose un taux constant dans la Galaxie depuis plusieurs milliards d'années (ce qui est peu réaliste), on peut alors estimer que ce taux par unité de pas de temps est

$$\tau_{\text{BXFM}} = N_{\text{BXFM}} \times \frac{t_{\text{pas de temps}}}{t_{\text{vie}}} \quad (4.5)$$

$$\approx 150 \times \frac{10^6 \text{ ans}}{10^7 \text{ ans}} \quad (4.6)$$

$$\approx 15 \text{ BXFM}/(10^6 \text{ ans}) \quad (4.7)$$

Cette valeur est directement comparable au taux prédit par Iben et al. (1995), à savoir 10 à 40 BXFM/(10⁶ ans) et par galaxie.

Avec PÉGASE, nous pouvons prédire directement, avec les paramètres de masse discutés précédemment ($M_1 > M_{\text{SNII}}^{\text{min}}$ et $0.1 < M_2 < 1.4 M_{\odot}$), le taux de BXFM au cours du temps, en adoptant un scénario de formation d'étoiles compatible avec les couleurs observées pour les galaxies spirales de l'univers local (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, et chapitre 3). Le taux prédit au bout de 13×10^9 ans est $\tau_{\text{BXFM}} = 18.8 \text{ BXFM}/(10^6 \text{ ans})$ pour $10^{11} M_{\odot}$. Le tableau 4.1 présente ce résultat pour d'autres valeurs de la FMI et de la masse maximale de la secondaire.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, au moment où la binaire devient une BXFM, le temps écoulé depuis la formation d'un couple d'étoiles binaires est de l'ordre de la durée de vie d'une étoile A ($\simeq 10^{8-9}$ ans, Verbunt & van den Heuvel, 1995, p 490), mais la durée de vie d'une BXFM¹ est beaucoup plus courte, de l'ordre de 10^7 ans (Persic & Rephaeli, 2002). En adoptant une durée de vie des BXFM égale à 7×10^6 ans, nous prédisons que dans une galaxie comme la nôtre, il doit y avoir environ 132 BXFM, et que la luminosité X (2 – 10 keV) due aux BXFM est $132 \times 7.3 \times 10^{36} = 9.6 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$. Cette valeur est à rapprocher des nombres de BXFM de la Galaxie donnés plus haut, et de l'estimation observationnelle donnée par Grimm et al. (2002) qui font état d'une luminosité totale proche de $2 \times 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}$ (dans la même bande d'énergie) pour les BXFM de la Galaxie.

Plusieurs facteurs importants peuvent avoir une grande influence sur les prédictions. Tout d'abord, le temps d'émission d'une BXFM est pris ici égal à 7×10^6 ans, mais cette valeur est très incertaine (par exemple, Persic & Rephaeli (2002) estiment qu'elle est comprise entre 5 et 10 millions d'années). Cette valeur a une influence directe sur les prédictions du nombre et de la luminosité des BXFM à un instant donné. Par ailleurs, la masse supérieure de la secondaire souffre d'une incertitude de l'ordre d'un facteur 2. Compte tenu de la pente globale de la fonction de masse initiale (par exemple –1.35 pour celle de Salpeter (1955)), cette incertitude a une influence très forte sur le nombre d'objets prédit. Le tableau 4.1 donne, pour plusieurs fonctions de masse initiale, les nombres de BXFM prédits à 13 milliards d'années pour un scénario de galaxie spirale, en adoptant une durée de vie égale à 7×10^6 ans et une fraction de systèmes binaires serrés égale à 5 %.

En revanche, la masse inférieure de la secondaire (prise ici égale à la masse minimale de la fonction de masse initiale) joue un rôle très faible sur les prédictions car les étoiles très peu

¹Par durée de vie, nous comprenons la durée pendant laquelle l'objet est un fort émetteur X

Taux de BXFM/(10^6 ans)/($10^{11} M_{\odot}$)							
FMI \ M_{\max}	1.0 M_{\odot}	1.2 M_{\odot}	1.4 M_{\odot}	1.6 M_{\odot}	1.8 M_{\odot}	2.0 M_{\odot}	3.0 M_{\odot}
Kennicutt	2.35	11.9	25.0	39.8	57.0	75.9	193
MillerScalo	2.68	14.2	31.8	53.4	78.7	105	263
Salpeter	1.87	8.85	18.8	30.0	43.1	57.3	146
Scalo98	1.90	9.45	19.9	31.6	45.3	60.2	153
Rana & Basu	1.72	8.41	19.2	31.3	45.6	60.4	153

Nombre de BXFM/($10^{11} M_{\odot}$)							
FMI \ M_{\max}	1.0 M_{\odot}	1.2 M_{\odot}	1.4 M_{\odot}	1.6 M_{\odot}	1.8 M_{\odot}	2.0 M_{\odot}	3.0 M_{\odot}
Kennicutt	16.4	83.1	175	279	399	532	1350
MillerScalo	18.8	99.6	223	374	551	732	1840
Salpeter	13.1	62.0	132	210	302	401	1020
Scalo98	13.3	66.2	139	221	317	421	1070
Rana & Basu	12.0	58.8	135	219	319	423	1070

TAB. 4.1 – Taux et nombres de BXFM prédits avec différentes fonctions de masse initiale, et différentes valeurs de la masse maximale de l'étoile secondaire d'un couple binaire serré donnant lieu à une BXFM. Le temps de vie de la BXFM est pris égal à 7 millions d'années.

massives qui sont aujourd'hui au sein de BXFM sont vieilles. Elles sont donc nées au début de l'histoire de la galaxie, quand le taux de formation d'étoiles était encore très faible. En effet, le gaz qui tombe depuis le réservoir sur la galaxie n'avait, à cette époque, pas encore eu le temps de s'accumuler suffisamment.

Un autre paramètre libre est la répartition entre les BXFM de faible luminosité et celles de forte luminosité. Ce rapport a une petite influence sur la forme du spectre moyen des BXFM car les spectres de ces deux populations sont assez semblables.

4.1.2.2 Binaires X de grande masse

Formalisme

Dans la suite, le critère adopté pour la formation d'une BXGM est le suivant : $M_1 > M_{\text{SNII}}$ et $M_2 \geq 3 M_{\odot}$. En d'autres termes, il faut que l'étoile primaire ait explosé en supernova de type II pour laisser une étoile à neutrons ou un trou noir. La masse initiale de la secondaire doit être supérieure à $3 M_{\odot}$, ce chiffre étant choisi de façon assez arbitraire. Nous verrons plus loin que fixer cette masse minimale à $10 M_{\odot}$ conduit, en utilisant les fonction de masse initiales usuelles, à prédire un trop petit nombre de BXGM par rapport aux observations dans la Galaxie. De plus, cette masse dépend certainement en réalité de plusieurs quantités physiques telles que la masse de l'objet compact, le rapport des masses au sein du système binaire, et du type spectral de la secondaire. Au cours de sa vie et avant la phase de binaire X, l'étoile secondaire

perd généralement une fraction importante de sa masse (phénomène de vents stellaires).

Observations et modèle

De la même façon que pour les BXFM, nous étudions ici les prédictions des nombres et des luminosités X totales de BXGM, en les comparant aux observations présentées dans la littérature. Liu et al. (2000) fournissent un catalogue de 130 BXGM proches (Galaxie, LMC, SMC). Comme pour les BXFM, ce catalogue souffre d'incertitudes sur les distances, et donc sur les luminosités des objets. Dans la galaxie, Persic & Rephaeli (2002) estiment qu'il peut en exister quelques dizaines, et Grimm et al. (2002) en comptent 55 avec $L_X(2 - 10 \text{ keV}) > 2 \times 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$. Meurs & van den Heuvel (1989), en extrapolant les 4 sources proches (dans un rayon de 3.5 kpc) au disque entier de la Galaxie, estiment que celle-ci compte 55 ± 27 BXGM brillantes. Ces observations ne sont certainement pas complètes car ces objets sont souvent enfouis dans des nuages de gaz avec des densités de colonne très grandes, donc difficilement détectables. Nous retiendrons dans la suite la valeur de 100 BXGM pour une galaxie comme la nôtre.

Le temps mis par une binaire serrée pour aboutir à la phase de binaire X de grande masse est de l'ordre de la durée de vie d'une étoile B, c'est-à-dire quelques millions d'années (Verbunt & van den Heuvel, 1995). En revanche, d'après Meurs & van den Heuvel (1989), la durée de vie d'une BXGM est de l'ordre de 2.5×10^4 ans pour la phase la plus brillante ($L_X > 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$), ce qui est confirmé par Dalton & Sarazin (1995b).

Si l'on suppose que le taux d'apparition des BXGM est constant depuis quelques millions d'années (Verbunt & van den Heuvel, 1995), on peut estimer une valeur de ce taux :

$$\tau_{\text{BXGM}} = N_{\text{BXGM}} \times \frac{t_{\text{pas de temps}}}{t_{\text{vie}}} \quad (4.8)$$

$$\approx 100 \times \frac{10^6 \text{ ans}}{2.5 \times 10^4 \text{ ans}} \quad (4.9)$$

$$\approx 4000 \text{ BXGM}/(10^6 \text{ ans}) \quad (4.10)$$

Cette valeur est proche de celle estimée par Persic & Rephaeli (2002) qui prédisent un taux de l'ordre de 2000 BXGM par million d'années et par galaxie.

Avec PÉGASE et avec les paramètres de masse discutés précédemment ($M_1 > M_{\text{SNII}}$ et $3 M_{\odot} < M_2$), le taux de BXGM prédit à 13 milliards d'années, en adoptant un scénario de formation d'étoile de galaxie spirale, est égal à $\tau_{\text{BXGM}} = 1020/(10^6)$ ans pour une galaxie de $10^{11} M_{\odot}$. Pour d'autres valeurs de la masse minimale et d'autres fonctions de masse initiale, on se reportera au tableau 4.2. Toujours avec PÉGASE¹, et en supposant une durée de vie de 2.5×10^4 ans, on prédit à 13 milliards d'années 25 BXGM pour une galaxie de $10^{11} M_{\odot}$, en adoptant un scénario de formation d'étoile de galaxie spirale. Pour d'autres valeurs de la masse minimale et d'autres fonctions de masse initiale, on se reportera au tableau 4.2. Cette valeur est en accord avec les modèles de Meurs & van den Heuvel (1989) (qui donnent un fourchette de 20 à 60 BXGM pour la galaxie) et celles de Dalton & Sarazin (1995b).

¹L'utilisation d'un modèle de synthèse évolutive n'est pas ici réellement nécessaire (contrairement au cas des BXFM) car le délai d'apparition des BXGM après la naissance d'une génération d'étoiles est inférieur, de plusieurs ordres de grandeur, à l'échelle de temps caractéristique du taux de formation d'étoiles. Une estimation du taux de formation stellaire actuel pourrait suffire.

Il peut être étonnant de constater que ce nombre est inférieur au nombre de BXGM observé. De plus, si l'on fixe la masse minimale à une valeur supérieure ($10 M_{\odot}$ par exemple), on a un déficit de BXGM d'un ordre de grandeur par rapport aux observations. D'après Dalton & Sarazin (1995b), la luminosité des BXGM augmente jusqu'à une masse totale de $\simeq 45 M_{\odot}$, puis décroît fortement (d'un facteur $\simeq 10^3$) jusqu'à $90 M_{\odot}$. De même, le temps de vie d'une BXGM varie de $\simeq 10^4$ ans (à $45 M_{\odot}$) à $\simeq 10^2$ ans (à $90 M_{\odot}$).

Taux de BXGM/(10^6 ans)/($10^{11} M_{\odot}$)							
FMI \ M_{\min}	$1.0 M_{\odot}$	$2.0 M_{\odot}$	$3.0 M_{\odot}$	$5.0 M_{\odot}$	$8.0 M_{\odot}$	$10.0 M_{\odot}$	$20.0 M_{\odot}$
Kennicutt	1490.00	1420.00	1300.00	995.00	563.00	393.00	131.00
MillerScalo	1200.00	1100.00	942.00	591.00	228.00	138.00	29.20
Salpeter	1170.00	1110.00	1020.00	791.00	463.00	334.00	121.00
Scalo98	1310.00	1250.00	1160.00	910.00	547.00	398.00	147.00
Rana & Basu	995.00	936.00	844.00	614.00	317.00	218.00	60.20

Nombre de BXGM/($10^{11} M_{\odot}$)							
FMI \ M_{\min}	$1.0 M_{\odot}$	$2.0 M_{\odot}$	$3.0 M_{\odot}$	$5.0 M_{\odot}$	$8.0 M_{\odot}$	$10.0 M_{\odot}$	$20.0 M_{\odot}$
Kennicutt	37.20	35.40	32.50	24.90	14.10	9.83	3.29
MillerScalo	30.00	27.50	23.50	14.80	5.70	3.46	0.73
Salpeter	29.10	27.80	25.50	19.80	11.60	8.36	3.01
Scalo98	32.70	31.20	28.90	22.70	13.70	9.94	3.68
Rana & Basu	24.90	23.40	21.10	15.30	7.94	5.45	1.51

TAB. 4.2 – Taux et nombres de BXGM prédits avec différentes fonctions de masse initiale, et différentes valeurs de la masse minimale de l'étoile secondaire d'un couple binaire serré donnant lieu à une BXGM. Le temps de vie de la BXGM est pris égal à 2.5×10^4 ans.

De plus, Grimm et al. (2002) estiment que la luminosité totale des BXGM de la Galaxie est $L_X(2 - 10 \text{ keV}) = 2 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$. Avec PÉGASE, nous prédisons un flux de $25.5 \times 1.5 \times 10^{37} = 3.8 \times 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$.

Dalton & Sarazin (1995b) ont modélisé la population des BXGM de la Galaxie en considérant plusieurs fonctions de masse initiale, et avec un modèle de binaires serrées dont les paramètres principaux sont la masse totale et la période orbitale. Pour plusieurs facteurs de perte de masse des étoiles, ils estiment les nombres attendus de BXGM dans la Galaxie, par tranche de luminosité. Avec la FMI de Salpeter (1955) et sans perte de masse, ils estiment par exemple qu'il doit y avoir 32 BXGM de luminosité supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ dans la galaxie. Cette valeur est proche de notre estimation.

Plusieurs facteurs sont importants dans la modélisation de la population de BXGM. Nous avons fixé le temps d'émission à 2.5×10^4 ans, mais Meurs & van den Heuvel (1989) estiment qu'il peut être compris entre 0.5 et 1 fois cette valeur. Ce temps d'émission a bien entendu une influence directe sur le nombre de BXGM qui émettent des rayons X à un instant donné. La

valeur de la masse inférieure de la secondaire a une faible influence sur le nombre de BXGM : un changement de $3 M_{\odot}$ à $2 M_{\odot}$ produit une augmentation de 20 % de leur taux. La normalisation du spectre X est cruciale : d'elle dépend directement le flux total dû aux BXGM. Par ailleurs, lors de la comparaison de nos modèle avec les nombres de BXGM observés, la masse adoptée pour la Galaxie a une grande importance. Dans nos comparaisons, nous avons adopté une masse totale canonique de $10^{11} M_{\odot}$ qui est en bon accord avec les chiffre donnés par Cox (2000) : $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon $R < 35$ kpc, et $9.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ pour $R < 8.5$ kpc, alors que le rayon correspondant au « bord » lumineux se situe plutôt à $R_{\text{lum}} = 20 - 25$ kpc.

4.1.2.3 Discussion

L'approche adoptée ici, calquée sur le formalisme de Greggio & Renzini (1983) pour les SNIa est simple en comparaison aux modèles de binaires existants aujourd'hui, mais elle permet de reproduire de façon satisfaisante les nombres de binaires X de grande et de petite masses, ainsi que leur luminosité totale dans la Galaxie. Les limites de ce formalisme sont pourtant atteintes aujourd'hui avec les observations réalisées avec les satellites CHANDRA et XMM. En effet, on peut désormais construire des catalogues étendus de sources de la Galaxie, et résoudre spatialement les sources X ponctuelles dans les galaxies proches. Il est alors possible de déterminer les fonctions de luminosité de ces populations. Pour la Galaxie, nous avons vu au chapitre 2 que les populations de binaires X se distribuent selon des fonctions de luminosité (e.g. Grimm et al., 2002, 2003) en loi de puissance pour les BXFM et de la forme $N(> S) = k.(S^{-a} - S_{\text{max}}^{-a})$ pour les BXGM. Des distributions semblables ont été observées par Trudolyubov et al. (2002) dans la galaxie M31 avec le satellite XMM. Dans les galaxies proches (Kilgard et al., 2002b), la fonction de luminosité globale des sources ponctuelles suit une distribution proche d'une loi de puissance pour les galaxies spirales, et avec une coupure exponentielle pour les galaxies à formation d'étoiles intense.

Notre approche, qui ne prend pas en compte l'influence des masses stellaires et des rayons de séparation dans les systèmes binaires sur la luminosité d'une binaire X, ne peut donc pas reproduire ces fonctions de luminosité. Pour ce faire, il faudrait utiliser un modèle de population de binaires X tel que ceux développés par Van Bever & Vanbeveren (2000) ou Dalton & Sarazin (1995a). Ces auteurs modélisent des populations complètes de binaires X en adoptant des distributions complexes des rayons de séparation et de masses stellaires. Ce travail constitue une prochaine étape dans la modélisation de l'émission X des galaxies.

De plus, nous avons utilisé la même fraction de binaires serrées au sein de la population d'étoiles pour modéliser les populations de SN Ia et de binaires X. L'hypothèse sous-entendue par ce choix est que l'efficacité à former une SN Ia ou une binaire X est la même pour un rayon de séparation des étoiles d'un couple binaire donné. Autrement dit, la distance typique séparant les étoiles d'un couple binaire serré est supposée être la même pour former une SN Ia et une binaire X. Cette hypothèse n'est pas évidente *a priori*. En particulier, il est probable qu'une fraction de binaires serrées plus grande que 5% (peut-être $\simeq 35\%$ d'après Dalton & Sarazin, 1995b) et une masse minimale plus proche de $10 M_{\odot}$ soit mieux adaptée pour modéliser les BXGM.

4.1.3 Quantité de gaz chaud

Nous avons justifié au chapitre 2 l'utilisation de spectre thermique à la température $\simeq 1$ keV et à métallicité $\simeq 0.2 \times Z_{\odot}$ pour modéliser l'émission X par le gaz chaud dans les galaxies sphéroïdales, avec un profil de β -modèle.

Considérons une galaxie elliptique typique dont la masse totale baryonique est égale à $10^{12} M_{\odot}$. Si l'on adopte le scénario de formation d'étoile décrit dans le tableau 3.1, on peut suivre l'évolution en masse de ses constituants. A 13 milliards d'années, sa masse stellaire est $M_* = 0.83 \times 10^{12} M_{\odot}$, et la masse contenue dans son réservoir (dont la quasi-totalité provient des rejets d'étoiles balayés par les vents galactiques depuis leur apparition) est $M_{\text{res}} = 0.048 \times 10^{12} M_{\odot}$.

Comparaison aux observations

L'évolution de cette masse de ce gaz chaud présent dans les halos de galaxies sphéroïdales est mal contrainte. O'Sullivan et al. (2001b) ont proposé une étude de la variation du rapport L_X/L_B avec l'âge dans un échantillon de 77 galaxies elliptiques qui ne sont pas centrales d'amas et qui présentent des signes de perturbations possiblement dues à une fusion majeure. Les conclusions de cet article suggèrent que le gaz chaud du halo provient certainement de l'éjection par les supernovae des résidus stellaires. Ce gaz se refroidit aujourd'hui en rayonnant, ce qui constitue ce qu'on appelle en anglais les *cooling flows*.

Nous pouvons confronter directement ces conclusions avec notre modèle d'évolution, qui suit le schéma suggéré. La figure 4.2 reproduit (en grisé) un ajustement linéaire des données observationnelles. Les âges des galaxies sont estimés par les auteurs en utilisant des indices spectroscopiques des raies de Balmer de Worthey (1994), dont nous parlerons en détail au chapitre 6. L'évolution du rapport L_X/L_B en gardant L_X toujours constant est représentée par la ligne en pointillés. Cette ligne illustre donc la variation de L_B seulement. La ligne en trait plein tient compte, en revanche, de l'évolution de la masse de gaz chaud présente dans le halo. On remarque que cette évolution contribue favorablement au rapport L_X/L_B pour reproduire les données observationnelles. De plus, cette contribution est quantitativement très satisfaisante. L'accord entre notre modèle et les observations conforte l'hypothèse d'une formation du halo de gaz chaud par l'expulsion de la matière interstellaire grâce à des vents galactiques.

En revanche, la modélisation faite des vents galactiques est ici trop simplifiée pour rendre compte des observations aux âges $\simeq 3$ milliards d'années. La coupure dans la courbe continue de la figure 4.2 illustre effet la disparition complète de matière interstellaire (qui est expulsée par les vents), et l'apparition simultanée, à une luminosité moindre, du halo de gaz chaud. Cette cassure dans l'évolution n'est donc certainement pas réelle. Elle n'apparaîtrait pas si les vents galactiques intervenaient de façon plus progressive dans notre modèle.

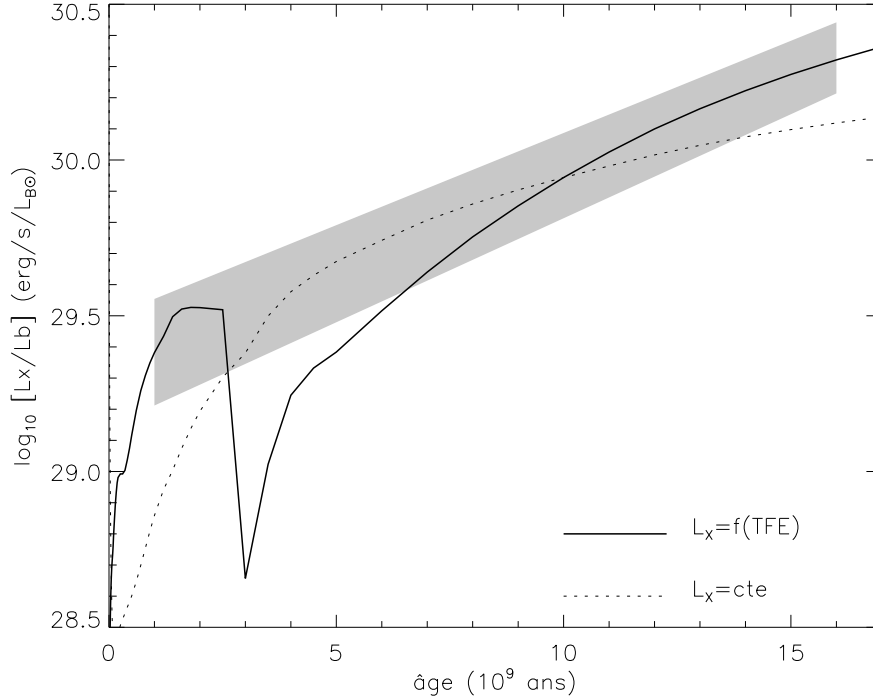


FIG. 4.2 – Évolution du rapport L_X/L_B avec l'âge d'une galaxie elliptique. Sont représentées les prédictions du modèle PÉGASE avec (traits pleins) et sans (traits pointillés) évolution de la luminosité X. La zone grisée représente un ajustement sur des observations de 77 galaxies elliptiques qui ne sont pas centrales d'amas (O'Sullivan et al., 2001b).

4.1.4 Quantités de gaz froid et de poussières

4.1.4.1 Évolution de la densité de colonne

Il est nécessaire de bien modéliser la densité de colonne d'hydrogène car l'absorption subie par le rayonnement X dépend au premier ordre de cette quantité. La figure 4.3 qui représente la transmission du milieu interstellaire pour plusieurs densités de colonne (et avec plusieurs jeux de sections efficaces et d'abondances) en illustre bien l'importance.

Dans le modèle d'évolution PÉGASE, cette densité de colonne est proportionnelle à la quantité de gaz présent dans la galaxie. La calibration se fait en ajustant les profils de densité de gaz à la Galaxie et aux nuages de Magellan pour les galaxies spirales, et ceux de galaxies elliptiques proches (en adoptant un profil de King modifié) pour les galaxies sphéroïdales (elliptiques et S0).

$$N_H = A \times f_{\text{gaz}} \quad (4.11)$$

où f_{gaz} est la fraction de gaz (en masse) dans la galaxie considérée et A est une constante, que l'on prend différente pour les galaxies sphéroïdales ou les galaxies spirales.

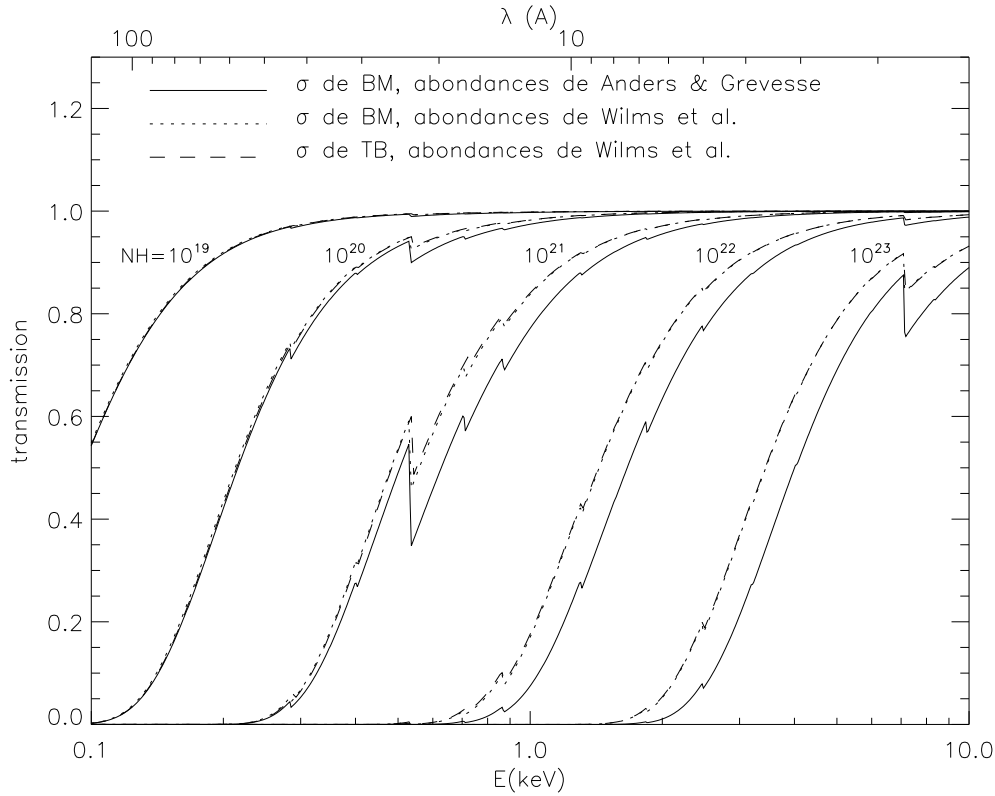


FIG. 4.3 – Transmission du milieu interstellaire à métallicité solaire pour plusieurs densités de colonne d'hydrogène (de 10^{19} à 10^{23} atomes/cm $^{-2}$, par épaisseur de trait croissante). En traits pleins, le modèle d'extinction de BM avec les abondances solaires de Grevesse. En pointillés, le modèle d'extinction de BM avec les abondances solaires de TB. En tirets, le modèle de TB avec les abondances solaires de TB.

A 14 milliards d'années (12 pour les galaxies irrégulières), et en adoptant les scénarios décrits dans le tableau 3.1, on obtient les densités de colonne d'hydrogène N_{H}^{B} de la table 4.3. Ce tableau donne les valeurs des rapports $N_{\text{H}}^{\text{B}}/N_{\text{H}}^{\text{obs}}$, où $N_{\text{H}}^{\text{obs}}$ sont les valeurs observées pour tous les types spectraux (Roberts & Haynes, 1994). On peut constater que ce rapport est proche de l'unité pour de nombreux types spectraux, et principalement pour les types proches de Sc. Pour les galaxies sphéroïdales, ce rapport est nul car les scénarios adoptés font intervenir des vents galactiques assez tôt dans l'histoire de la galaxie, qui rejettent tout le gaz anciennement et nouvellement (les rejets des supernovae) présent dans la galaxie vers le halo. La retombée d'une partie de ce gaz dans le puits de potentiel de la galaxie est probable (phénomène de fontaine galactique), mais n'est pas modélisée ici.

Par ailleurs, très tôt dans l'astronomie X, une relation empirique a été établie à partir d'observations d'objets galactiques aux longueurs d'onde X. Le spectre (ou les couleurs) X permet d'estimer directement la densité de colonne N_{H} , et une évaluation de l'extinction A_{V} dans le visible conduit (Predehl & Schmitt, 1995) à la relation de proportionnalité :

$$N_{\text{H}}/A_{\text{V}} = 1.79 \times 10^{21} \text{ atome.cm}^{-2} \quad (4.12)$$

Type	$N_{\text{H}}^{\text{obs}}$ (10^{20} cm $^{-2}$)	$N_{\text{H}}^{\text{A}}/N_{\text{H}}^{\text{obs}}$	$N_{\text{H}}^{\text{B}}/N_{\text{H}}^{\text{obs}}$
E	$1.64^{+4.52}_{-1.22}$	0.00	0.00
S0	$1.64^{+4.52}_{-1.22}$	0.00	0.00
Sa	$5.79^{+5.59}_{-3.15}$	$0.49^{+0.24}_{-0.58}$	$0.28^{+0.14}_{-0.34}$
Sb	$9.61^{+4.61}_{-3.84}$	$0.73^{+0.24}_{-0.49}$	$0.61^{+0.20}_{-0.40}$
Sc	$12.27^{+5.21}_{-3.63}$	$0.79^{+0.24}_{-0.33}$	$2.49^{+0.74}_{-1.05}$
Sd	$12.23^{+5.02}_{-3.58}$	$0.59^{+0.17}_{-0.24}$	$2.97^{+0.87}_{-1.23}$
Im	$13.54^{+7.32}_{-4.98}$	$0.20^{+0.07}_{-0.12}$	$3.08^{+1.08}_{-1.79}$

TAB. 4.3 – Densités de colonne d'hydrogène par type spectral de galaxie. $N_{\text{H}}^{\text{obs}}$: compilation d'observations de Roberts & Haynes (1994). N_{H}^{A} est calculé à partir de l'équation 4.12. N_{H}^{B} est calculé dans PÉGASE par l'équation 4.11.

La valeur numérique de ce rapport a été déduite d'observations ROSAT dans la bande 0.1 – 2.4 keV de RSN et de binaires X de la galaxie ou des nuages de Magellan, en faisant l'hypothèse de métallicités solaires en tout point.

On est alors naturellement amené à vérifier que les modélisations des spectres visibles et X faites avec le modèle d'évolution sont compatibles avec cette relation empirique.

Avec PÉGASE, l'extinction A_V est calculée par un code de transfert qui prend en compte la densité de colonne calculée ci-dessus, et la métallicité (la transmission varie globalement comme $Z \times N_{\text{H}}$). Un effet d'inclinaison pour les galaxies à disque est également modélisé.

La figure 4.4 permet une comparaison directe des valeurs de N_{H} obtenues dans un cas par l'équation 4.11, et dans l'autre par le rapport de proportionnalité entre N_{H} et A_V de l'équation 4.12 pour un scénario de galaxie spirale. Il apparaît que ces deux façons de calculer N_{H} sont compatibles, à un facteur 2 près, au bout de 13 milliards d'années, c'est-à-dire pour des galaxies spirales locales. Ceci est également mis en évidence dans le tableau 4.3 à travers la quantité $N_{\text{H}}^{\text{A}}/N_{\text{H}}^{\text{obs}}$, où N_{H}^{A} représente la densité de colonne calculée par l'équation 4.12 : ses valeurs sont du même ordre que celles de $N_{\text{H}}^{\text{B}}/N_{\text{H}}^{\text{obs}}$. En revanche, ces quantités diffèrent beaucoup à des âges plus jeunes. Cette constatation n'est pas surprenante car N_{H} et A_V dépendent de phases différentes du milieu interstellaire : l'extinction dans le visible A_V est principalement causée par les grains, alors que la densité de colonne N_{H} est liée à une extinction par le gaz. La relation $N_{\text{H}}/A_V = \text{cte}$ n'a de raison d'être que si ces deux phases sont distribuées de la même façon dans la galaxie, ce qui est loin d'être évident.

De plus, la divergence entre les deux calculs de N_{H} peut trouver une explication dans la métallicité. En effet, pour établir la relation de proportionnalité entre N_{H} et A_V , Predehl & Schmitt (1995) ont fait l'hypothèse de métallicités solaires. Or, à des âges plus jeunes qu'aujourd'hui, les galaxies avaient certainement des métallicités plus faibles. Il est donc probable que la relation de Predehl & Schmitt (1995) ne soit plus vraie pour des galaxies plus jeunes, à de grands décalages spectraux. Cette remarque est également valable pour des galaxies locales telles que les nuages de Magellan, dont la métallicité est moindre que la métallicité solaire. On peut également remarquer que le calcul de A_V dépend de l'inclinaison de la galaxie (nous avons ici pris une inclinaison moyenne) alors que celui de N_{H} n'en dépend pas. Or, il est légitime de penser que la densité de colonne moyenne dépend de l'inclinaison de la galaxie par rapport à l'obser-

vateur. L'écart entre les valeurs de N_H déduites de A_V et celles calculées par la formule 4.11 peut donc trouver ici aussi une explication. Enfin, pour reproduire précisément les densités de colonne observées de galaxies spirales, un raffinement de l'équation 4.11 serait nécessaire, en adaptant la constante A à chaque type de galaxie : jusqu'à présent, une seule valeur est adoptée pour l'ensemble des galaxies spirales.

4.1.4.2 Évolution de la métallicité

On peut modéliser grossièrement l'accroissement de la métallicité dans les premières phases de l'évolution d'une galaxie spirale par l'équation linéaire

$$Z(t) = A \times t, \quad (4.13)$$

avec $A = 0.02 / (14 \times 10^9 \text{ ans}) = 1.4 \times 10^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$.

De plus, une approximation de la section efficace d'absorption du milieu interstellaire froid est donnée par

$$\sigma(Z, E) = B \times E^{-3} \times Z(t), \quad (4.14)$$

avec $B \simeq 7 \times 10^{-21}$.

À travers la bande d'énergie $[E_1, E_2]$, la transmission du milieu interstellaire $T = I_{\text{sortant}} / I_{\text{source}}$ vaut alors

$$T = \int_{E_1}^{E_2} \exp[-\sigma(Z, E) N_H] dE \quad (4.15)$$

$$= \exp[-B \times A \times t \times N_H] * \int_{E_1}^{E_2} \exp(E^{-3}) dE \quad (4.16)$$

$$= C \times K^{-t N_H}, \quad (4.17)$$

avec $C = \int_{E_1}^{E_2} \exp(E^{-3}) dE$, et $K = \exp(AB)$ La même transmission calculée avec une métallicité constante solaire depuis la formation de la galaxie ($Z = Z_{\odot} = A \times t_0$, où t_0 est l'âge actuel de la galaxie, soit environ 14 milliards d'années) vaudrait :

$$T_{\odot} = C \times K^{-t_0 N_H} \quad (4.18)$$

On a alors

$$\ln(T) - \ln(T_{\odot}) = \ln(I_{\text{sortant}, Z(t)}) - \ln(I_{\text{sortant}, Z_{\odot}}) \quad (4.19)$$

$$= AB \times (t_0 - t) \times N_H \quad (4.20)$$

La figure 4.5 représente l'effet de l'évolution de la métallicité du milieu interstellaire sur l'absorption X : en traits plein, on trace la quantité issue de la simulation $\log(I_{\text{sortant}, Z(t)}) - \log(I_{\text{sortant}, Z_{\odot}})$ rapportée à une densité de colonne correspondant à $1 M_{\odot}$ de galaxie. Le modèle très simplifié décrit ici est également représenté en pointillés. La correspondance est bonne, montrant que ce modèle très simple est assez réaliste (sauf aux âges très jeunes, où la forme linéaire de la section efficace n'est plus valable).

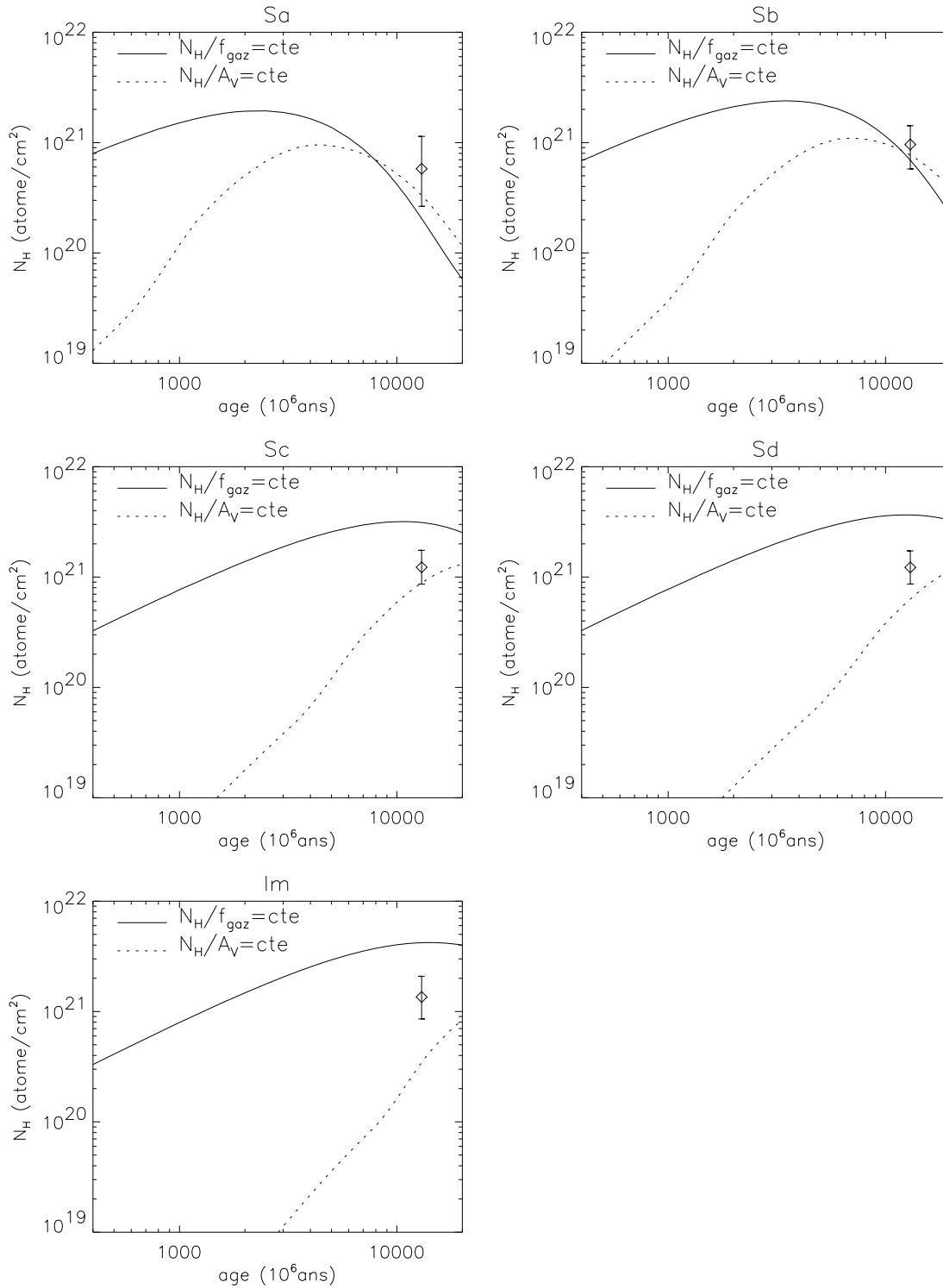


FIG. 4.4 – N_H calculé pour divers scenarios d'évolution. En traits pleins, N_H proportionnel à la fraction de gaz. En pointillés, N_H déduit de A_V par la relation de proportionnalité empirique à métallicité solaire (equation 4.12). Les observations sont compilées par Roberts & Haynes (1994).

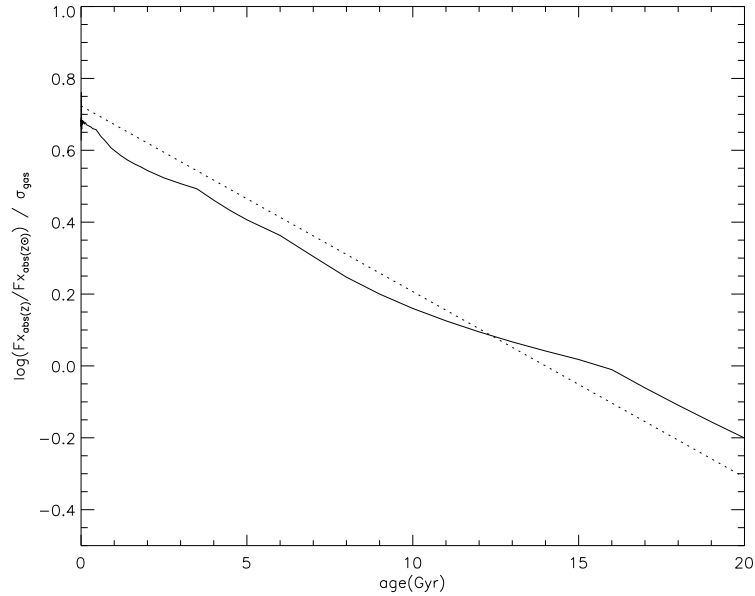


FIG. 4.5 – *Effet de l'évolution en métallicité du milieu interstellaire. La quantité représentée est la différence de flux (absorbé par le milieu interstellaire) entre un modèle où la métallicité évolue et un modèle à métallicité constante, solaire. Cette quantité est rapportée à une densité de colonne équivalente d'hydrogène correspondant à $1 M_{\odot}$ de gaz pour une géométrie de disque. En trait plein, quantité issue de la simulation PÉGASE. En pointillés, la même quantité est estimée avec le modèle analytique très simple décrit dans la section 4.1.4.2.*

4.2 Atlas de spectres X-optiques de galaxies

4.2.1 Sursauts instantanés de formation d'étoiles

Les sursauts de formation d'étoiles sont les « briques » de base pour la construction de populations stellaires. Nous présentons ici les spectres X-optiques de tels sursauts, calculés à plusieurs âges et plusieurs métallicités.

Le sursaut que nous avons modélisé n'est pas rigoureusement instantané : la formation d'étoiles suit une loi exponentielle avec une échelle de temps très courte (10^8 ans). Ceci permet un enrichissement réaliste des étoiles en métaux au sein d'un même sursaut. Plusieurs métallicités d'étoiles coexistent donc dans ces populations. Nous n'avons pas éteint les spectres ni dans le domaine X par le gaz, ni dans le domaine optique par la poussière. Nous n'avons pas non plus modélisé l'émission nébulaire, qui transformerait les photons du continu Lyman (aux longueurs d'onde inférieures à 912 \AA) en raies d'émission dans le domaine optique. Ce sont donc les spectres des sources de lumière, sans modification par le milieu interstellaire. Par ailleurs, nous n'avons inclus que les contributions des binaires X et des restes de supernovae. La contribution du gaz chaud, qui peut représenter une fraction importante de la luminosité X dans les sursauts jeunes (Ptak et al., 1999) mais dont l'origine est mal connue, n'est pas ajoutée à celle des sources ponctuelles.

La figure 4.6 présente l'évolution de la distribution spectrale d'énergie X-proche infrarouge d'un sursaut de formation d'étoiles à métallicité initiale solaire, depuis le premier million d'années, jusqu'à 15×10^9 ans. La figure 4.7 illustre les spectres de sursauts vieux (âgés de 13×10^9 ans) pour lesquels la métallicité initiale du gaz varie de $Z_{\odot}/200$ à $5 \times Z_{\odot}$. L'émission par les étoiles s'étend de l'infrarouge jusqu'à 92 \AA dans notre modèle. La modélisation de l'émission X est faite depuis les longueurs d'onde $\simeq 0.1 \text{ \AA}$ jusqu'à $\simeq 220 \text{ \AA}$. Les spectres représentés sont donc la somme de la composante stellaire et des sources X aux longueurs d'onde intermédiaires ($92 - 220 \text{ \AA}$, c'est-à-dire les énergies $0.05 - 0.13 \text{ keV}$).

On peut noter que dans les contextes astrophysiques courants, le peu de gaz ou de poussière qui existe toujours éteint pratiquement toute la lumière entre les longueurs d'onde 912 \AA et $\simeq 120 \text{ \AA}$. La partie du spectre comprise dans cet intervalle est par ailleurs mal modélisée. En effet, les modèles d'émission X que nous utilisons (calculés par le code XSPEC) ne sont pas disponibles pour des longueurs plus grandes que $\simeq 250 \text{ \AA}$. De plus, la partie de l'extrême ultraviolet des spectres stellaires est calculée par Clegg & Middlemass (1987) pour des métallicités nulles selon un modèle qui ne fait intervenir que les éléments H et He, ce qui n'est pas très réaliste.

On remarque aussi que la majorité de l'énergie des photons du continu Lyman provient des étoiles de la séquence principale, d'énergie supérieure à $\simeq 100 \text{ \AA}$. La contribution des rayons X produits par les restes de supernovae à l'ionisation du gaz neutre et donc à la création de raies d'émission nébulaire dans le domaine optique reste donc faible, comme l'ont montré Cerviño et al. (2002). Par ailleurs, les luminosités X et optiques se répartissent, pour les sursauts évolués, dans des rapports $L_X/L_{\text{opt}} \simeq 10^{-5}$. Nous verrons plus loin que les observations des corrélations de L_X avec L_B pour des galaxies spirales confortent cette prédiction.

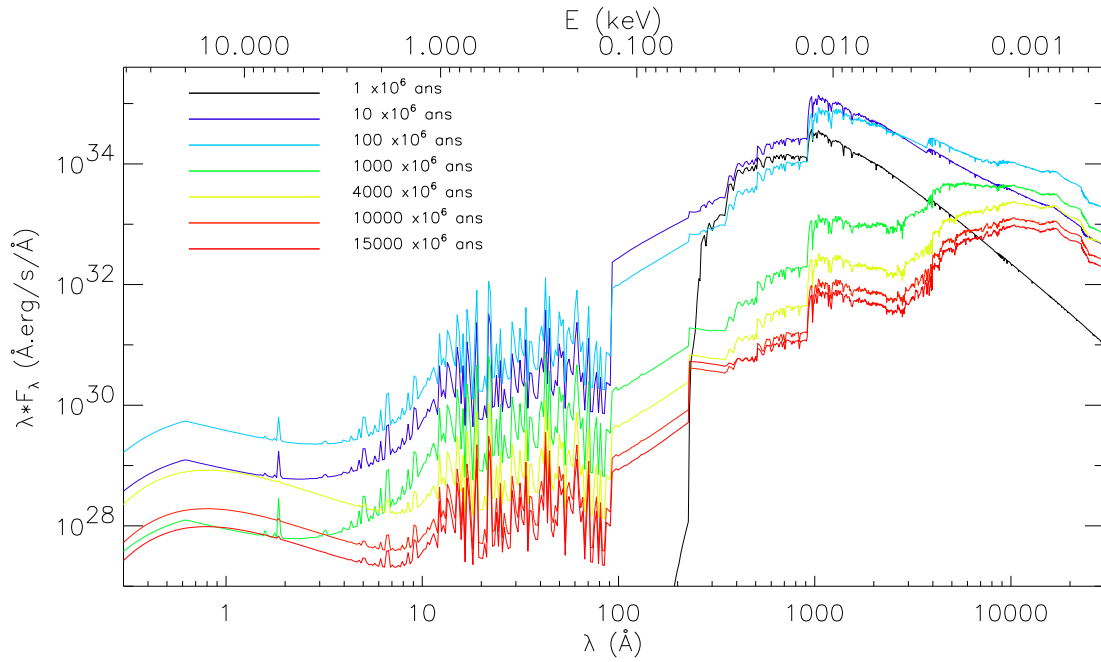


FIG. 4.6 – Evolution de spectres d'un sursaut de formation d'étoiles à métallicité solaire.

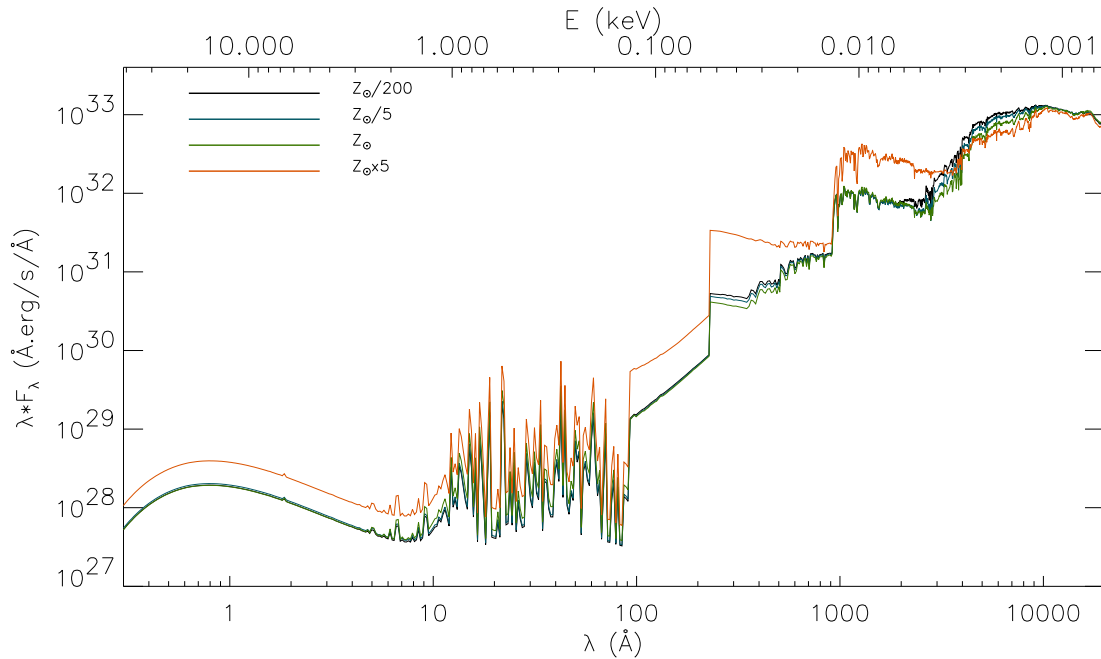


FIG. 4.7 – Evolution de spectres d'un sursaut de formation d'étoiles à 13 milliards d'années pour plusieurs métallicités.

4.2.2 Atlas de spectres de galaxies évoluées

Ayant défini des scénarios d'évolution dans le chapitre précédent, nous pouvons maintenant calculer, pour tous les types spectraux de galaxies, les évolutions conjointes des distributions spectrales d'énergie dans les domaines X et optiques.

Nous illustrerons d'abord les spectres des galaxies synthétiques à 14 milliards d'années tels qu'ils devraient apparaître à un observateur. Nous détaillerons ensuite les contributions de chaque type de source aux spectres X (dans deux bandes d'énergie) des galaxies évoluées. Enfin, nous présenterons l'évolution des couleurs X dans des diagrammes couleur-couleur tels que ceux présentés au chapitre 2.

4.2.2.1 Répartition de la luminosité par sources

Les contributions des différents types de sources de rayons X sont présentées pour deux bandes d'énergie dans les tableaux 4.4 (0.2 – 4 keV) et 4.5 (2 – 8 keV).

0.2 – 4 keV	RSN	BXGM	BXFM	gaz chaud	total (10^{28} erg.s ⁻¹)
E	0.0	0.0	1.9	98.2	60.65
S0	0.0	0.0	3.1	96.9	39.85
Sa	93.3	0.6	6.1	0.0	34.71
Sb	93.2	1.0	5.7	0.0	35.68
Sbc	88.0	2.9	9.1	0.0	17.46
Sc	82.8	4.6	12.6	0.0	9.89
Sd	79.2	5.9	14.9	0.0	6.79
Im	74.1	8.9	17.0	0.0	3.77

TAB. 4.4 – Contributions (en pourcentage, sauf la dernière colonne) des différentes sources X à la luminosité X intégrée dans la bande 0.2 – 4 keV pour une masse solaire de galaxie. Les chiffres sont donnés pour des galaxies âgées de 14×10^9 ans, sauf pour les galaxies irrégulières Im (12×10^9 ans).

2 – 8 keV	RSN	BXGM	BXFM	gaz chaud	total (10^{28} erg.s ⁻¹)
E	0.0	0.0	40.5	59.5	4.33
S0	0.0	0.0	53.3	46.6	3.58
Sa	6.7	6.8	86.6	0.0	4.02
Sb	10.1	11.5	78.3	0.0	4.65
Sbc	11.4	18.6	70.0	0.0	4.46
Sc	10.4	21.0	68.6	0.0	3.61
Sd	9.9	22.3	67.7	0.0	2.99
Im	10.1	27.3	62.6	0.0	2.02

TAB. 4.5 – Idem dans la bande 2 – 8 keV.

Nous avons également représenté graphiquement les évolutions de ces contributions de 0 à 20 milliards d'années, pour ces deux mêmes bandes d'énergie, sur les figures 4.9 et 4.10.

De plus, la figure 4.8 illustre le spectre X d'une galaxie spirale Sbc évoluée (âgée de 14 milliards d'années), et sa décomposition en populations de BXGM, BXFM et RSN. L'extinction appliquée à ce spectre ($N_{\text{H}} = 2 \times 10^{21}$ atomes.cm⁻²) est calculée d'après la quantité de gaz présent dans la galaxie à cet âge.

Plusieurs tendances se dégagent de l'étude des tableaux. Dans les galaxies sphéroïdales évoluées, le gaz chaud est, de loin (plus de 95%), la principale source de rayons X. Ceci est particulièrement vrai aux faibles énergies qui correspondent à la température du halo. Aux grandes énergies (2 – 8 keV), les BXFM qui apparaissent longtemps après les premières générations d'étoiles, contribuent significativement (presque pour moitié) à la luminosité totale de la galaxie. Il se produit également des explosions de SN Ia, mais à cause de la très faible densité du gaz interstellaire, voire de son absence complète (il est, dans notre modèle, totalement éjecté dans le halo par les vents galactiques), les RSN émetteurs de rayons X ne peuvent exister.

Pour les galaxies spirales et irrégulières, on observe une prédominance (> 3/4 de la luminosité totale) des RSN dans la partie « molle » du spectre (0.2 – 4 keV). En revanche, ce sont les binaires X qui dominent aux grandes énergies car leur spectre est plus « dur » que celui des RSN.

Par ailleurs, Ghosh & White (2001) ont tenté de prédire l'évolution des luminosités X dues aux binaires X de petite et grande masse dans les galaxies qui ont une histoire de formation d'étoile semblable à celle de notre scénario de spirale Sb. Ils négligent dans leur étude la contribution des restes de supernovae, ce que nous ne faisons pas. Si nous ne considérons que les binaires X, notre scénario de galaxie spirale Sb vérifierait la tendance prévue par Ghosh & White (2001) qui estiment que la luminosité X des galaxies Sa-Sbc dans la bande 0.5 – 2 keV doit être environ 3.3 fois plus grande à $z = 0.5$ (c'est-à-dire pour un univers âgé de 7 milliards d'années) qu'à $z = 0$. Par ailleurs, ces auteurs prévoient que les BXFM dominent la luminosité X à $z \simeq 0$, et que les BXGM dominent à grand décalage spectral. Nous retrouvons également cette tendance pour la bande de haute énergie où les spectres des restes de supernovae sont trop peu énergétiques pour contribuer significativement à la luminosité totale. Dans la bande « molle » en revanche, la contribution des RSN est très importante, et c'est elle qui domine la luminosité totale.

4.2.2.2 Évolution des couleurs X

L'évolution des spectres X pour les différents scénarios d'évolution de galaxies peut aussi se représenter à basse résolution par des diagrammes couleur-couleur, tels que ceux présentés dans le chapitre 2. Contrairement à l'étude des sources individuelles, nous ne simulons pas ici la réponse d'un instrument car d'une part nous ne comparons pas les prédictions aux observations, et d'autre part nous désirons rester dans un cas général. Les diagrammes de la figure 4.11 illustrent l'évolution des galaxies synthétiques en adoptant les scénarios d'évolution décrits précédemment, depuis l'âge de 10^9 ans jusqu'à 16×10^9 ans. Les couleurs mentionnées dans ces diagrammes sont définies par l'équation 2.25.

Plusieurs remarques peuvent être tirées de l'observation de ces diagrammes. Pour les galaxies sphéroïdales, l'évolution jusqu'à l'âge des vents galactiques dépend fortement de l'échelle de temps de formation des étoiles. Après l'âge des vents galactiques en revanche, l'évolution

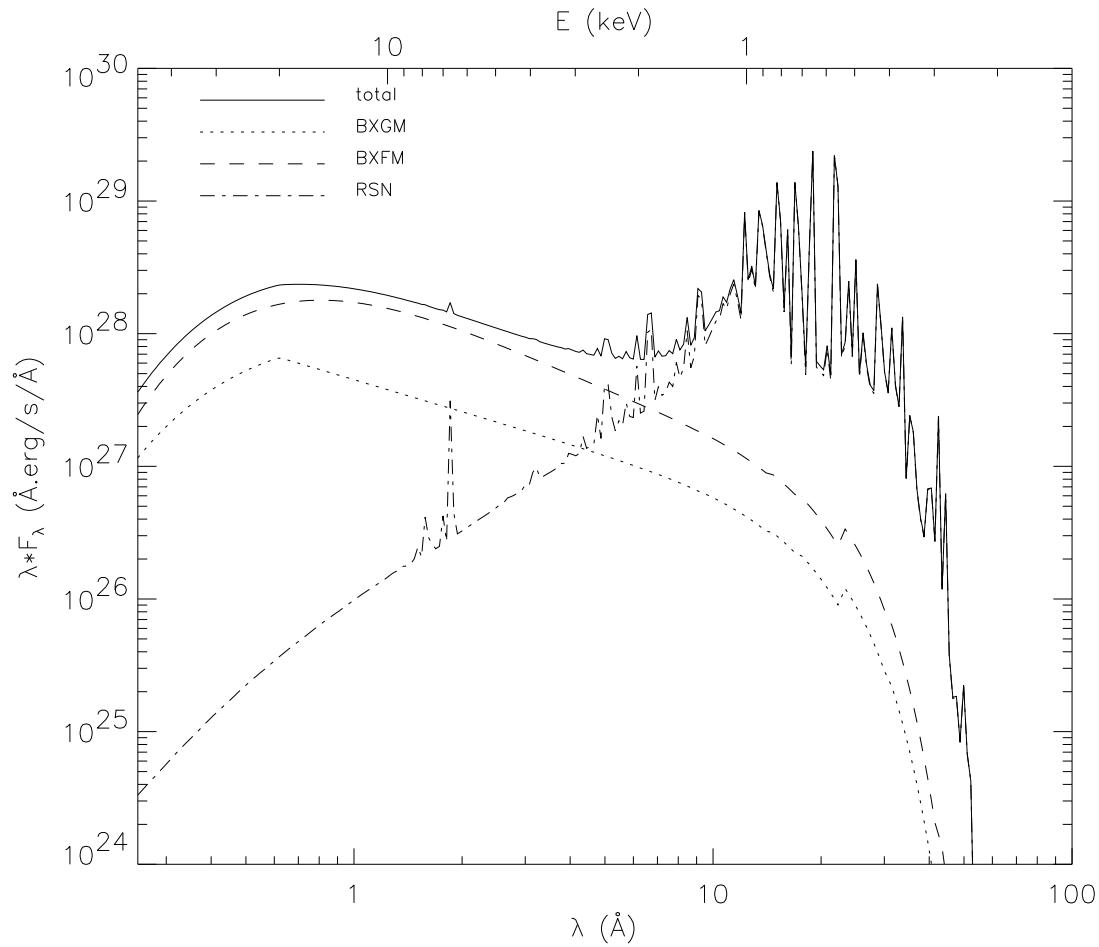


FIG. 4.8 – Spectre X d'une galaxie spirale Sbc âgée de 14 milliards d'années, telle que nous la modélisons. Les contributions des binaires X de faible masse, des binaires X de grande masse et des restes de supernovae sont additionnées. L'ensemble du spectre est éteint par une densité de colonne qui vaut à cet âge $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{21}$ atome.cm⁻².

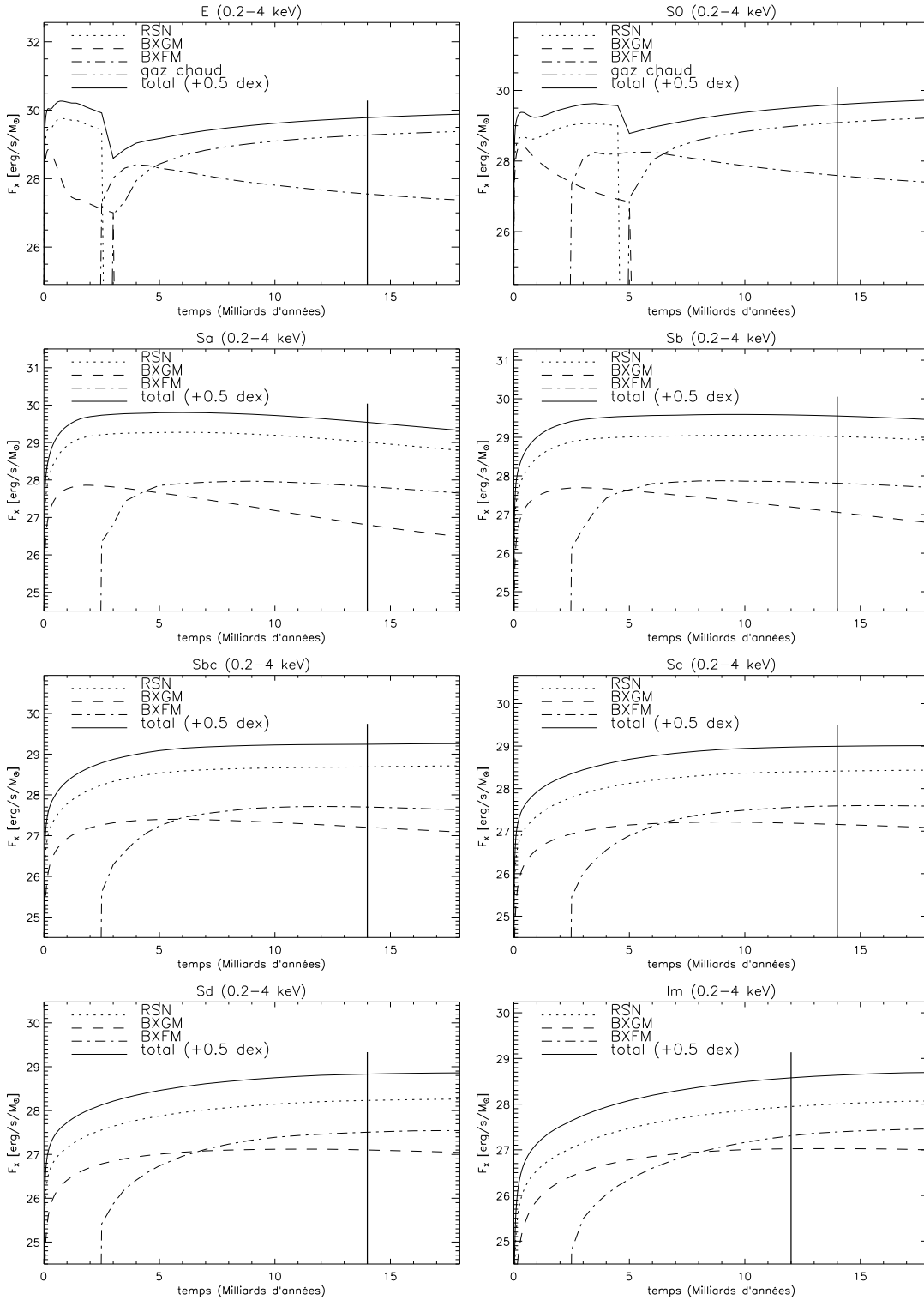


FIG. 4.9 – Évolution de la luminosité intégrée dans la bande d'énergie 0.2–4 keV (Einstein) pour une masse solaire de galaxie, et pour plusieurs scenarios d'évolution. La métallicité du milieu interstellaire choqué par les explosions de supernovae évolue de façon cohérente avec les rejets par ces supernovae.

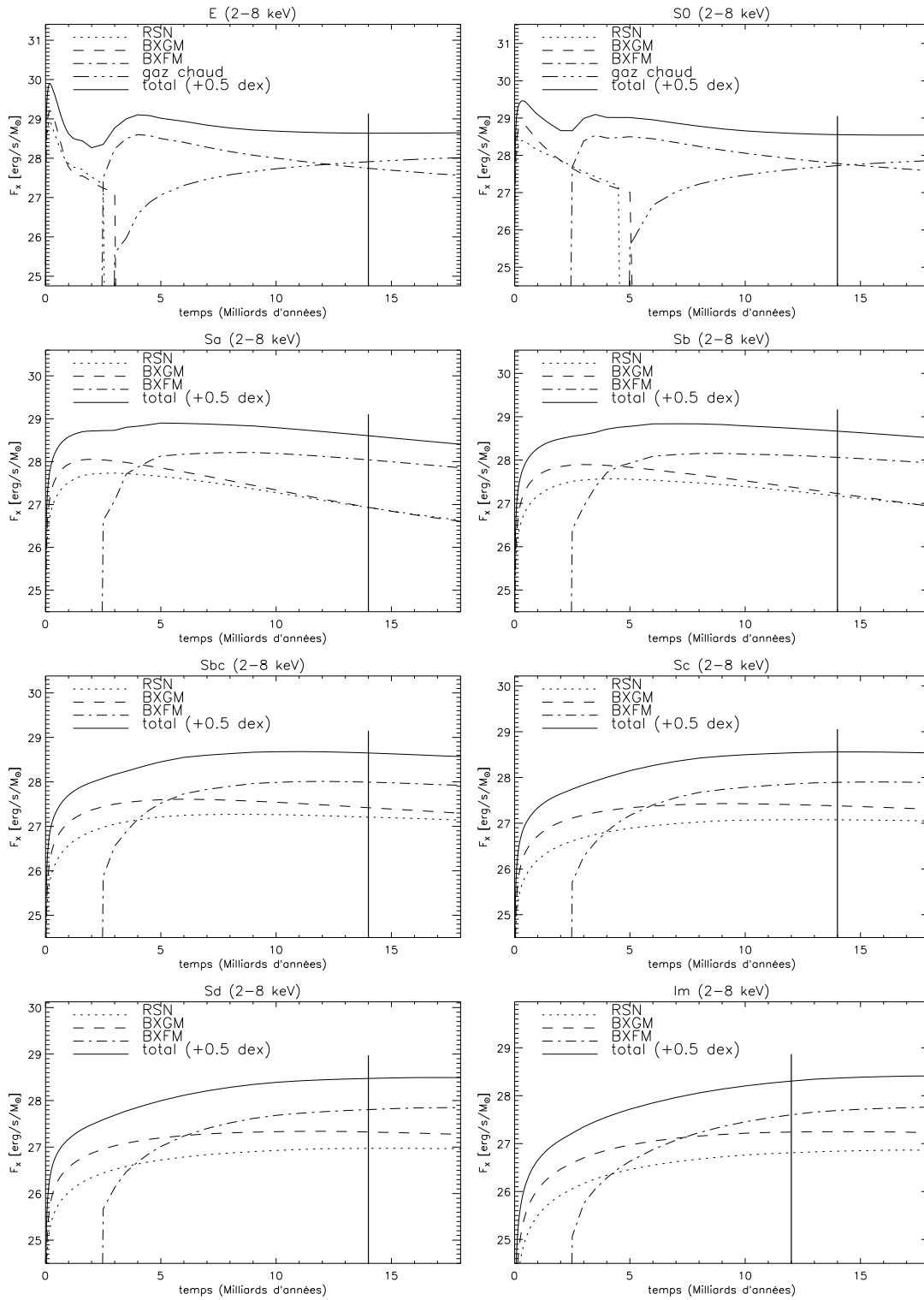


FIG. 4.10 – *idem* que fig 4.9, dans la bande d'énergie 2–8 keV, avec la métallicité des RSN variable.

se situe sur une même ligne droite. Ceci s'explique simplement par le fait que durant cette période, aucune formation d'étoiles n'a lieu, et que les restes de SN Ia qui pourraient apparaître alors ne peuvent exister du fait de l'absence de milieu interstellaire à chauffer (celui-ci ayant été explusé sous l'effet des vents). Ne restent alors comme sources X que le gaz chaud (dont la masse augmente au fur et à mesure que les étoiles explosent et rejettent leur matière dans le halo) et les BXFM (vieilles étoiles en fin de vie dont le nombre décroît). La croissance de la masse de gaz chaud et la décroissance du nombre de BXFM ayant la même origine (la mort des étoiles de petite masse), il est logique que le spectre évolue de façon similaire aux faibles énergies (où le gaz chaud domine) et aux grandes énergies (où les BXFM dominent).

Les galaxies plus tardives que les spirales montrent des évolutions plus séquencées. Jusqu'à l'apparition des BXFM vers 3×10^9 ans, le spectre « mollit » (son indice spectral augmente) à cause des RSN. L'apparition des BXFM durcit considérablement le spectre dans les deux couleurs. Quelques milliards d'années plus tard, les RSN et les BXFMs, dont les nombres augmentent à des taux différents, sont en concurrence. Les RSN gagnent progressivement en métallicité, et deviennent donc plus lumineux. La tendance finit alors par s'inverser au bout de quelques milliards d'années, et on constate des couleurs plus « molles » à 13×10^9 ans.

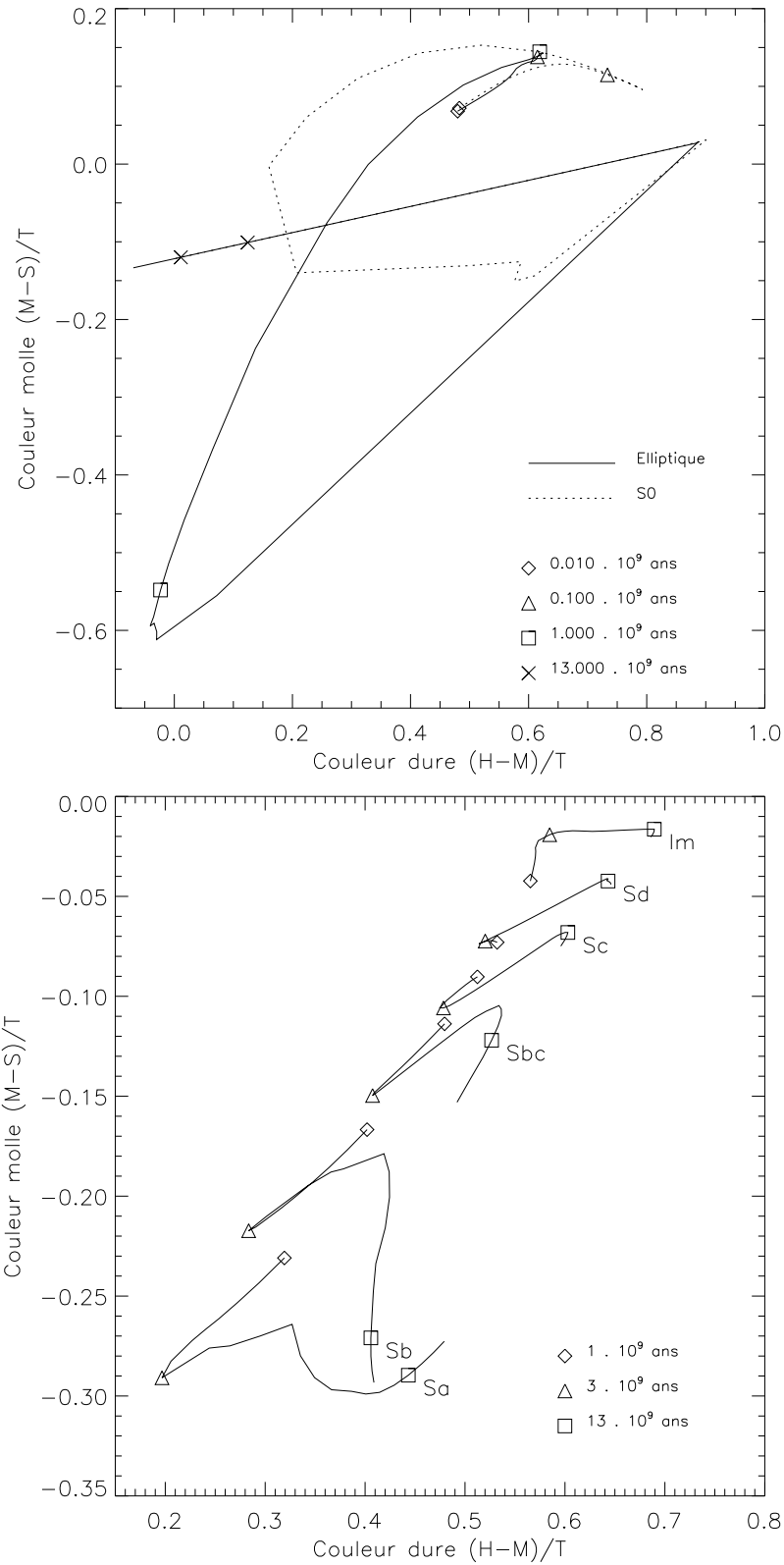


FIG. 4.11 – Evolution des couleurs X pour les galaxies sphéroïdales (en haut) et spirales (en bas). Les couleurs sont celles de l'équation 2.25. Les scénarios sont ceux du tableau 3.1.

4.2.3 Observations de galaxies locales

Pour vérifier leur validité, ces prédictions doivent maintenant être confrontées aux observations de galaxies locales faites dans les domaines X et optique. Nous présenterons d'abord l'accord, dans l'optique (bande B) et dans le domaine des rayons X, entre les prédictions de notre modèle et les mesures de luminosité X réalisées avec les satellites EINSTEIN et ROSAT pour des galaxies spirales tardives. Nous étudierons également la comparaison des résultats de Bettoni et al. (2003b) obtenus sur les rapports moyens observés de L_X/L_B pour chaque type de galaxie avec les valeurs déduites de notre modèle pour des galaxies évoluées.

4.2.3.1 Observations EINSTEIN et ROSAT

Les galaxies locales ont été intensivement observées avec les satellites EINSTEIN et ROSAT au cours des dernières décennies. A l'époque de ces observations, les instruments d'observation embarqués ne permettaient pas de résoudre spatialement ces galaxies. Ces observations ont alors permis de mieux comprendre la nature des sources de rayons X.

En particulier, Fabbiano et al. (1992) ont les premiers fourni un grand catalogue de galaxies de tous types spectraux observées avec le satellite EINSTEIN. Des catalogues ROSAT ont ensuite vu le jour (Beuing et al., 1999; Roberts & Warwick, 2000; Read & Ponman, 2001). Ces données ont vite laissé apparaître une relation non linéaire entre la luminosité X et celle en bande B de la forme $L_X \propto L_B^\alpha$. Le facteur α est proche de 2 pour les galaxies sphéroïdales ($\simeq 2.2$ d'après O'Sullivan et al., 2001a), et plus proche de l'unité (1.44 ± 0.12 d'après Read & Ponman, 2001) pour les galaxies spirales. Fabbiano & Shapley (2002) donnent une pente égale à 1.48 dans la bande 0.2 – 4 keV pour les galaxies spirales tardives.

Bettoni et al. (2003b) ont récemment publié une compilation d'observations portant sur le milieu diffus dans 1916 galaxies, des longueurs d'onde X jusqu'à l'infrarouge lointain. Ces galaxies sont sélectionnées de façon à ne pas présenter de caractéristiques morphologiques ou cinématiques agitées. Les galaxies en interaction ou perturbées sont ainsi exclues. Ce sont donc des galaxies considérées comme « normales ». L'échantillon total de Bettoni et al. (2003b) contient par contre des galaxies hôtes de noyaux actifs. Dans toute la suite, nous n'utiliserons que le sous-échantillon de galaxies qui sont dépourvues de noyau actif important.

Les données X de Bettoni et al. (2003b) reprennent les catalogues EINSTEIN (Fabbiano et al., 1992; Burstein et al., 1997) et ROSAT (Beuing et al., 1999), reprises et complétées par O'Sullivan et al. (2001a). Les luminosités X de la compilation de Bettoni et al. (2003b) ne concernent donc pas uniquement le milieu interstellaire, mais incluent tout aussi bien les sources discrètes que diffuses de rayons X. Nous pouvons donc directement comparer nos prédictions de luminosités totales (sources ponctuelles et gaz chaud) à ces valeurs. Les luminosités en bande B de Bettoni et al. (2003b) sont extraites de la base de données HyperLeda (Prugniel & Heraudeau, 1998) et celles de Read & Ponman (2001) sont tirées de Tully (1988).

La figure 4.12 illustre les observations effectuées avec les satellites EINSTEIN ou ROSAT (à gauche) et ROSAT (à droite) dans les bandes d'énergie 0.2 – 4 keV et 0.1 – 2 keV respectivement.

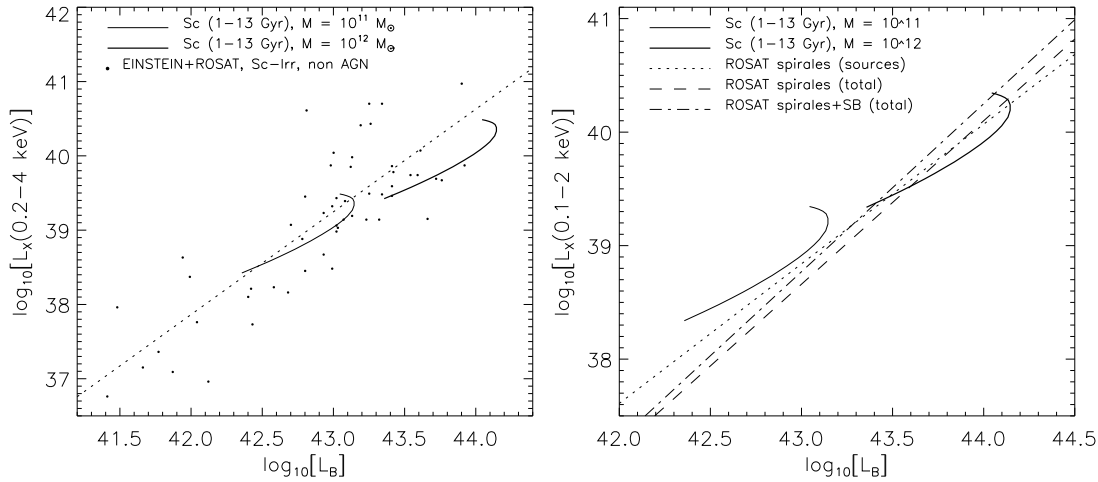


FIG. 4.12 – Diagrammes $L_X - L_B$ pour des galaxies spirales tardives. Les observations EINSTEIN+ROSAT à gauche (Bettoni et al., 2003b) ou ROSAT à droite (Read & Ponman, 2001) sont représentées par des points, et les régressions linéaires correspondantes par des lignes droites. Notre modèle de galaxie spirale est représenté pour deux masses différentes, et pour des âges variant de 1 à 13 milliards d’années.

Les données de la partie de gauche sont empruntées à Bettoni et al. (2003b). Nous avons sélectionné dans leur échantillon les galaxies détectées en X, avec des types spectraux plus grands que 4 (c’est à dire les types Sbc, Sc, Sd et les irrégulières). La régression linéaire correspondante est illustrée par une ligne en pointillés. Pour la partie de droite, nous avons simplement représenté les régressions linéaires pour différents échantillons de galaxies observées avec ROSAT (Read & Ponman, 2001). L’un de ces échantillons concerne uniquement les galaxies spirales ($\simeq 10$ galaxies), en séparant dans chaque galaxie la composante diffuse de l’ensemble des sources ponctuelles. L’autre est la somme des galaxies spirales et des galaxies à formation d’étoiles intense (SB). Nous avons superposé en traits pleins les prédictions de notre modèle pour un scénario de galaxie spirale Sc avec des masses totales (gaz+étoiles+réservoir) de 10^{11} et $10^{12} M_{\odot}$, et des âges variant de 1 (faibles valeurs de L_B) à 13 milliards d’années (grandes valeurs de L_B).

On peut constater un bon accord global entre notre modèle à $\simeq 10^{11} M_{\odot}$ et les observations dans les deux bandes d’énergie. La dispersion des luminosités autour des régressions linéaires ne peut cependant pas être reproduite par un scénario simple comme celui que nous utilisons.

4.2.3.2 Rapport L_X/L_B moyen pour tous les types spectraux

La figure 4.13 représente, en fonction de leur type spectral (de Vaucouleurs et al., 1991), le rapport L_X/L_B des galaxies (points) de l’échantillon de Bettoni et al. (2003b) (en excluant les galaxies contenant un noyau actif) pour lesquelles une détection existe dans les catalogues EINSTEIN ou ROSAT. La moyenne plus ou moins l’écart type ($m \pm \sigma$) de L_X/L_B pour ces galaxies est représentée par la zone grisée. En utilisant les scénarios d’évolution décrits précé-

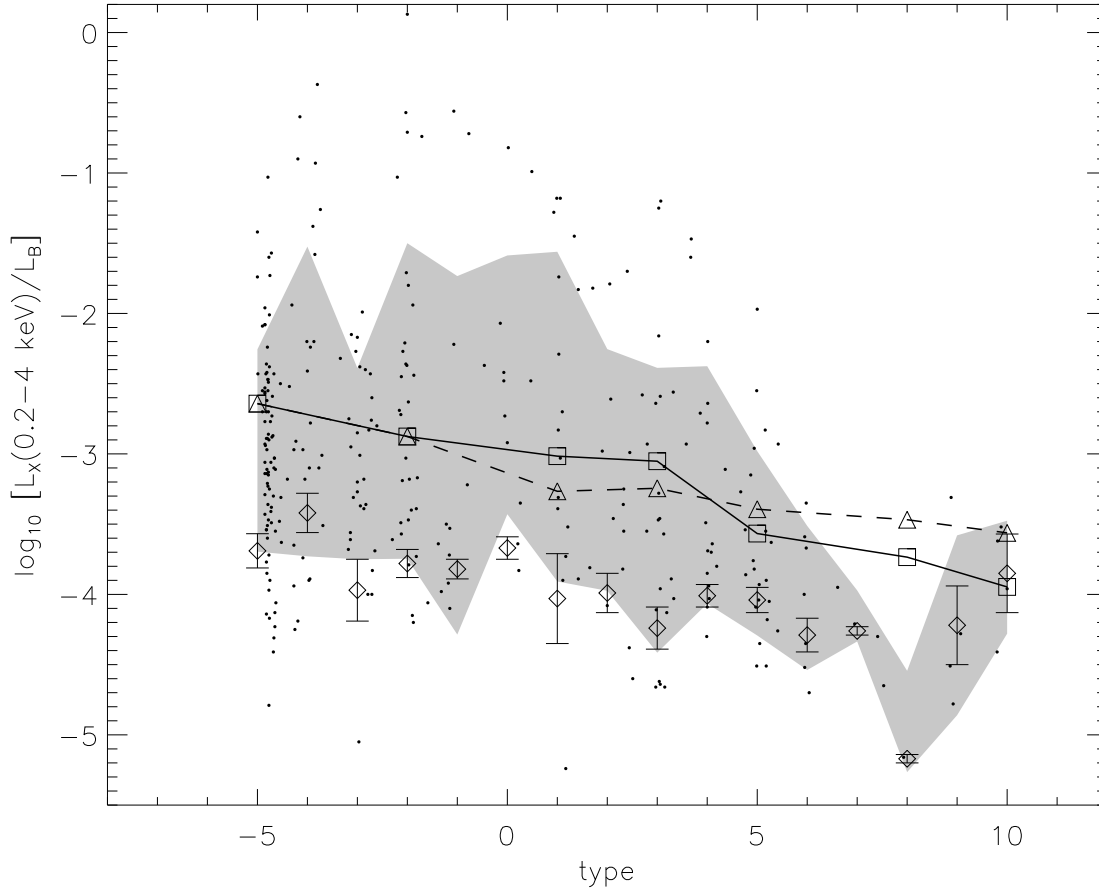


FIG. 4.13 – Rapport L_X/L_B en fonction du type spectral, des galaxies elliptiques (type=-5) jusqu'aux irrégulières (type=10) en passant par les galaxies spirales (Sbc : type=4). Les prédictions réalisées avec PÉGASE sont représentées par les lignes (tirets pour une métallicité solaire des RSN, trait plein pour une métallicité variable). Les points représentent les galaxies qui ont été détectées en X. La zone grisée illustre la moyenne des détections $\pm\sigma$. Les losanges (et les barres d'erreur associées) sont les moyennes calculées par Bettoni et al. (2003b) en tenant compte des non détections en X.

demment, nous obtenons des valeurs de ce rapport L_X/L_B pour des galaxies évoluées de tous types spectraux. Elles sont illustrées dans cette figure par la ligne continue (trait plein). Nous remarquons un bon accord entre les prédictions et les valeurs moyennes observées, pour tous les types spectraux. Un léger désaccord existe pourtant pour les galaxies spirales tardives (Sd). Il est majoritairement dû à la faible statistique disponible pour ce type spectral : une petite poignée de galaxies Sd sont détectées en X. Globalement, on observe une décroissance du rapport L_X/L_B pour des types spectraux croissants. Read & Ponman (2001) constatent également cette tendance pour les galaxies spirales, avec une pente de L_X/L_B en fonction du type proche de -0.1 .

Nous avons vu au chapitre 2 l'importance de la métallicité dans l'émission X des restes de supernovae. Nous illustrons ici l'influence de l'évolution de la métallicité du milieu interstel-

laire sur L_X , et donc directement sur le rapport L_X/L_B . La ligne en trait plein correspond aux prédictions faites en tenant compte de l'évolution de la métallicité pour le calcul de l'émission X des RSN. La ligne en pointillés est celle obtenue en gardant la luminosité X des RSN toujours constante, correspondant à la métallicité solaire. Nous voyons que pour les galaxies sphéroïdales évoluées où il n'existe pas de RSN, le rapport ne change pas. En revanche, pour les galaxies spirales, on constate un écart entre les deux courbes, qui s'annule pour les galaxies Sbc (type=4) qui ont une métallicité solaire à 14×10^9 ans. Dans les galaxies irrégulières, on retrouve le résultat connu pour les galaxies proches (LMC et SMC par exemple) : leur métallicité est plus faible que la métallicité solaire. Les différences de métallicités du milieu interstellaire d'un type spectral de galaxie à un autre étant encore plus importantes à des âges plus jeunes, il apparaît clairement que l'évolution de la métallicité est un facteur important à prendre en compte pour modéliser la luminosité X des galaxies.

De plus, la métallicité du gaz chaud dans le halo des galaxies sphéroïdales a également une forte influence sur le rapport L_X/L_B . Celui-ci est augmenté de 0.6 dex ($\Delta \log(L_X/L_B) \simeq 0.6$) lorsqu'on passe de la métallicité $Z_{\odot}/5$ à Z_{\odot} .

Une autre remarque peut être faite concernant les galaxies sphéroïdales. La figure 4.13 présente une grande dispersion des valeurs de L_X/L_B pour ces galaxies. Elle peut s'expliquer par la relation non linéaire qui existe entre ces deux luminosités : une pente proche de 2 existe entre $\log(L_X)$ et $\log(L_B)$, et trouve son origine dans la nature du processus d'émission dominant (Bremsstrahlung thermique) qui fait intervenir le carré de la densité. En conséquence, les galaxies les plus massives présentent généralement les rapports L_X/L_B les plus grands. Cette dispersion des valeurs est réduite pour les galaxies spirales dans lesquelles la quantité de gaz chaud est beaucoup moins grande.

Par ailleurs, O'Sullivan et al. (2001a) estiment d'après leur catalogue de galaxies sphéroïdales normales que la contribution des sources ponctuelles à la luminosité X « bolométrique »¹ est typiquement $\log_{10}[L_X/L_B] = 29.5 - \log_{10}(L_{B\odot}) = -3.21$. Si l'on corrige cette valeur de 0.15 dex pour l'exprimer dans la bande 0.2 – 4 keV, on obtient $\log_{10}[L_X/L_B] = -3.36$. Nous prédisons dans cette bande un rapport $L_X/L_B = -2.6$ pour les galaxies elliptiques. La différence entre ces deux valeurs (0.76 dex) représente la contribution des sources ponctuelles à la luminosité 0.2 – 4 keV totale, soit un facteur $\simeq 15\%$. Or le tableau 4.4 montre que nous ne prédisons qu'une contribution des sources ponctuelles (BXFM) proche de 2%. L'estimation de O'Sullivan et al. (2001a) est cependant délicate et fournit une valeur moyenne pour un grand échantillon de galaxies elliptiques qui peuvent différer en âge et en masse. Or nous avons défini notre scénario de galaxie elliptique avec une masse totale de $10^{12} M_{\odot}$, et les valeurs du tableau 4.4 sont données pour un âge de 14 milliards d'années. Néanmoins, il est important de voir que cette contribution des sources ponctuelles est faible dans tous les cas.

Enfin, nous avons illustré sur la figure 4.13 (losanges et barres d'erreur) les valeurs moyennes de L_X/L_B telles que calculées par Bettoni et al. (2003b), en tenant compte des limites supérieures (non détections) de luminosité X. Ces moyennes sont estimées en utilisant la technique d'*analyse de survie* (Feigelson & Nelson, 1985). On peut constater que les valeurs déduites de ce calcul sont très inférieures aux moyennes des détections, et que nos modèles ont des rapports L_X/L_B plus grands que ces estimations. Cela illustre le fait que nous cherchons à reproduire

¹C'est-à-dire ici dans tout le domaine X, des plus petites énergies aux plus grandes.

les distributions spectrales d'énergies de galaxies dont les masses correspondent à celles des galaxies locales lumineuses dans le domaine des rayons X.

4.2.3.3 Taux de formation d'étoiles et luminosité X

Les progrès réalisés ces dernières années dans la compréhension des sources d'émission X dans les galaxies permettent aujourd'hui de chercher des traceurs du taux de formation d'étoiles dans le domaine des rayons X.

Grimm et al. (2003) et Ranalli et al. (2003) ont récemment analysé les observations de plusieurs galaxies de l'univers locale, dont les types spectraux vont des spirales Sa jusqu'aux spirales les plus tardives, en incluant également quelques galaxies irrégulières. Ils mettent en évidence une corrélation forte entre la luminosité dans la bande 2 – 10 keV et le taux de formation d'étoiles des étoiles massives ($M > 8 M_{\odot}$). Cette corrélation est expliquée par l'origine des sources X dans cette bande d'énergie. Nous avons vu que les rayons X « durs » sont principalement produits par les binaires X. Or, les BXGM apparaissent peu de temps ($\simeq 10^7$ ans) après un sursaut de formation d'étoiles. La luminosité X qui leur est associée est donc directement proportionnelle au taux de formation des étoiles massives (qui sont leurs progéniteurs). Ceci s'exprime observationnellement par les régressions

$$TFE_8(M_{\odot}.\text{an}) = \frac{L_X(2 - 8 \text{ keV})}{\alpha} \quad (4.21)$$

où TFE_8 est le taux de formation d'étoiles des étoiles plus massives que $8 M_{\odot}$, avec $\alpha = 6.7 \times 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}$ d'après Grimm et al. (2003) ou $\alpha = 5 \times 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}$ d'après Ranalli et al. (2003).

Pour des faibles taux de formation d'étoiles ($TFE_8 < 4.5 M_{\odot}.\text{an}^{-1}$), Grimm et al. (2003) mettent cependant en évidence une relation non linéaire entre L_X et TFE_8 . En effet, ils observent alors la relation

$$TFE_8(M_{\odot}.\text{an}) = \left[\frac{L_X(2 - 8 \text{ keV})}{2.6 \times 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}} \right]^{0.6} \quad (4.22)$$

Ces mêmes auteurs attribuent cette relation non linéaire au petit nombre de sources ponctuelles brillantes dans de telles galaxies. Cependant, Ranalli et al. (2003) n'observent pas le même genre de relation pour les quatre galaxies de leur échantillon à de faibles taux de formation d'étoiles.

Nous proposons de vérifier si une telle relation apparaît dans les sorties de notre modèle, qui fait évoluer la luminosité X avec le TFE. Nous utilisons la fonction de masse initiale de Rana & Basu (1992). La correction à apporter au TFE total pour obtenir le TFE des étoiles massives (TFE_8) est alors

$$\frac{TFE_8}{TFE_{\text{tot}}} = 0.11 \quad (4.23)$$

Ce facteur est peu dépendant (variations de $\simeq 10\%$) du choix de la fonction de masse initiale.

Les masses totales (étoiles+gaz+poussières+réservoir) adoptées pour les modèles de galaxies sont respectivement $8 \times 10^{11} M_{\odot}$, $4 \times 10^{11} M_{\odot}$, $10^{11} M_{\odot}$ et $4 \times 10^{10} M_{\odot}$ pour les scénarios des types Sa, Sb, Sc, et Im.

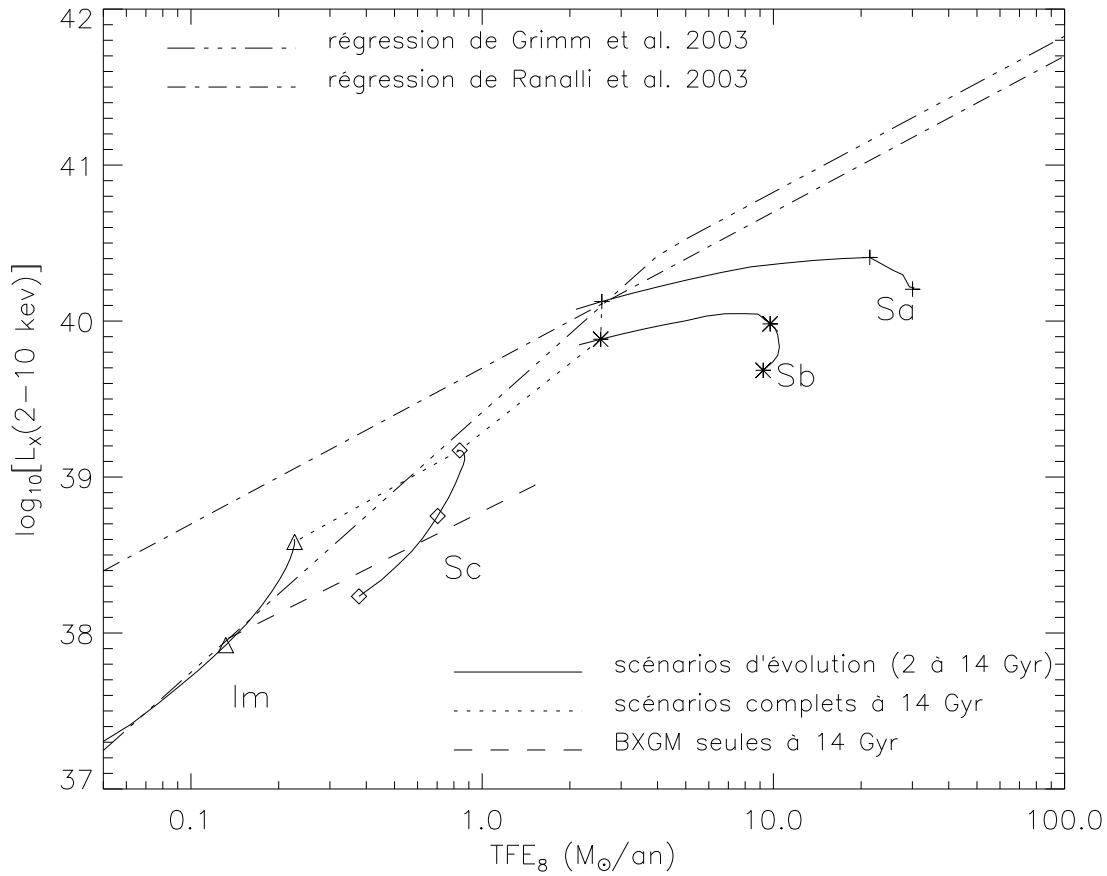


FIG. 4.14 – Luminosité X en fonction du taux de formation d'étoiles (TFE_8) des étoiles plus massives que $8 M_\odot$. Les observations de L_X et du TFE des galaxies spirales (des Sa jusqu'aux irrégulières) locales sont les régressions de Grimm et al. (2003) et Ranalli et al. (2003). Les modèles (pour les scénarios correspondants) sont en trait plein pour des âges de 2 à 14×10^9 ans (les symboles marquent les âges 2, 5, et 14×10^9 ans). La séquence en pointillés représente les luminosités totales (RSN+BXFM+BXGM) à 14×10^9 ans. La séquence en tirets est la contribution des BXGM seules.

De plus, on peut noter que l’extinction par le milieu interstellaire ainsi que la contribution des RSN sont très faibles dans la bande d’énergie 2 – 10 keV.

La figure 4.14 illustre les régressions observées de Grimm et al. (2003) et Ranalli et al. (2003), ainsi que les résultats de nos modèles de galaxies. La ligne en pointillés représente les galaxies synthétiques âgées de 14×10^9 ans. On constate que l’accord de cette ligne pointillée avec les régressions observées est globalement bon.

Cependant, nous constatons aussi que la relation non linéaire observée pour des faibles taux de formation d’étoiles est reproduite par nos modèles, mais n’est pas due aux binaires X de grande masse. En effet, la contribution des BXGM est représentée pour les 4 types de galaxies synthétiques à 14×10^9 ans par des tirets. Dans le régime de faible taux de formation d’étoiles, la luminosité X est donc dominée dans notre modèle non pas par les BXGM, mais par les BXFM, dont le nombre est très dépendant de l’histoire passée de formation d’étoiles. La relation non linéaire observée peut donc trouver une explication dans les différences d’échelles de temps de formation d’étoiles dans les différents types de galaxies.

4.2.4 Évolution des galaxies spirales depuis $z = 1.5$

L’utilisation du modèle PÉGASE nous permet de suivre l’évolution des luminosités aux longueurs d’onde X et optique au cours de la vie des galaxies. Nous avons vu que les résultats pour des galaxies âgées de 14 milliards d’années sont cohérents avec les observations de galaxies locales, pour tous les types spectraux. Les relevés profonds du ciel avec les télescopes X modernes en orbite permettent d’atteindre des sensibilités telles que la mesure des luminosités X devient possible pour les galaxies normales, même dépourvues de noyaux actifs, à grand décalage spectral.

Hornschemeier et al. (2002) ont ainsi utilisé les observations du *Chandra Deep Field North* (CDFN) pour mesurer les rapports L_X/L_B de galaxies spirales lointaines dont les décalages spectraux sont compris entre 0.4 et 1.5. La technique utilisée pour accéder à des luminosités X aussi faibles est l’analyse par empilement (*stacking analysis* en anglais). Elle consiste en l’occurrence à extraire les images X de plusieurs galaxies sélectionnées dans le *Hubble Deep Field* (HDF, dont le champ correspond au CDF) d’après leur type spectral et leur luminosité. Le type spectral (déterminé spectroscopiquement ou estimé par photométrie) doit correspondre à celui de galaxies spirales. De plus, la luminosité doit être proche de la luminosité L_* du coude de la fonction de luminosité des galaxies spirales de l’univers local. En sommant les images (quelques coups par galaxie) de plusieurs galaxies, les erreurs statistiques diminuent, et on peut estimer, avec des barres d’erreur raisonnables, la luminosité X moyenne de ces galaxies. La luminosité déduite de ces observations est calculée par Hornschemeier et al. (2002) avec un modèle de spectre en loi de puissance d’indice $\Gamma = 2$. Cela correspond en effet grossièrement à l’indice moyen de notre modèle de galaxie spirale à un âge de 10 milliards d’années (qui correspond à $z \simeq 0.5$).

Hornschemeier et al. (2002) ont ainsi défini un échantillon de 151 galaxies spirales dont le décalage spectral et le type sont déterminés par spectroscopie, en les regroupant dans trois intervalles de décalage spectral : $z = 0.40 - 0.75$, $z = 0.75 - 0.9$, $z = 0.9 - 1.1$.

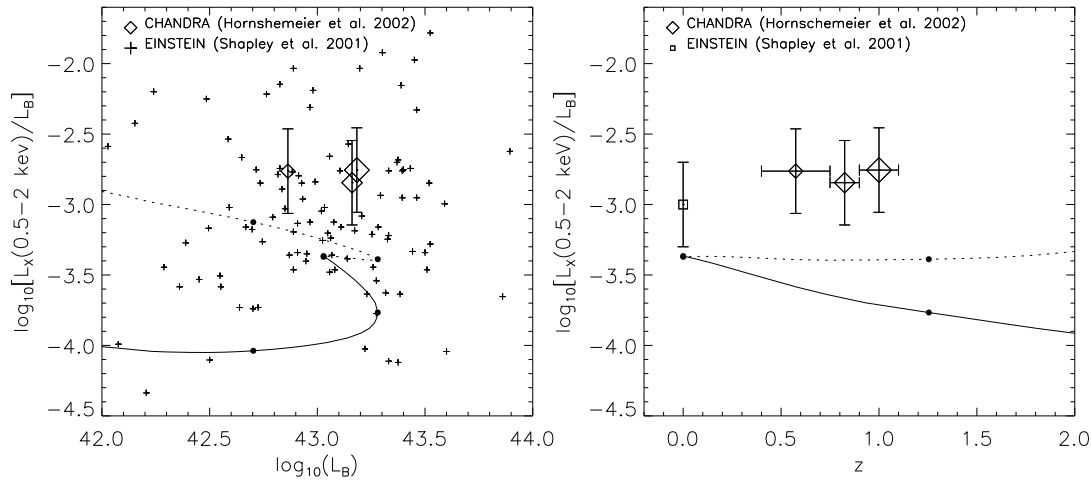


FIG. 4.15 – Rapport L_X/L_B pour un scénario de galaxie spirale. La métallicité des RSN est prise constante, égale à Z_\odot (pointillés), ou bien variable (trait plein). Les points sur les courbes marquent les âges 1, 5 et 14 milliards d’années (seul les deux derniers sont visibles sur la figure de droite). Les croix représentent des galaxies à $z \approx 0$ de Shapley et al. (2001) et les losanges correspondent aux données de Hornschemeier et al. (2002).

La figure 4.15 présente le résultat de ces observations entre $z = 0.5$ et $z \simeq 1$ (losanges et barres d’erreurs) dans un diagramme de L_X en fonction de L_B d’une part (avec une projection de l’axe des z) et dans un diagramme du rapport L_X/L_B en fonction de z d’autre part. Les données EINSTEIN de Shapley et al. (2001) correspondant à des galaxies à $z \approx 0$ sont représentés par des croix dans la partie gauche de la figure, et par un carré dans la partie de droite.

Comme le soulignent Hornschemeier et al. (2002), on peut constater une décroissance du rapport L_X/L_B depuis $z = 1$ d’un facteur $\simeq 2$.

Nous avons superposé (en trait plein) notre modèle de galaxie spirale Sbc. Le ligne en pointillés correspond au même scénario, mais en fixant la métallicité des RSN à Z_\odot . On remarque que lorsqu’on laisse la métallicité de RSN évoluer de façon cohérente avec celle du milieu interstellaire (trait plein), la luminosité X dans la bande 0.5 – 2 keV (qui est dominée par les RSN) croît de $z = 1$ à $z = 0$ alors qu’elle reste pratiquement constante dans ce même intervalle pour une métallicité solaire. Cela rejoint les conclusions tirées au chapitre 2 sur l’influence qu’a l’évolution du milieu interstellaire en métallicité sur la luminosité des RSN.

Cette étude peut être étendue à des décalages spectraux encore plus grands : Brandt et al. (2001) ont utilisé la même technique d’analyse par empilement pour estimer la luminosité X des galaxies à discontinuité de Lyman situées à un décalage spectral moyen $z = 2.9$. Leur conclusion est que la luminosité dans la bande 2 – 8 keV du repère au repos des galaxies est environ trente fois supérieure à celle de $z = 0.5$. Les scénarios d’évolution de galaxies normales que nous utilisons rendent mal compte de cette évolution extrême. En effet, il est probable qu’à des âges aussi précoces, la quantité de gaz chaud présente dans les galaxies spirales en formation soit beaucoup plus importante qu’aujourd’hui, et que cette phase contribue de façon non négligeable à la luminosité X totale. Ptak et al. (1999) ont ainsi montré que les galaxies à for-

mation d'étoile intense (M82, NGC 253, NGC 3628, NGC 6946) présentent une composante qui peut être identifiée avec un plasma chaud à la température $T = 7 \times 10^6$ K. De plus, les types spectraux de galaxies si lointaines ne sont pas déterminés avec précision. En effet, à ces grands décalages spectraux, les galaxies observées ont probablement des spectres différents des galaxies spirales locales, traduisant certainement un taux de formation d'étoiles plus intense. Enfin, la sélection des galaxies de l'échantillon de Hornschemeier et al. (2002) est certainement biaisée vers les galaxies les plus brillantes en X, ce qui conduit ces auteurs à déduire des luminosités moyennes excessivement grandes.

4.3 Comptages X de galaxies - Relevés profonds

Le fond diffus X a été le premier rayonnement de fond cosmique détecté (Giacconi et al., 1962) et a été, depuis, très étudié. On peut ajuster sa forme spectrale (exprimée en photons.cm⁻².s⁻¹.keV⁻¹.sr⁻¹) dans la bande 1 – 15 keV par la fonction $P(E) = AE^{-\Gamma}$ avec $\Gamma \approx 1.4$ (Marshall et al., 1980). Cependant la normalisation est toujours incertaine, et l'on constate des différences importantes entre les mesures récentes du fond diffus X.

Aux faibles énergies, le satellite ROSAT a été une source riche de données, et a donné lieu à de nombreuses études (Boyle et al., 1993; Hasinger et al., 1998). A des énergies plus grandes, HEAO, ASCA et BeppoSAX (Fiore et al., 1999) ont permis des avancées significatives. Plus récemment, XMM (Hasinger et al., 2001) et CHANDRA (Mushotzky et al., 2000; Giacconi et al., 2001; Cowie et al., 2002) ont ouvert de nouvelles perspectives aux petites et aux grandes énergies, en repoussant les limites de sensibilité qui atteignent aujourd'hui pratiquement 10⁻¹⁷ erg.s⁻¹.cm⁻².

L'origine du fond diffus a longtemps été sujette à débat. Les premiers instruments n'avaient pas la résolution spatiale suffisante pour déterminer la nature des sources qui créent ce rayonnement. En particulier, celui-ci pouvait aussi bien provenir d'un gaz chaud ambiant dans le milieu galactique ou inter-galactique, ou bien être composé de source ponctuelles comme des galaxies ou des noyaux actifs.

L'avènement des nouveaux observatoires (XMM et CHANDRA) a permis ces dernières années de résoudre une grande partie du mystère. Ils ont en effet pu résoudre spatialement les sources d'émission, et il est maintenant établi qu'une grande partie du fond diffus est dû à l'émission de rayons X de noyaux actifs de galaxies. Les amas de galaxies peuvent également contribuer à ce rayonnement de façon significative ($\simeq 1/10$).

Les grandes résolutions spatiales atteintes par ces instruments permettent alors de réaliser des comptages profonds des sources X. Pour rendre compte de ces comptages, des modèles de noyaux actifs ont été développés (par exemple, Boyle et al., 1993; Madau et al., 1994; Comastri et al., 1995; Gilli et al., 1999). Ces auteurs tentent de reproduire les courbes de comptages en modélisant les spectres de noyaux actifs, leur répartition parmi les différentes classes de noyaux actifs (quasars, Seyfert 1, Seyfert 2), leurs fonctions de luminosité, et l'évolution de celles-ci avec le décalage spectral.

L'objectif de cette section est de déterminer de façon réaliste la fraction du fond diffus X qui est due aux galaxies normales, et d'étudier l'effet de l'évolution galactique sur cette contribution. Pour cela, nous chercherons d'abord à reproduire de façon simple le fond diffus X qui est dominé par les noyaux actifs, en modélisant la fonction de luminosité de ceux-ci et en utilisant les spectres adoptés au § 2.7.1. Ensuite, nous calculerons les corrections de cosmologie (k) et d'évolution (e) pour tous les types spectraux de galaxies. Enfin, nous utiliserons les fonctions de luminosité de galaxies normales de Heyl et al. (1997) ajustées par Fioc & Rocca-Volmerange (1997) qui reproduisent bien les comptages dans l'optique, pour les appliquer aux comptages X et estimer ainsi la contribution des galaxies normales au fond diffus X.

4.3.1 Formalisme des comptages

Il existe plusieurs types de comptages. On distingue effet les comptages en magnitude et les distributions en décalage spectral. Le principe du comptage en magnitude est le suivant : on compte le nombre de galaxies visibles à travers un filtre donné, dans un intervalle de magnitude donné. Le comptage en décalage spectral consiste en revanche à mesurer le nombre de galaxies qui se situent dans un intervalle de décalage spectral donné, pour un intervalle de magnitude apparente donné. Nous nous plaçons par la suite dans l'hypothèse où le nombre de galaxies par unité de volume comobile est constant au cours du temps. Pour un type i de galaxie donné, si $\Phi(M_\lambda)$ est la fonction de luminosité à la longueur d'onde λ , et si dV est un élément de volume physique, le nombre de galaxies entre z et $z + dz$ avec une magnitude apparente comprise entre m et $m + dm$ est

$$d^2N_i(m_\lambda, z) = \Phi(M_\lambda) \frac{dV}{dz} (1+z)^3 dm dz \quad (4.24)$$

Le comptage en magnitudes correspond donc à la quantité

$$N_m(m) = \sum_i \int_{z=0}^{\infty} d^2N_i(m_\lambda, z) dz \quad (4.25)$$

Le comptage en décalage spectral dans l'intervalle de magnitudes $[m_1, m_2]$ s'écrit

$$N_z(z) = \sum_i \int_{m_1}^{m_2} d^2N_i(m_\lambda, z) dm \quad (4.26)$$

4.3.2 Corrections cosmologiques et d'évolution

On a l'habitude, dans le domaine optique, de mesurer la luminosité des objets célestes en termes de magnitude. Une magnitude est, par définition, la quantité

$$m_\lambda = -2.5 \log_{10} \left(\frac{F_\lambda}{F_0} \right) \quad (4.27)$$

où F_λ est le flux (exprimé en erg.s.cm^{-2}) mesuré à travers un filtre centré sur la longueur d'onde λ , et F_0 est un flux de référence.

Pour n'importe quel objet, on peut relier sa magnitude m_λ à sa magnitude absolue M_λ (qui est celle que mesurerait un observateur à une distance de 10 pc) par la relation

$$m_\lambda = (m - M)_{\text{bol}} + M_\lambda \quad (4.28)$$

La quantité $(m - M)_{\text{bol}}$ s'appelle aussi *module de distance*, et vaut

$$(m - M)_{\text{bol}} = 5 \log_{10} d_L + 25 \quad (4.29)$$

si d_L est la distance mesurée en Mpc.

L'étude de galaxies lointaines, donc plus jeunes et présentant des spectres décalés en longueur d'onde, requiert l'introduction de deux quantités physiques. Ce sont les corrections de cosmologie k et d'évolution e . Ce sont respectivement, la correction dues à l'expansion de

l'univers, et la correction à apporter aux magnitudes des galaxies de référence (actuelles, à $z = 0$) pour rendre compte des âges plus jeunes des galaxies lointaines.

Par définition, on pose

$$k_\lambda(z) = M_\lambda(t_0, z) - M_\lambda(t_0, z = 0) \quad (4.30)$$

$$e_\lambda(z) = M_\lambda(t, z) - M_\lambda(t_0, z), \quad (4.31)$$

où t_0 est le temps présent et t est le temps correspondant au décalage spectral z où la galaxie est observée.

On peut alors écrire les relations suivantes :

$$m_\lambda = (m - M)_{\text{bol}}(z) + M_\lambda(t, z) \quad (4.32)$$

$$= (m - M)_{\text{bol}}(z) + M_\lambda(t_0, z = 0) + e_\lambda(z) + k_\lambda(z) \quad (4.33)$$

Ainsi, la correction e est la correction due à l'évolution du flux de la galaxie à une longueur d'onde donnée et à un décalage spectral donné. Cette correction dépend directement de l'histoire de la formation d'étoiles. La correction k est la correction à apporter pour éloigner virtuellement une galaxie qui se trouve à $z = 0$ jusqu'au décalage spectral z où elle se trouve réellement.

Les corrections k et e sont présentées en fonction de z sur la figure 4.16 pour deux scénarios de formation d'étoiles (un sursaut instantané et un scénario de galaxie Sb) dans différents filtres optiques (B) ou proche infrarouge (H) et diverses bandes X, pour des galaxies âgées aujourd'hui de 14 milliards d'années¹.

La cassure constatée dans les corrections e pour les bandes X vers $z \simeq 1.5$ est due à l'apparition dans le spectre des BXFM environ 3×10^9 ans après la formation des premières étoiles. En effet, ces étoiles de petite masse formées au début de l'histoire de la galaxie au sein de couples binaires serrés arrivent en fin de vie et passent par le stade de BXFM. Cette intrusion des BXFM dans le spectre est également bien mise en évidence dans la figure 4.10 représentant l'évolution du flux X pour différents scénarios de formation d'étoiles. De plus, il est logique que cette coupure soit d'autant plus forte que l'énergie moyenne de la bande est grande car les BXFM présentent un spectre assez « dur ». Cette rupture est moins nette pour un scénario continu de formation d'étoiles car l'apparition des BXFM est masquée par la grande luminosité des BXGM qui ne cessent de se former.

4.3.3 Fonctions de luminosité

4.3.3.1 Galaxies normales

Nous reprenons pour les galaxies normales les fonctions de luminosités en bande B de Heyl et al. (1997) qui distinguent les types spectraux de galaxies. Elles proviennent d'une étude de l'évolution de luminosité jusqu'à des décalages spectraux proches de 0.7. Nous utilisons l'ajustement de ces fonctions sur des fonctions de Schechter réalisé par Fioc (1997). Ces fonctions

¹La cosmologie adoptée est $H_0=65 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$; $\Omega_M = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$

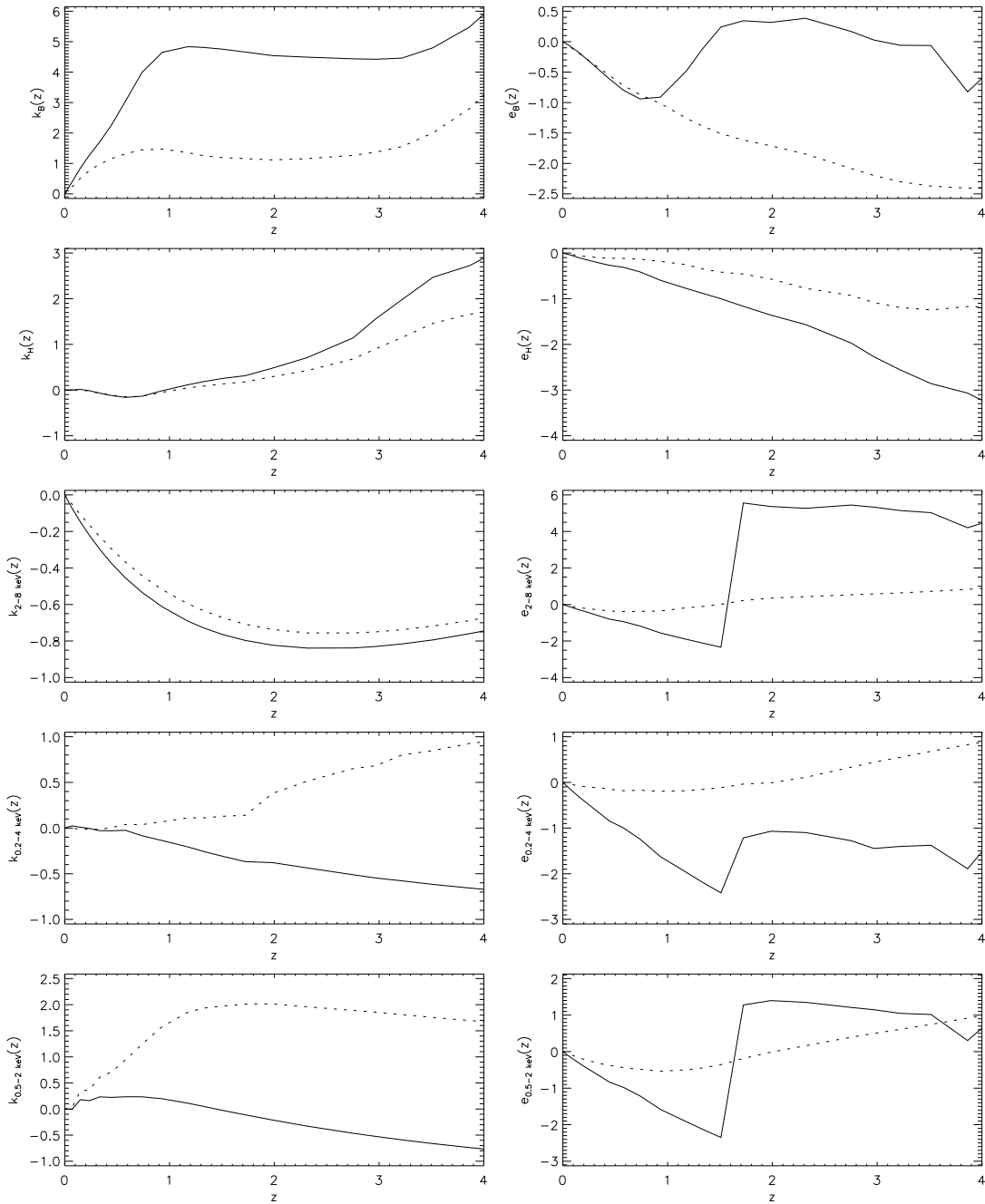


FIG. 4.16 – Correction k et e pour différents filtres optiques et dans différentes bandes X, avec des scénarios de sursaut instantané (trait plein) et de galaxie Sbc (pointillés). Les cassures dans les corrections e vers $z \approx 1.5$ sont dues à l'apparition des premières BCFM à $\approx 3 \times 10^9$ ans.

Type	$M_{b_j^*}$	α	$\Phi^* (\times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3})$
galaxies sphéroïdales	-19.87	-0.84	3.47
spirales précoces	-19.91	-1.30	3.12
spirales tardives	-19.18	-1.41	6.57

TAB. 4.6 – Fonction de luminosité b_j pour des galaxies normales

sont de la forme

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \exp(-L/L_*) \left(\frac{L}{L_*} \right)^\alpha \frac{dL}{L_*}, \quad (4.34)$$

ou, en termes de magnitude,

$$\Psi(M)dM = \frac{\ln(10)\Phi^*}{2.5} \exp\left(-10^{-(M-M_*)/2.5}\right) 10^{-(\alpha+1)(M-M_*)/2.5} dM, \quad (4.35)$$

où M_* est la magnitude correspondant à L_* .

Les paramètres de ces fonctions sont reproduits dans le tableau 4.6 pour $H_0 = 50 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ pour trois classes de types spectraux. La partie inférieure de la figure 4.17 représente graphiquement ces fonctions dans la bande B.

Ces fonctions de luminosité sont mesurées dans la bande B, mais nous pouvons également les exprimer dans le domaine des hautes énergies car nous avons modélisé de façon cohérente les deux domaines de longueurs d'onde (X et optique). Ces fonctions calculées dans la bande 0.3 – 3.4 keV sont illustrées sur la figure 4.17 (partie supérieure).

La convention que nous avons adoptée pour l'expression des « magnitudes X » est la suivante :

$$m_X = -2.5 \log_{10} \frac{F_X}{10^{-5} \text{ erg.s}^{-1} \text{ cm}^{-2}} \quad (4.36)$$

Comme nous avons modélisé une émission X proportionnelle à la masse de la galaxie, le rapport L_X/L_B ne varie pas le long de la fonction de luminosité pour un type spectral donné. Il est donc normal que les pentes de ces fonctions soient les mêmes aux longueurs d'onde X et optique. De plus, les rapports L_X/L_B étant proches les uns des autres à $z = 0$ pour les types spectraux représentés, il est logique de constater que les coudes des fonctions sont translatés d'un rapport presque indépendant du type lorsque l'on passe de la magnitude B à la bande 0.3 – 3.5 keV.

Nous avons suivi globalement la même démarche que Georgantopoulos et al. (1999), mais en utilisant des modèles plutôt que des observations pour calibrer la relation entre L_X et L_B . En effet, ces auteurs estiment les fonctions de luminosité dans la bande 0.2 – 4 keV à partir des fonctions de luminosité dans l'optique et en utilisant l'échantillon de galaxies X de Fabbiano et al. (1992). Une hypothèse forte de leur démarche est la supposition que les deux échantillons (optique et X) sont représentatifs l'un de l'autre, sans biais. Une des conclusions de leur travail est une fonction de luminosité X des galaxies à formation d'étoiles légèrement plus « brillante » que la nôtre. Nous verrons plus bas que leurs conclusions sur la contribution des galaxies normales au fond diffus X sont semblables aux nôtres.

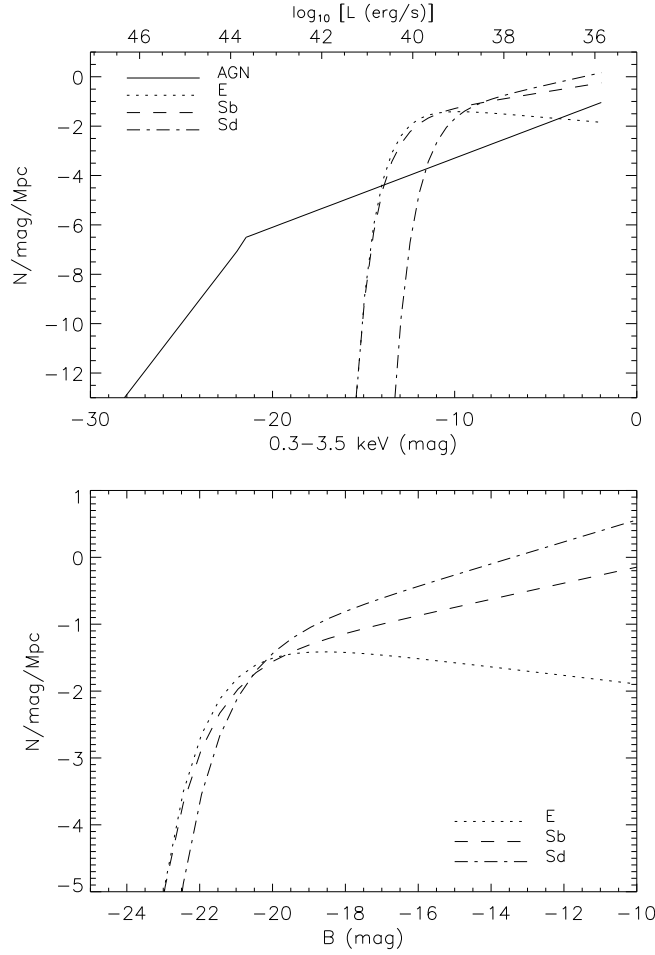


FIG. 4.17 – Fonctions de luminosité en bande B pour les galaxies normales, et dans la bande 0.3 – 3.5 keV pour les galaxies normales et les noyaux actifs.

4.3.3.2 Noyaux actifs

Il est connu que les noyaux actifs sont les objets qui contribuent le plus significativement au fond diffus X (e.g. Hasinger et al., 2001). Leur fonction de luminosité a pu être étudiée depuis, entre autres, les travaux de Boyle et al. (1993) qui ont exploité les observations du fond diffus faites avec le satellite ROSAT. Les travaux plus récents ont raffiné cette étude (e.g. Gilli et al., 1999). La fonction de luminosité des noyaux actifs à $z = 0$ présente une cassure à $L_X \approx 10^{43.9} \text{ erg.s}^{-1}$.

Elle peut s'exprimer sous la forme simple (Comastri et al., 1995) d'une loi de puissance présentant un coude, et dont chaque moitié peut s'écrire sous la forme

$$\Phi(L)dL = K \left(\frac{L}{L_{44}} \right)^{-\gamma} dL, \quad (4.37)$$

où L/L_{44} est la luminosité dans la bande 0.3 – 3.5 keV exprimée en unités de $10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$.

On peut aussi la récrire en termes de magnitude :

$$\Phi(M)dM = \frac{K \ln 10}{2.5} L_{44} \left(\frac{L}{L_{44}} \right)^{-\gamma+1} dM \quad (4.38)$$

$$= \frac{K \ln 10}{2.5} L_{44} \times 10^{\frac{(M-M_{44})}{2.5}(\gamma-1)} dM, \quad (4.39)$$

où M_{44} est la magnitude correspondant à la luminosité L_{44} .

Les deux moitiés de la fonction de luminosité se distinguent par des pentes (γ_1 et γ_2) différentes, ainsi que des normalisations (K_1 et K_2) différentes. Si l'indice « 1 » désigne la partie la plus lumineuse de la fonction de luminosité, la continuité de la fonction impose alors

$$\frac{K_2}{K_1} = \left(\frac{L_0}{L_{44}} \right)^{\gamma_2 - \gamma_1} = 0.534 \quad (4.40)$$

où L_0 est la luminosité du coude.

De plus, les pentes de cette loi de puissance brisée sont

$$\begin{cases} \gamma_1 = 1.7 \pm 0.2 \\ \gamma_2 = 3.4 \pm 0.1 \end{cases} \quad (4.41)$$

d'après les résultats de Boyle et al. (1993). Nous utilisons dans la suite cette fonction pour décrire la distribution des noyaux actifs en luminosité à $z = 0$.

Evolution en luminosité

L'évolution en luminosité pure de la fonction de luminosité des noyaux actifs est encore mal contrainte. Les travaux de Boyle et al. (1993); Comastri et al. (1995); Madau et al. (1994) suggèrent qu'elle prend la forme

$$L_X \propto (1+z)^\beta \quad \text{pour } z < z_{cut} \quad (4.42)$$

$$= cte \quad \text{pour } z_{cut} < z < z_{max}. \quad (4.43)$$

$$(4.44)$$

avec $\beta \approx 2.6$, $z_{cut} \approx 2.25$, et $z_{max} \approx 4$ (Comastri et al., 1995). Madau et al. (1994) donne des valeurs très légèrement différentes ($\beta = 2.5 \pm 0.1$, $z_{cut} = 2.$, $z_{max} = 3.5$).

Dans un univers Einstein-deSitter ($\Omega_M = 1, \Omega_\lambda = 0$), une expression analytique de $z = f(t)$ permet de déduire une évolution équivalente en $t^{-5/3}$. La figure 4.18 illustre graphiquement ces différentes expression de l'évolution de la fonction de luminosité des noyaux actifs. Nous adoptons dans la suite l'expression retenue par Comastri et al. (1995) décrite ci-dessus.

L'étude de cette fonction de luminosité n'est cependant pas terminée pour les observateurs qui peuvent sonder de plus en plus profondément l'univers et mesurer son évolution à des décalages spectraux toujours plus grands. En particulier, Miyaji et al. (2000, 2001) ont utilisé les observations du *Rosat All-Sky Survey* pour contraindre la fonction de luminosité à tous les décalages spectraux. Ces auteurs concluent à une évolution en densité pure plutôt qu'à une évolution en luminosité pure et donnent une expression analytique complexe de la fonction de luminosité.

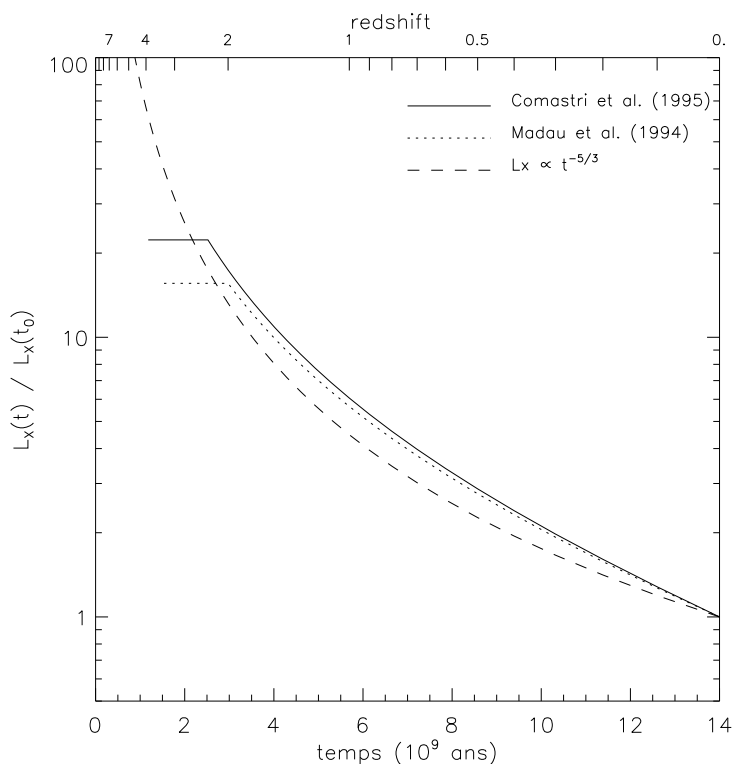


FIG. 4.18 – Evolution de la luminosité comobile des noyaux actifs d'après différents auteurs.

Les paramètres de cette expression analytique sont tabulés en fonction de la cosmologie et du décalage spectral. De façon complémentaire, Cowie et al. (2003) ont tenté de mesurer l'évolution de la fonction de luminosité moyenne de toutes les sources ponctuelles dans la bande 2 – 8 keV en utilisant les observations de CHANDRA, ROSAT et ASCA. Leur conclusion est que le nombre de noyaux actifs de luminosité intermédiaire croît ou reste constant lorsque z diminue, contrairement à ce qu'il se produit pour les noyaux actifs très lumineux.

4.3.4 Résultats des comptages

Pour évaluer la contribution des galaxies normales au fond diffus X, nous vérifions d'abord la capacité du modèle de noyau actif décrit ci-dessus à reproduire les comptages profonds.

4.3.4.1 Noyaux actifs

Nous utilisons ici l'ajustement analytique de Cowie et al. (2002) qui reprennent les comptages X obtenus avec plusieurs observatoires (dont CHANDRA, BeppoSAX et ASCA) dans la bande d'énergies 2 – 8 keV, en les corrigeant des écarts de normalisation qui existent d'une observation à l'autre. Nous reprenons également les ajustements de comptages cumulatifs de Campana et al. (2001) obtenus dans les bandes 0.5 – 2 keV et 2 – 8 keV à partir d'observations du satellite CHANDRA.

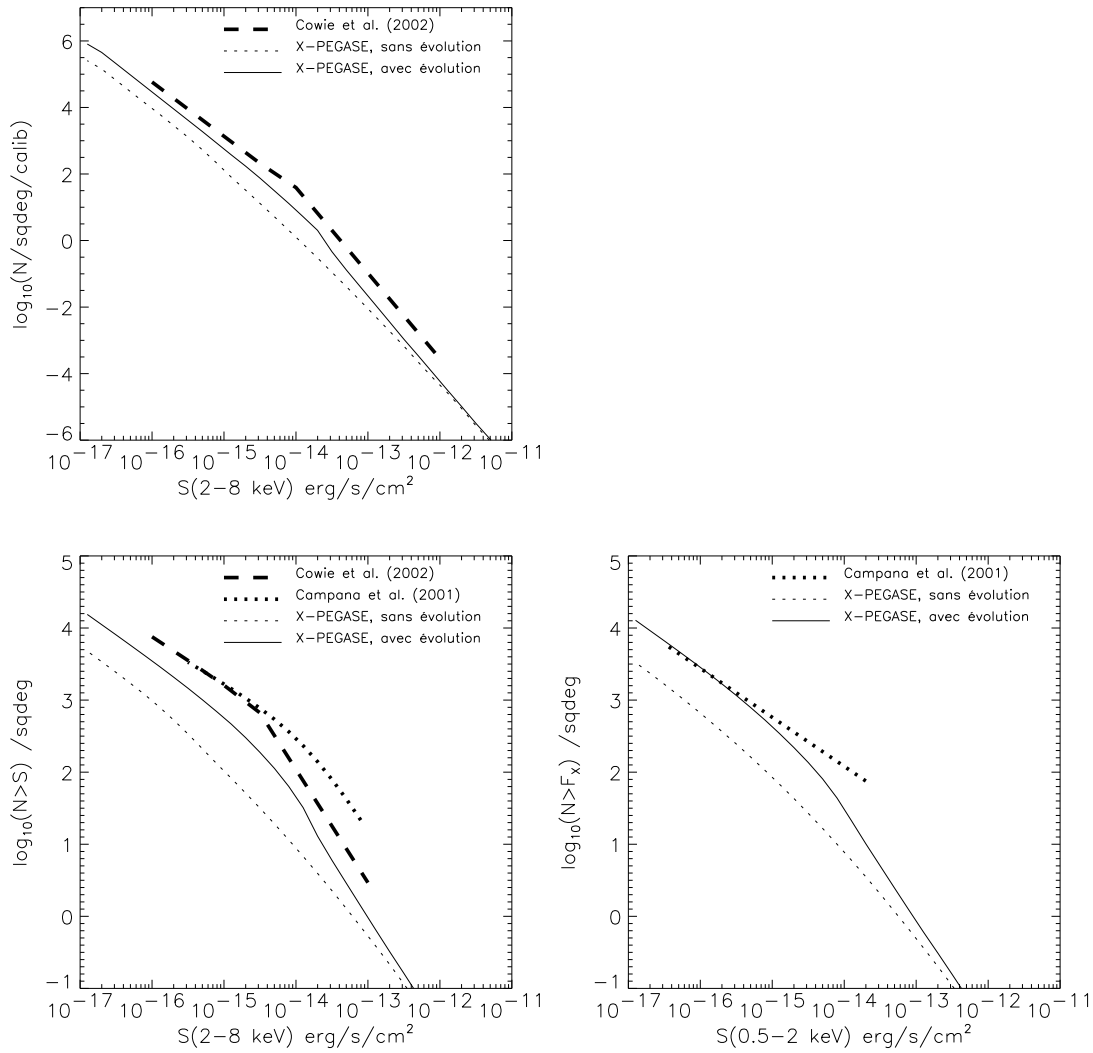


FIG. 4.19 – Prédications de comptages en X de noyaux actifs non-obscureis avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) évolution de la fonction de luminosité. Les traits épais représentent les ajustements de Cowie et al. (2002) et Campana et al. (2001) des comptages profonds.

La figure 4.19 présente les comptages X de noyaux actifs. Les ajustements analytiques des données sont en traits épais. De plus, nous avons tracé en traits fins les résultats obtenus avec le modèle très simplifié de noyau actif décrit ci-dessus. Nous n'avons cependant considéré que la contribution des sources non obscurcies. Or il semble (Comastri et al., 1995; Hasinger et al., 2001) que les noyaux actifs obscurcis dominent le fond diffus X aux grandes énergies. Cela explique le déficit constaté entre nos prédictions et les observations dans la bande 2 – 8 keV. En revanche, dans la partie « molle » du spectre (bande 0.5 – 2 keV), l'ajustement aux données de Campana et al. (2001) est assez bon. Notons que l'ajustement analytique de ces auteurs pour des flux supérieurs à 10^{-14} erg.s⁻¹.cm⁻² n'est pas très bon et que le modèle simple que nous utilisons produit un meilleur ajustement.

4.3.4.2 Galaxies normales

Ayant vérifié que le modèle simple de noyau actif proposé ici peut expliquer (de façon grossière en comparaison avec les modèles de fond diffus plus perfectionnés comme celui de Gilli et al., 1999) les comptages profonds aux longueurs d'onde X, nous proposons maintenant d'estimer la contribution des galaxies normales au fond diffus X. Pour ce faire, nous vérifions tout d'abord que les fonctions de luminosité proposées pour ces galaxies normales reproduisent bien les comptages de galaxies aux longueurs d'onde optiques et proche infrarouge.

La figure 4.20 présente les prédictions de comptages calculées en adoptant les fonctions de luminosité de Heyl et al. (1997). Les points de cette figure représentent les observations confondues de nombreux auteurs, dont les références pourront être trouvées dans Fioc & Rocca-Volmerange (1997). En particulier, les comptages les plus profonds sont ceux de Williams et al. (1996) (HDF) dans les quatre bandes B, U, I et K, et ceux de Moustakas et al. (1997) dans la bande K. On peut constater un très bon ajustement des observations lorsqu'on tient compte de l'évolution des galaxies (traits pleins) avec les scénarios d'évolution adoptés.

La bonne capacité à reproduire les comptages optiques qu'ont les scénarios et les fonctions de luminosité adoptés pour les galaxies normales nous permet de présenter maintenant sur la figure 4.21 les prédictions de comptages X des galaxies normales. On constate, comme on pouvait l'attendre à l'examen des fonctions de luminosité X, que la contribution de ces galaxies au fond diffus est très faible, de l'ordre de 1/1000 dans la bande 2 – 8 keV, et environ 1/100 dans la bande 0.5 – 2 keV. Nous nous proposons de l'estimer maintenant plus précisément, et de comparer notre estimation à celle faite par d'autres auteurs.

4.3.5 Fraction de galaxies normales dans les comptages X

Almaini et al. (1997) font une étude du relevé ROSAT et estiment qu'environ 20 à 40% du flux X du fond diffus à 1 keV est dû aux galaxies dont les magnitudes en bandes B sont inférieures à 23. Ils soupçonnent que pour un grand nombre d'entre elles, un noyau actif obscurci est la principale source de l'émission X.

Nous avons calculé la contribution des galaxies normales au fond diffus à 1 keV, en utilisant les fonctions de luminosité et les scénarios d'évolution présentés plus haut. La figure 4.22 représente, en fonction d'une magnitude limite b_j^{sup} (abscisses), le flux X à 1 keV dû aux galaxies

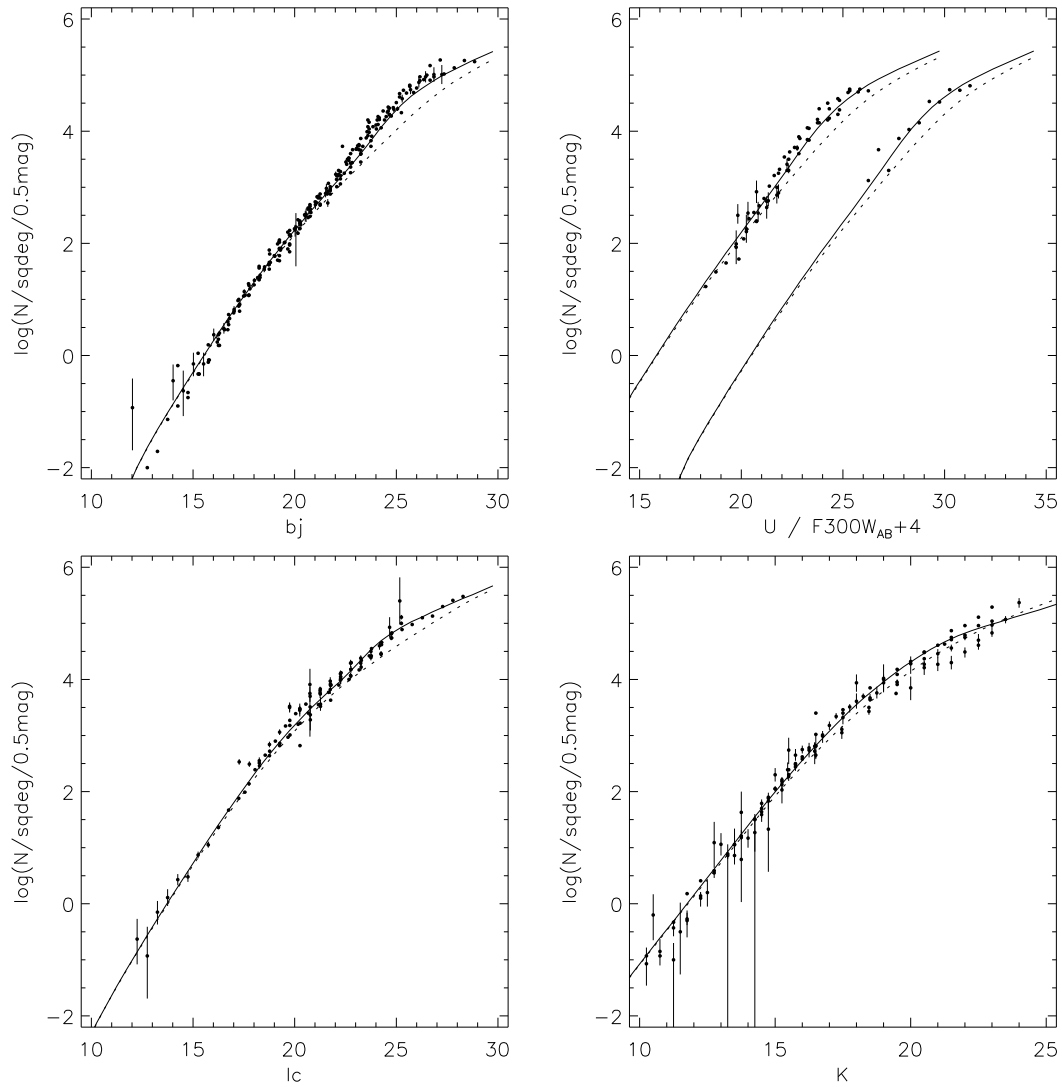


FIG. 4.20 – *Prédictions de comptages et comparaison aux observations récentes, avec tous les types de galaxies et les fonctions de luminosité définies en bande B Fioc & Rocca-Volmerange (1997); Heyl et al. (1997).*

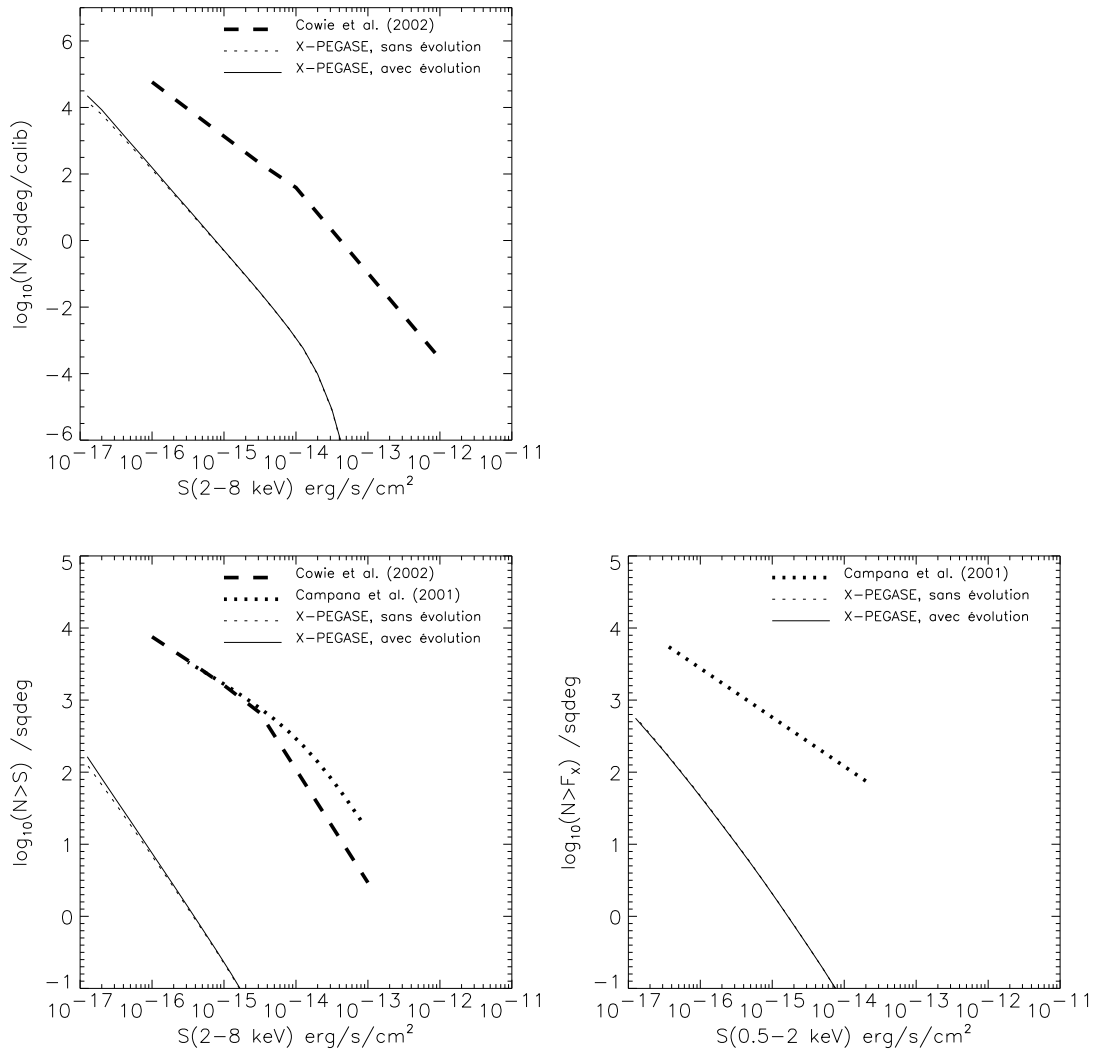


FIG. 4.21 – Prédications de comptages en X de galaxies normales avec évolution (trait plein) et sans évolution (trait pointillé), en utilisant les fonctions de luminosité en bande B de Heyl et al. (1997). Les traits épais représentent les ajustements du fond diffus X de Cowie et al. (2002) et Campana et al. (2001).

normales qui ont une magnitude $b_j < b_j^{\text{sup}}$.

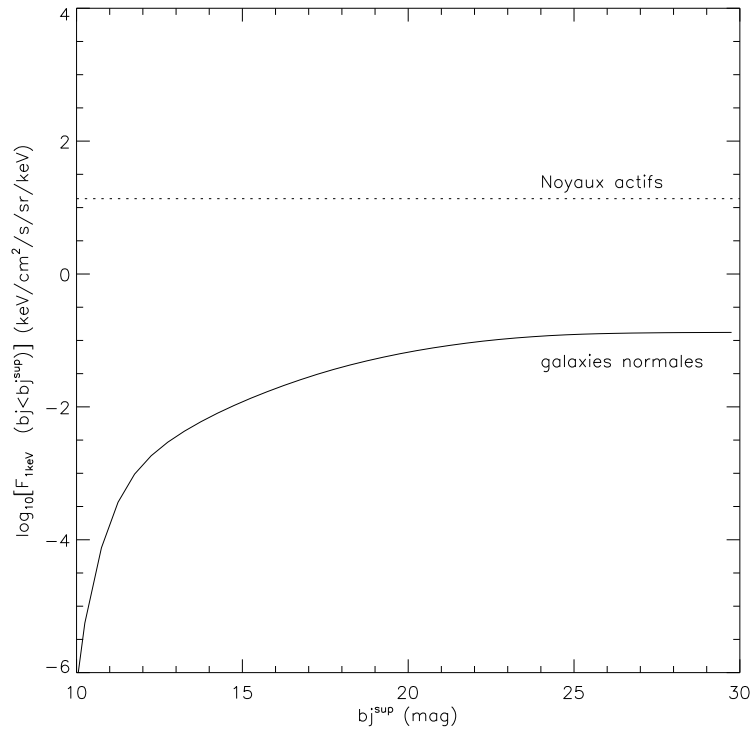


FIG. 4.22 – Contribution des galaxies normales au fond diffus X. Pour chaque magnitude b_j^{sup} , le flux X représenté en ordonnées est celui dû aux galaxies de magnitudes $b_j < b_j^{\text{sup}}$.

On mesure sur la figure 4.22 que les galaxies vérifiant $b_j < 23$ ont un flux total de $7.8 \times 10^{-2} \text{ keV.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$. Or, d'après Hasinger (1993b), le fond diffus X a un flux de $13.0 \pm 0.2 \text{ keV.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ à 1 keV. Ce flux est compatible avec le flux que nous prédisons pour les noyaux actifs ($11.8 \text{ keV.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) avec la fonction de luminosité décrite ci-dessus, et nous le représentons en pointillés sur la figure 4.22. Il apparaît ainsi que la contribution des galaxies normales de magnitude B inférieure à 23 au fond diffus X est de 0.6%. On remarque que cette valeur est bien inférieure à celle estimée par Almaini et al. (1997). Cette différence tient certainement au fait que nous n'avons pas associé explicitement les noyaux actifs aux galaxies visibles en optique. Nous avons en effet considéré jusqu'à présent que les fonctions de luminosité des galaxies et des noyaux actifs étaient dissociées. Pour rejoindre les estimations de Almaini et al. (1997), il faudrait faire le lien entre les noyaux actifs et leurs galaxies hôtes. Or les pentes des fonctions de luminosité étant assez différentes pour ces deux types d'objets, il n'est pas évident de trouver un lien simple entre eux qui rendrait compte de ces différentes pentes.

En revanche, Hornschemeier et al. (2002) estiment que les galaxies spirales dépourvues de noyau actif représentent environ 1% du fond diffus X, ce qui est du même ordre de grandeur que notre estimation (qui inclut toutefois également la contribution des galaxies elliptiques). Par ailleurs, Ptak et al. (2001) estiment également la fraction du fond diffus X due aux galaxies

à formation d'étoiles dans le Hubble Deep Field North, et concluent à une valeur proche de 4%. Cette valeur, supérieure à notre estimation, est déduite du modèle de Ghosh & White (2001) qui estime analytiquement les nombres d'émetteurs X sur la base de taux de formations d'étoiles exponentiels. De même, les travaux de nature plus observationnelle de Georgantopoulos et al. (1999) sur les fonctions de luminosité X des galaxies normales aboutissent à une valeur de cette même fraction proche de 4%.

4.3.6 Effets d'évolution

Nous nous sommes efforcés de mettre évidence dans les figures de comptages précédentes les différences de prédictions lorsqu'on tient compte ou non de l'évolution des objets lumineux (galaxies ou noyaux actifs). Aux longueurs d'onde optiques, l'effet d'évolution est assez net. L'examen des courbes prédites montre même que cet effet d'évolution (qui correspond à la correction e décrite plus haut) est nécessaire pour reproduire les comptages profonds.

Dans les bandes X, l'effet d'évolution de la fonction de luminosité avec le décalage spectral est bien mise en évidence lorsqu'on compare les prédictions de comptages avec les observations du fond diffus. Par contre, il apparaît que le fait de suivre ou non l'évolution des galaxies n'a qu'une faible influence sur les prédictions de comptages. Ceci est vrai jusqu'aux limites de sensibilité atteintes aujourd'hui par les comptages profonds. Mais à des flux de l'ordre de 10^{-17} erg.s⁻¹.cm⁻², l'effet d'évolution devient plus grand. L'observation d'un tel effet n'est pas encore à l'ordre du jour. Toutefois, des techniques d'observation astucieuses (comme celle de l'analyse par empilement) permettront peut-être d'atteindre ces sensibilités dans un avenir proche.

4.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons prédit quantitativement les nombres de sources émettrices de rayons X dans les galaxies jeunes et évoluées. Nous avons alors pu comparer ces prédictions aux observations de ces sources dans la Galaxie et dans les galaxies voisines de la nôtre, et constater un bon accord. Nous avons également décrit les prédictions de spectres X de sursauts de formation d'étoiles à différents âges et différentes métallicités, pour constater que la majorité des photons ionisants dans les régions H II sont en réalité produits par les étoiles à des longueurs d'onde plus grandes que $\simeq 200$ Å. Nous avons ensuite prédit l'évolution de la luminosité X des galaxies de tous types spectraux, et vérifié un bon accord entre les observations à $z = 0$ et nos prédictions. Les premières estimations de la luminosité X des galaxies spirales à $z \simeq 1$ et $z \simeq 3$ ont été comparées avec nos prédictions, et nous avons constaté un déficit dans la luminosité prédite par nos modèles. Son origine est probablement liée à l'absence de modélisation du gaz chaud dans les galaxies spirales qui peut se révéler cruciale dans les phases précoces de l'évolution. Enfin, nous avons estimé la fraction du fond diffus X qui peut être attribuée aux galaxies normales. Les limites de sensibilité actuelles des comptages profonds commencent à rendre possible la comparaison de ces estimations aux observations.

Nous avons cependant vu que la modélisation des nombres de sources émettrices X est

délicate. En particulier, Cerviño et al. (2001); Cerviño & Valls-Gabaud (2003) ont souligné les difficultés rencontrées par les modèles d'évolution pour rendre compte d'observations (en particulier les taux de supernovae) lorsqu'un petit nombre d'objets interviennent. Le caractère *discret* de certaines quantités est en effet mal pris en compte dans ces modèles. Ceci est vrai en particulier dans notre cas pour les phases précoces de l'évolution, lorsqu'un très faible nombre de binaires X ou de supernovae sont présentes dans les galaxies.

Par ailleurs, pour raffiner le modèle, il nous faudrait inclure une composante de gaz chaud associée à la formation d'étoiles. Celle-ci pourrait permettre de rendre compte des grandes luminosités X observées à $z \simeq 3$, et de la fraction de la luminosité attribuée à un milieu diffus dans les galaxies spirales locales (Read & Ponman, 2001, par exemple).

Enfin, nous avons bien mis en évidence l'importance de modéliser correctement l'évolution de la métallicité du gaz présent dans les galaxies. Elle intervient en effet principalement lors de l'absorption du rayonnement par le milieu interstellaire froid, et lors de la manifestation des restes de supernovae. Nous reviendrons plus en détail sur les effets de métallicité dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Effets de métallicité

Sommaire

5.1	Évolution de la métallicité	138
5.1.1	Enrichissement du gaz en métaux par les SN II	138
5.1.2	Enrichissement du gaz en métaux par les SN Ia	141
5.1.3	Éléments α	142
5.2	Signatures de métallicité dans les spectres	143
5.2.1	Domaine X	143
5.2.2	Domaine optique	143

Nous avons rencontré plusieurs fois dans les chapitres précédents des quantités physiques qui dépendent directement de la métallicité du milieu interstellaire, c'est-à-dire de la fraction massique d'éléments chimiques autres que l'hydrogène ou l'hélium qu'il contient. Nous nous proposons ici d'explicitier l'origine de ces métaux. Une partie de ces métaux sont produits par la nucléosynthèse primordiale à l'occasion du Big Bang, mais en quantités très faible à cause de l'expansion rapide de l'univers. Ils sont en revanche synthétisés massivement lors d'explosions d'étoiles, mais les différentes classes de supernovae ne les produisent pas dans les mêmes quantités ni dans les mêmes proportions. Nous détaillerons donc ces productions pour chaque type de supernovae. Le principe du calcul de l'évolution de la métallicité sera également expliqué. Nous avons repris et développé l'algorithme du code PÉGASE pour l'appliquer non plus à l'ensemble des métaux, mais à chaque élément chimique. Nous pouvons donc non seulement suivre l'évolution de la métallicité d'une population stellaire, mais aussi l'évolution des *abondances* chimiques (c'est-à-dire les rapports de masse des différents éléments.) Nous verrons alors que ces éléments chimiques se distinguent en deux classes suivant leur origine. Enfin, nous résumerons les différentes manifestations des évolutions de métallicité du milieu interstellaire et des étoiles (qui sont intimement liées) sur le spectre total d'une galaxie, que ce soit dans les longueurs d'onde X ou bien dans le continu optique.

5.1 Évolution de la métallicité

5.1.1 Enrichissement du gaz en métaux par les SN II

On considère généralement que les étoiles plus massives que $8 M_{\odot}$ explosent en supernovae de type II (SN II). En réalité, la convection interne des étoiles augmente l'efficacité des réactions nucléaires et favorise l'instabilité gravitationnelle. Des étoiles de plus petites masses peuvent donc être instables et exploser en SN II. Les tracés d'évolution stellaire que nous utilisons dans le code PÉGASE sont ceux de l'équipe de Padoue (Girardi et al., 1996; Fagotto et al., 1994a,b,c; Bressan et al., 1993), et prennent en compte cette convection pénétrative, qui dépend directement de la métallicité. En conséquence, les masses minimales d'étoiles produisant des SN II dépendent de la métallicité. Le tableau 5.1 reproduit ces valeurs qui ne sont cependant pas très précises (elles sont arrondies à l'unité de masse solaire près).

Z	0.1	0.05	0.02	0.008	0.004	0.0004	0.0001
$M(SNII)_{\min}$	$5.0 M_{\odot}$	$7.0 M_{\odot}$	$7.0 M_{\odot}$	$6.0 M_{\odot}$	$6.0 M_{\odot}$	$7.0 M_{\odot}$	$7.0 M_{\odot}$

TAB. 5.1 – *Masses minimales des progéniteurs des SN II dans les tracés de l'équipe de Padoue en tenant compte de la convection pénétrative.*

5.1.1.1 Modèles de nucléosynthèse

En explosant, les étoiles produisent par fusion des éléments chimiques lourds à partir d'éléments légers. L'hydrogène se transforme en hélium qui fusionne lui-même en éléments plus lourds. Une chaîne de fusion se produit jusqu'à la synthèse du fer. Mais la nucléosynthèse des étoiles est encore mal connue. En particulier, les phénomènes de perte de masse au cours de

la vie de l'étoile (vents stellaires) ont une grande influence sur l'état physique de celle-ci au moment de son explosion, et donc sur sa production de métaux. Les principaux modèles de nucléosynthèse au moment de l'explosion des SNII sont ceux de Woosley & Weaver (1995) et de Nomoto et al. (1997). Ces deux modèles sont en bon accord pour des masses inférieures à $30 M_{\odot}$. Au delà, en revanche, les rejets de métaux calculés par Nomoto et al. (1997) sont généralement très supérieurs à ceux prédits par Woosley & Weaver (1995).

Les différences les plus significatives entre ces deux modèles sont la prise en compte par Woosley & Weaver (1995) de la dépendance avec la métallicité ainsi que de la perte de masse par les étoiles au cours de la phase Wolf-Rayet. La perte de masse d'hydrogène et d'hélium au cours de cette phase prive la supernova des éléments légers qui permettent de synthétiser des éléments plus lourds. En conséquence, les rejets de métaux calculés par Woosley & Weaver (1995) sont plus faibles.

Outre la prise en compte de la perte de masse, un des avantages de ce modèle est sa dépendance avec la métallicité du progéniteur. La nucléosynthèse des isotopes plus légers que le zinc (Zn) est calculée pour des progéniteurs de masses et de métallicités variées, en tenant compte de la convection durant la vie de l'étoile. La grille de masses utilisée est 12.07, 13.07, 15.08, 18.10, 20.11, 22.12, 25.14, 30.16, 35.19 et $40.22 M_{\odot}$. Les calculs sont faits pour les métallicités 0, 10^{-4} , 0.01, 0.1 et 1 fois la métallicité solaire (avec $Z_{\odot} = 0.02$).

Toujours selon Woosley & Weaver (1995), l'explosion de l'étoile est modélisée par un piston qui éjecte la matière violemment, de manière à obtenir une énergie cinétique à l'infini de 1.2×10^{51} erg. Dans une première phase, l'étoile se contracte jusqu'à ce que le piston arrive à un rayon $R = 500$ km du centre de l'étoile. Puis, lors du rebond, la trajectoire du piston est celle d'un projectile lancé à une vitesse v_0 :

$$\frac{dR}{dt} = [\alpha GM_{\text{piston}}(R^{-1} - R_{\text{min}}^{-1}) + v_0^2]^{1/2} \quad (5.1)$$

Le paramètre α est choisi de façon à obtenir une vitesse nulle à $R = 10^9$ cm.

Le piston se situe généralement à la périphérie du coeur de fer (c'est-à-dire l'endroit où le silicium fusionne en fer), et éjecte toute la matière qui se situe au delà.

Woosley & Weaver (1995) ont publié trois modèles d'explosion, notés A, B et C. Ils se distinguent principalement par le choix du paramètre v_0 de l'explosion. Les vitesses d'éjection (de l'ordre de 2×10^4 km.s⁻¹) varient de façon croissante du modèle A au modèle C (de 1.7×10^4 à 2.5×10^4 km.s⁻¹ pour $M = 40 M_{\odot}$ par exemple).

Il faut par ailleurs noter qu'une des faiblesses de ce modèle réside dans le choix assez arbitraire du taux de réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, alors que les rejets calculés sont très sensibles à ce paramètre.

5.1.1.2 Rejets de fer et d'oxygène pendant l'explosion

Woosley & Weaver (1995) fournissent les rejets de divers isotopes présents dans l'enveloppe en expansion 2.5×10^4 secondes après l'explosion, c'est à dire lorsque les réactions nucléaires (hors désintégration radioactive) ne se produisent plus. Certains de ces isotopes ne sont pas

encore désintégrés en éléments plus légers : par exemple, le ^{56}Ni se désintègre (période de 6 jours) en ^{56}Co qui se désintègre lui-même en ^{56}Fe (période de 77 jours). De même, le ^{57}Ni se désintègre en ^{57}Co qui se désintègre en ^{57}Fe . Le ^{58}Co se désintègre en ^{58}Fe .

Pour obtenir les rejets de fer au bout d'un temps très supérieur à ces périodes de désintégration, nous avons sommé les isotopes susceptibles de se désintégrer en fer. Nous obtenons les résultats du tableau 5.2 pour le modèle B. Les deux autres modèles donnent des résultats similaires, avec toutefois des différences importantes pour les grandes masses stellaires (au delà de $30 M_{\odot}$).

Isotope	12.07 M_{\odot}	13.07 M_{\odot}	15.08 M_{\odot}	18.10 M_{\odot}	20.11 M_{\odot}
H	5.96	6.32	6.98	7.89	8.24
He	4.11	4.51	5.24	6.28	6.72
^{54}Fe	2.97e-03	4.33e-03	7.59e-03	8.77e-03	1.27e-02
^{56}Fe	5.55e-02	1.46e-01	1.30e-01	8.29e-02	1.07e-01
^{57}Fe	3.16e-03	6.42e-03	4.76e-03	2.34e-03	2.62e-03
^{58}Fe	9.41e-05	1.65e-04	3.11e-04	5.39e-04	3.97e-04
^{16}O	2.10e-01	2.72e-01	6.80e-01	1.13	1.94
rejet total	10.7	11.6	13.6	16.3	18.0
Isotope	22.12 M_{\odot}	25.14 M_{\odot}	30.16 M_{\odot}	35.19 M_{\odot}	40.22 M_{\odot}
H	8.79	9.40	10.5	11.5	12.5
He	7.51	8.64	10.4	11.9	13.6
^{54}Fe	1.52e-02	1.64e-02	1.34e-02	1.64e-03	1.67e-03
^{56}Fe	2.26e-01	1.55e-01	1.47e-02	2.79e-02	2.84e-02
^{57}Fe	6.77e-03	4.25e-03	1.64e-02	1.26e-03	1.41e-03
^{58}Fe	6.33e-04	9.26e-04	1.22e-03	1.52e-03	1.69e-03
^{16}O	2.38	3.25	4.88	5.82	6.03
rejet total	20.1	23.1	28.2	31.3	34.5

TAB. 5.2 – *Masses brutes de fer et d'oxygène rejetées par les SNII à $Z = Z_{\odot}$ (Woosley & Weaver, 1995, modèle B). Les masses d'hydrogène et d'hélium ainsi que le rejet total sont également précisés.*

5.1.1.3 Rejets de supernovae et vents stellaires

Les modèles de Woosley & Weaver (1995) ne prennent pas en compte les vents stellaires. Nous étendons ici la procédure utilisée par Fioc & Rocca-Volmerange (1997) pour combiner les rejets de supernovae de type II et les vents stellaires.

La masse m_S^0 que devrait avoir le résidu en l'absence de vents est calculée directement à partir des rejets fournis par Woosley & Weaver (1995), en extrapolant linéairement, si besoin est, au delà de $40M_{\odot}$. La masse du résidu en présence de vents m_S est alors déduite de m_S^0 par une multiplication par le rapport entre la masse du progéniteur à l'issue des vents m_V fournie par l'équipe de Padoue, et la masse initiale m^0 . La plus petite masse des résidus de Woosley & Weaver (1995) est $1.28 M_{\odot}$. Nous adoptons cette valeur minimale pour les résidus afin d'éviter des valeurs absurdes de m_S . Si r_S est la masse rejetée lors de l'explosion, on a alors $r_S = m_V - m_S$. Si l'on suppose que les vents, qui se manifestent à la surface de l'étoile n'ont pas changé la structure du cœur, on peut alors prendre la masse de métaux rejetée par la supernova r_{ZS} égale à celle rejetée en l'absence de vents r_{ZS}^0 . De même pour les différents éléments rejetés E_i (fer, oxygène,...), on note $r_{E_iS} = r_{E_iS}^0$. Cependant, dans les cas absurdes où le rejet de métaux r_{ZS} ainsi calculé est supérieur au rejet total r_S (ce qui peut arriver à métallicité élevée car les vents entament en réalité la masse du cœur d'hélium et réduisent le rejet des métaux), on impose $r_{ZS} = r_S$. La valeur de r_{E_iS} est alors également affectée et on prend $r_{E_iS} = r_{E_iS}^0 \frac{r_S}{r_{ZS}^0}$.

Élément	SN Ia	SN II (Z_{\odot} , 20 M_{\odot})
^{56}Fe	0.672	0.107
^{16}O	0.143	1.94

TAB. 5.3 – *Masses rejetées par les SNIa dans le modèle W7 de Nomoto et al. (1997). Les SNIa produisent principalement du ^{56}Fe , et beaucoup moins de ^{16}O .*

On a ainsi

$$m_S = \max\left(m_s^0 \frac{m_V}{m^0}, 1.28M_{\odot}\right), \quad (5.2)$$

$$r_S = m_V - m_S, \quad (5.3)$$

$$r_{ZS} = \min(r_{ZS}^0, r_S), \quad (5.4)$$

$$r_{E_iS} = \max\left(r_{E_iS}^0, r_{E_iS}^0 \frac{r_S}{r_{ZS}^0}\right) \quad (5.5)$$

avec

m^0 : masse initiale de l'étoile,

m_V : masse de l'étoile à l'issue du vent stellaire,

m_S^0 : masse du résidu en absence de vents stellaires,

m_S : masse du résidu en tenant compte des vents,

r_S : masse totale du rejet de matière par la supernova,

r_{ZS}^0 : masse de métal rejeté par la supernova en absence de vents,

r_{ZS} : masse de métal rejeté par la supernova en présence de vents

(mais cela n'inclut pas les métaux rejetés par les vents),

$r_{E_iS}^0$: masse de l'élément i rejeté par la supernova en absence de vents,

r_{E_iS} : masse de l'élément i rejeté par la supernova en présence de vents

(même remarque qu'au dessus)

Il faut noter que nous n'avons pas calculé le rejet de chaque élément i dans le milieu interstellaire par les vents stellaires, avant que l'étoile explose. Nous le prenons en compte en fin de vie, en incluant les rejets par les vents au cours de la vie de l'étoile, ce qui ne change pas notablement l'évolution chimique.

5.1.2 Enrichissement du gaz en métaux par les SN Ia

Pour calculer l'enrichissement du gaz par les SNIa, PÉGASE utilise les modèles W7 de Nomoto et al. (1997). Le taux d'accrétion de la naine blanche peut, d'après leur modèle, être rapide et s'effectuer en un peu plus d'une dizaine de millions d'années une fois que l'étoile secondaire a atteint le stade de géante. Mais il faut au préalable que la naine blanche ait pu se former (par l'explosion d'une SN II par exemple), ce qui peut prendre quelques dizaines de millions d'années. Les SN Ia produisent ainsi des métaux dans des phases plutôt tardives de l'évolution galactique contrairement aux SN II. Les rejets calculés par Nomoto et al. (1997) sont ceux du tableau 5.3. Ces rejets sont valables pour toutes les SN Ia : celles-ci ont des masses très voisines les unes des autres (masse de Chandrasekhar) et les effets de métallicité ne sont pas pris en compte (calculs pour la métallicité solaire).

5.1.3 Éléments α

Nous avons vu que certains éléments chimiques sont produits préférentiellement dans les SNII et d'autres dans les SNIa. Les éléments O, Mg, Si, Ca, Ti (qui sont dits « α ») sont principalement synthétisés par les SNII, et contribuent majoritairement à la métallicité totale. D'autres éléments (comme Fe notamment) sont créés lors d'explosions de SNIa. Cette dichotomie donne lieu à des rapports d'abondances divers dans les sites galactiques.

En effet, les SNII, qui apparaissent très tôt après un épisode de formation d'étoiles, enrichissent le milieu interstellaire en éléments α . On retrouve d'ailleurs ces éléments en grandes quantités dans les halos de galaxies spirales et plus généralement dans les bulbes de galaxies. Cela confirme en effet l'âge vieux des étoiles dans ces sites qui n'ont ensuite pas été beaucoup contaminés (par du fer par exemple) par de la formation d'étoiles plus récente. Dans les disques de galaxies spirales, on observe le contraire : la formation d'étoiles plus continue a permis au milieu interstellaire de s'enrichir en fer. Tout cela explique le fait qu'on observe un sur-abondance (par rapport au voisinage solaire) des éléments α dans les galaxies dominées par les bulbes, donc par des étoiles vieilles. Cette sur-abondance se traduit par des quantités $[\alpha/Fe]$ ($[Mg/Fe]$, $[O/Fe]$, etc.) positives. Rappelons que si α et Fe désignent des abondances, on peut écrire par définition

$$[\alpha/Fe] = \frac{\alpha/Fe}{(\alpha/Fe)_{\odot}}. \quad (5.6)$$

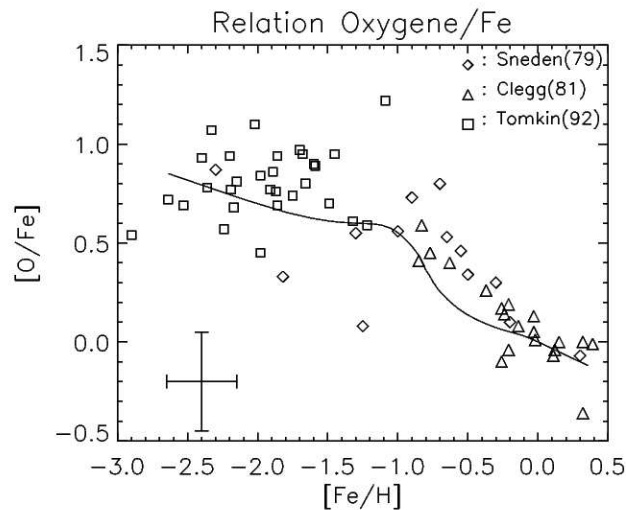


FIG. 5.1 – Relation $[O/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$. Les petites valeurs de $[Fe/H]$ correspondent à la phase dominée par les SNII. La décroissance du rapport $[O/Fe]$ correspond ensuite à l'enrichissement en fer plus important par les SNIa. Les symboles sont des observations de divers auteurs, et la ligne continue correspond au modèle de galaxie spirale adopté.

La figure 5.1 illustre la relation observée dans le voisinage solaire et le halo galactique entre $[O/Fe]$ et $[Fe/H]$.

5.2 Signatures de métallicité dans les spectres

5.2.1 Domaine X

Dans les spectres X, la métallicité se manifeste dans plusieurs sites. Tout d'abord, le milieu interstellaire choqué par les explosions de supernovae est porté localement à des températures élevées, et rayonne fortement dans les hautes énergies. L'état physique (densité, métallicité) du milieu interstellaire proche de la supernova au moment de son explosion détermine alors en partie la forme du spectre X émis. En particulier, la métallicité (figures 2.3) a une influence directe et grande sur la luminosité moyenne du reste de supernova. Cet effet se retrouve sur la figure 4.13 qui illustre les rapports L_X/L_B moyens pour tous les types spectraux de galaxies. La luminosité X est ici mesurée dans la bandes d'énergies « molle », où les restes de supernovae dominant le spectre.

De plus, la distribution spectrale du gaz chaud présent dans les galaxies elliptiques et dans les galaxies à formation d'étoiles intense dépend directement de sa température, mais aussi de sa métallicité. Nous avons vu au chapitre 4 que le changement induit sur L_X dans la bande 0.2 – 4 keV lorsqu'on passe de Z_\odot à $Z_\odot/5$ est proche d'un facteur 4.

De même, la transmission du milieu interstellaire est directement fonction de la métallicité qui a un effet comparable à celui de la densité de colonne (figure 2.15 par exemple). De plus, si le rôle de la poussière est petit dans l'absorption des rayons X, il est toutefois important de modéliser les quantités de gaz et de poussières (qui ont respectivement des effets majeurs sur les domaines X et optique) de façon cohérente, en respectant la corrélation observée entre ces deux quantités.

L'effet global de la métallicité sur les spectre X de sursauts instantanés de formation d'étoiles est illustré sur la figure 4.7. On peut constater que cet effet est petit devant celui du vieillissement des populations stellaires, mais qu'il devient important aux métallicités plus grandes que Z_\odot . Les tracés d'évolution stellaires souffrent cependant de grandes incertitudes à de telles métallicités, rendant ces prédictions délicates.

De façon générale, il faut également noter que les rapports d'abondances chimiques peuvent avoir une influence notable sur les spectres. Cela a été mis en évidence pour la transmission du milieu interstellaire dans la figure 4.3 par exemple.

5.2.2 Domaine optique

Dans le domaine optique, la prise en compte de l'évolution de la métallicité est également importante pour prédire de façon fiable les spectres de galaxies. Cet effet a été par exemple mis en évidence dans Floc (1997). La métallicité intervient en effet dans plusieurs phases du calcul d'un spectre galactique, depuis les tracés d'évolution stellaire jusqu'aux spectres stellaires eux-mêmes. La métallicité peut augmenter les taux de réactions nucléaires comme par exemple celles du cycle CNO qui permet la fusion de l'hydrogène en hélium dans les étoiles massives. De grandes quantités de métaux ou d'hélium dans les étoiles peuvent également raccourcir leurs durées de vie, en les privant du combustible primaire : l'hydrogène. L'intensité des vents stellaires, qui produisent une perte de masse de l'étoile pendant sa vie, est également fonction

de la métallicité. Enfin, l'opacité des étoiles augmente avec Z , ce qui, surtout pour les étoiles de faible masse, tend à augmenter leur durée de vie.

Par ailleurs, les rapports d'abondances chimiques ont une faible influence sur les spectres optiques à basse résolution, mais sont de première importance à haute résolution. Nous verrons dans le chapitre suivant que les raies stellaires qui sont accessibles à des résolutions spectrales élevées, peuvent fournir de précieux renseignements sur la formation d'étoiles passée, notamment par les mesures des rapports $[\alpha/Fe]$.

Chapitre 6

Évolution à haute résolution spectrale dans le visible : PÉGASE-HR

Sommaire

6.1	ÉLODIE	147
6.2	Insertion d'ÉLODIE dans PÉGASE	148
6.2.1	Interpolation des spectres ÉLODIE	148
6.2.2	Comparaison des bibliothèques BASEL et ÉLODIE	150
6.3	Indices spectraux de métallicité et d'âge	152
6.3.1	Variations du spectre avec l'âge et avec la métallicité	152
6.3.2	Indices de Lick	152
6.3.3	Recherche de nouveaux indices	154
6.3.4	Haute ou très haute résolution spectrale ?	156
6.3.5	Diagrammes âge-métallicité autour de la raie H γ	158
6.3.6	Influence de la dispersion de vitesse sur les indices	159
6.4	Application à des échantillons de galaxies	159
6.5	Perspectives	161
6.6	Article soumis à Astronomy&Astrophysics	164

La nouvelle génération de télescopes optiques et d'instruments qui leur sont associés permet aujourd'hui d'acquérir des spectres d'objets diffus à haute résolution spectrale dans le visible. De plus, les grandes surfaces collectrices de ces télescopes rendent possible, avec des temps de pose relativement courts, l'obtention de données de qualité, avec des rapports signal-sur-bruit élevés.

Ces spectres à haute résolution ont une grande valeur ajoutée par rapport à la photométrie ou aux spectres à basse résolution. En effet, si le domaine spectral couvert est généralement plus petit, ne permettant que rarement une analyse du continu, la haute résolution spectrale permet en revanche de résoudre les raies dues à des éléments chimiques particuliers, voire de mesurer leur profil dont l'étude peut fournir des informations sur la cinématique des étoiles. Cette autre partie des informations contenues dans un spectre nous renseigne, comme nous allons le voir, sur la métallicité et l'âge des étoiles.

Pour analyser pleinement les spectres de galaxies obtenus aujourd'hui avec des résolutions spectrales élevées ($R \simeq 1000 - 10000$), les modèles d'évolution spectrale existant aujourd'hui sont partiellement mis en échec pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, la résolution spectrale des spectres stellaires utilisés (les bibliothèques de spectres) est généralement insuffisante. La bibliothèque synthétique de Kurucz (1992), reprise par Lejeune et al. (1997, 1998) pour créer la bibliothèque BASEL, a un pouvoir de résolution $\lambda/\delta\lambda$ de l'ordre de 200 dans le visible. D'autres bibliothèques de spectres existent mais leur résolution spectrale reste souvent faible. Récemment, J.F. Le Borgne et al. (2003b) ont publié une nouvelle bibliothèque de spectres stellaires observés dans le visible (STELIB), avec une résolution spectrale moyenne ($R \simeq 2000$) qui se rapproche de celle des spectres de galaxies observées avec les télescopes de 10 mètres et leurs spectromètres. Un besoin fort se fait sentir de la part de la communauté scientifique pour analyser les grandes quantités de données qui sont acquises chaque année.

Par ailleurs, les modèles d'évolution spectrale de galaxies connaissent aujourd'hui un autre point faible : celui de la modélisation des abondances chimiques. Des modèles d'évolution chimique perfectionnés existent, prenant en compte les évolutions individuelles des abondances de chaque élément chimique dans le milieu interstellaire et dans les étoiles. Ils intègrent les derniers résultats théoriques sur l'évolution stellaire (BIB ?), la perte de masse des étoiles par les vents, et la nucléosynthèse des éléments légers (principalement au sein des étoiles) et lourds (exclusivement lors des explosions de supernovae). Pour l'évolution spectrale, les quantités de métaux sont de première importance. Tout d'abord, de celles-ci dépendent les spectres de la lumière émise par les étoiles. Comme nous le verrons plus loin, les profondeurs des raies d'absorption produites dans les atmosphères stellaires sont fonction des abondances des éléments chimiques responsables. De plus, l'évolution des paramètres d'état d'une étoile est, elle aussi, dépendante de la métallicité. Les tracés d'évolution stellaire existant actuellement tiennent compte de cette dépendance, mais au premier ordre seulement : seule la métallicité initiale est prise en compte, sans détailler l'influence de rapports d'abondances variés pour une métallicité donnée.

Les théories de l'évolution stellaire ne sont malheureusement pas encore suffisamment raffinées pour permettre l'amélioration des tracés d'évolution. En revanche, un effort peut être mené pour construire des bibliothèques de spectres dont une dimension supplémentaire serait

les rapports d'abondances.

Le travail présenté ici concerne uniquement l'utilisation d'une bibliothèque de spectres observés à très haute résolution spectrale dans le code d'évolution spectrale de galaxies PÉGASE. Le nouveau nom donné au code d'évolution contenant cette bibliothèque est PÉGASE-HR (pour Haute Résolution). Comme nous allons le voir, un tel outil peut fournir de nouvelles contraintes sur l'estimation de l'histoire de la formation d'étoiles et sur la métallicité des galaxies, de façon complémentaire aux modèles à basse résolution spectrale.

6.1 ÉLODIE, une nouvelle bibliothèque de spectres

Depuis plusieurs années, des efforts sont réalisés pour construire des bibliothèques de spectres à haute résolution spectrale paramétrées par la température effective des étoiles et leur gravité de surface, mais aussi, et surtout, par leur métallicité.

L'approche la plus commode consiste à calculer une collection de spectres stellaires à l'aide de modèles d'atmosphère. Tous les paramètres physiques (température, gravité de surface, métallicité) peuvent être explorés et l'on peut faire correspondre à chaque jeu de paramètres un spectre théorique. Kurucz (1992) a développé un code à cet effet (ATLAS12), permettant le calcul de spectres stellaires à basse résolution ($R \simeq 200$). Ce code a ensuite été raffiné (SYNTHÉ) pour permettre le calcul de spectres à très haute résolution ($R = 500\,000$). Cependant, Kurucz (1998) estime que ces spectres ne reproduisent correctement ni le profil ni la profondeur des raies observées dans les étoiles à haute résolution. Une bibliothèque complète a pourtant été calculée grâce à ce code par Bertone et al. (2002). Ces bibliothèques présentent l'avantage d'être complètes et facilement intégrables dans un code numérique du fait de la régularité dans l'espace des paramètres des grilles de spectres produites. Cependant, leur comparaison à des spectres réels est souvent délicate. Non seulement les raies sont mal reproduites (à cause d'imprécisions dans les mesures en laboratoires de constantes atomiques), mais le continu est souvent également mal ajusté dans certains domaines de longueurs d'onde. Des corrections photométriques empiriques sont alors nécessaires (bibliothèque BASEL, Lejeune et al., 1997, 1998; Westera et al., 2002).

Une autre approche consiste à utiliser des spectres d'étoiles observées dans différents sites (le voisinage solaire, les nuages de Magellan, le centre galactique, etc.). L'immense avantage que l'on peut avoir à utiliser ces spectres plutôt que des spectres synthétiques est qu'ils permettent, si l'on modélise correctement les proportions de chaque type d'étoile, de reproduire précisément des spectres observés d'amas globulaires ou de galaxies. Une étude précise des constituants galactiques est alors possible. Si les raies stellaires sont souvent très bien reproduites, une attention particulière doit être portée à la calibration des continus qui peuvent être difficiles à déterminer à cause des techniques d'observation (spectromètres à échelle, sensibilité du détecteur en fonction de la longueur d'onde, etc.).

En revanche, ces bibliothèques présentent un inconvénient majeur : leur incomplétude. En effet, seules les étoiles du voisinage solaire sont généralement facilement observables aux moyennes et grandes résolutions spectrales. De ce fait, la grande majorité des spectres ainsi obtenus correspond à des étoiles dont la métallicité est presque solaire. L'échantillonnage de l'es-

pace des paramètres physiques est généralement pauvre aux métallicités inférieures à $Z_{\odot}/5$ ou supérieures à $2 \times Z_{\odot}$. Pour compenser cet effet, il faut observer le plus grand nombre d'étoiles possible (plusieurs centaines, voire plusieurs milliers), et interpoler prudemment les spectres lorsqu'on les combine pour synthétiser des galaxies. De plus, la détermination des paramètres physique d'une étoile d'après son spectre est bien souvent délicate.

ÉLODIE est un ensemble de spectres stellaires observés à l'Observatoire de Haute Provence (Soubiran et al., 1998) avec un spectromètre à échelle à la résolution $R = 42000$, et rassemblés en une archive accessible sur internet (Prugniel & Soubiran, 2001b) via la base de données HyperLeda¹. Le domaine spectral s'étend de 4000 à 6800Å, couvrant la moitié de la bande B classique, et presque toute la bande V. Cette archive a été enrichie en spectres au fur et à mesure des observations (Prugniel & Soubiran, 2001a). Dans sa version actuelle, elle comporte 1791 spectres d'environ 1400 étoiles, et sa couverture en température effective, gravité de surface et métallicité est exceptionnelle (figure 6.1). Ces paramètres stellaires sont déterminés par une procédure d'identification de spectres appelée TGMET (Katz et al., 1998).

La très haute résolution disponible ($R = 42000$) est souvent très inadaptée à l'usage que l'on pourrait en faire sur des galaxies, les spectres disponibles actuellement n'atteignant jamais ce niveau de détail. Pour cette raison, mais aussi pour augmenter le rapport signal-sur-bruit par élément de spectre (500/Å), la résolution est réduite à $R = 10000$. L'échantillonnage est alors de 0.2 Å, soit une fréquence légèrement supérieure à la fréquence de Shannon ($f = (hc/\lambda)/2$), ce qui permet de conserver toute l'information à cette résolution spectrale.

6.2 Insertion d'ÉLODIE dans PÉGASE

6.2.1 Interpolation des spectres ÉLODIE

Le code d'évolution PÉGASE utilisait jusqu'à présent la bibliothèque de spectres BASEL, qui comporte 4422 spectres d'étoiles synthétiques, dont les continus sont ajustés grâce à ces observations photométriques. Ces spectres sont répartis très régulièrement dans l'espace des paramètres ($\log_{10} T_{\text{eff}}$, $\log_{10} g$, $[\text{Fe}/\text{H}]^2$), permettant un bon contrôle des erreurs numériques réalisées lors des calculs effectués dans le code d'évolution.

Pour intégrer les spectres ÉLODIE au code PÉGASE, un pré-traitement est donc nécessaire. Les spectres de l'archive ont été interpolés sur la grille de paramètres de BASEL à l'aide de polynômes faisant intervenir les termes $\log_{10} T_{\text{eff}}$, $\log_{10} g$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$, ainsi que des produits et des puissances entières de ces termes (Prugniel & Soubiran, 2003). Ces polynômes sont fortement inspirés de ceux utilisés par Gorgas et al. (1993) et Worthey et al. (1994) (aussi appelés *fitting functions*) qui donnent des expressions d'indices spectraux en fonction des paramètres stellaires. Le nombre et la forme des termes du polynôme sont choisis de façon à minimiser les différences de couleur entre les spectres BASEL et ÉLODIE après interpolation, dans l'ensemble de la grille de paramètres. Plusieurs itérations ont été nécessaires, et nous avons effectué de nombreux tests pour parvenir à un bon accord, que nous illustrons dans la section suivante.

¹<http://leda.univ-lyon1.fr/>

²avec $[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{10} \left(\frac{\text{Fe}/\text{H}}{(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}} \right)$

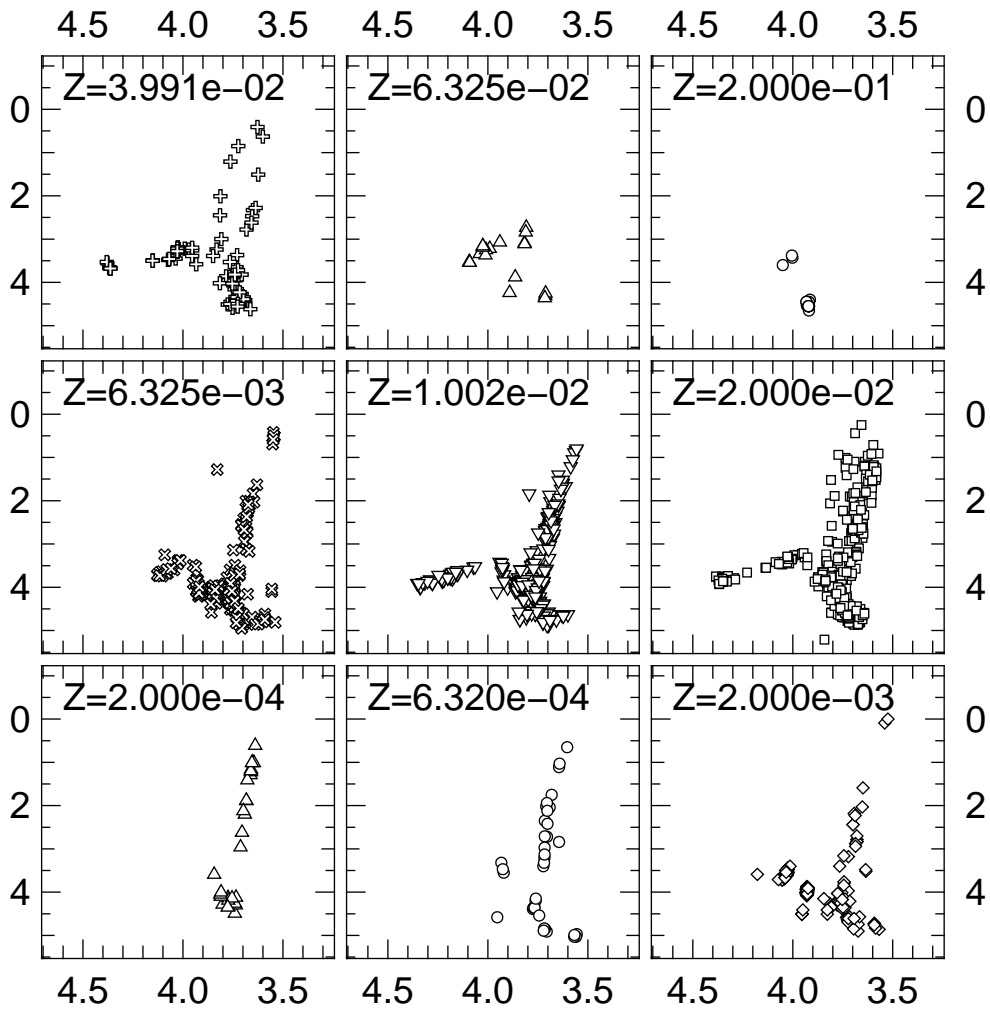


FIG. 6.1 – Couverture de la bibliothèque ÉLODIE pour 9 métallicités (Z). Les abscisses correspondent à $\log_{10} T_{\text{eff}}$, et les ordonnées à $\log_{10} g$. (figure empruntée à Ariane Lançon)

Les coefficients du polynôme sont calculés de façon à minimiser les écarts, sur toute la grille, entre un spectre original et un spectre interpolé.

Cette opération est nécessaire mais elle présente des inconvénients. En effet, le nombre de spectres interpolés étant plus grand que le nombre de spectres originaux, il est facile de voir que l'information est rendue globalement redondante. Cependant, dans les zones du diagramme HR où la densité de spectres observés est la plus grande, c'est le contraire qui se produit : on remplace une multitude de spectres stellaires observés par quelques spectres interpolés. La diversité des spectres est ainsi lissée par l'interpolation polynomiale à certains endroits. Dans les zones de faible ou de grande métallicité (relativement à la métallicité solaire), ou bien pour les étoiles de faible température ($\log_{10} T_{\text{eff}} < 3.3$), les interpolations sont parfois très incertaines pour deux raisons. La première est la faible couverture de l'espace des paramètres dans ces régions, qui ne permet pas, comme à métallicité solaire sur la séquence principale, de lisser les fluctuations d'un spectre à l'autre. Les spectres interpolés dans ces régions le

sont à partir de quelques étoiles dans le meilleur des cas. De plus, l'interpolation polynomiale entraîne naturellement des divergences aux extrémités de l'espace des paramètres (T_{eff} , g , Z). Nous avons contourné cette difficulté en bordant artificiellement cet espace de paramètres par des étoiles virtuelles ayant des spectres similaires aux étoiles réelles situées à proximité. Enfin, il faut prendre garde à ce que le polynôme d'interpolation ne « mélange » pas des régions de l'espace de paramètres qui correspondent à des étoiles de nature physique (type spectral, classe de luminosité) très différente.

La forme des spectres étant (légèrement, nous le verrons) altérée lors de ce processus, il n'est pas aisé d'estimer la qualité réelle des spectres interpolés. Elle reste cependant très proche de celle des spectres d'origine, surtout dans les régions les mieux couvertes par les étoiles réelles. Fort heureusement, ces régions contiennent les étoiles qui, souvent, contribuent le plus au spectre synthétique d'une galaxie.

Dans la suite, nous appellerons « bibliothèque ÉLODIE » l'ensemble de spectres interpolés par cette procédure, et nous ferons référence aux spectres stellaires observés par le terme *archive*.

6.2.2 Comparaison des bibliothèques BASEL et ÉLODIE

Nous présentons sur la figure 6.2 les différences de couleur que nous avons mesurées entre les bibliothèques BASEL et ÉLODIE pour les 4422 spectres des bibliothèques stellaires, désignés par leur température effective (T_{eff}), leur gravité de surface g , et leur métallicité ($[\text{Fe}/\text{H}]$). Chaque métallicité, ($[\text{Fe}/\text{H}]$ variant de -2.5 à $+1$) est représentée séparément. La quantité représentée par des triangles est

$$\Delta(B - R) = (B - R)_{\text{ÉLODIE}} - (B - R)_{\text{BASEL}}, \quad (6.1)$$

où B et R sont des filtres fictifs dont la différence vaut

$$(B - R) = -2.5 \times \log_{10} \left(\frac{\int_{\lambda=4200}^{4500} F_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda=6400}^{6700} F_{\lambda} d\lambda} \right). \quad (6.2)$$

Un triangle pointant vers le haut signifie qu'un spectre ÉLODIE est plus rouge que le spectre BASEL correspondant.

Il apparaît que ces différences sont généralement relativement petites (typiquement inférieures à 0.5 magnitude), surtout à métallicité solaire, où l'interpolation est robuste grâce au grand nombre de spectres. Une différence importante existe pour les étoiles naines à des températures effectives $\log_{10} T_{\text{eff}} < 3.5$. L'archive ÉLODIE en comporte en effet très peu, et l'interpolation à ces températures est incertaine. Cependant, nous avons vérifié (Le Borgne et al., 2003a) que ces étoiles contribuent faiblement à une population stellaire simple. Les spectres synthétiques de populations d'étoiles sont donc peu modifiés à basse résolution.

Ce type de comparaison a également été effectué pour des populations stellaires simples, en adoptant une fonction de masse initiale de Salpeter. On constate que les différences de couleur $B - R$ entre les spectres calculés avec PÉGASE et ceux produits par PÉGASE-HR sont inférieures à 0.3 magnitude, même dans les cas les plus défavorables (populations jeunes, donc

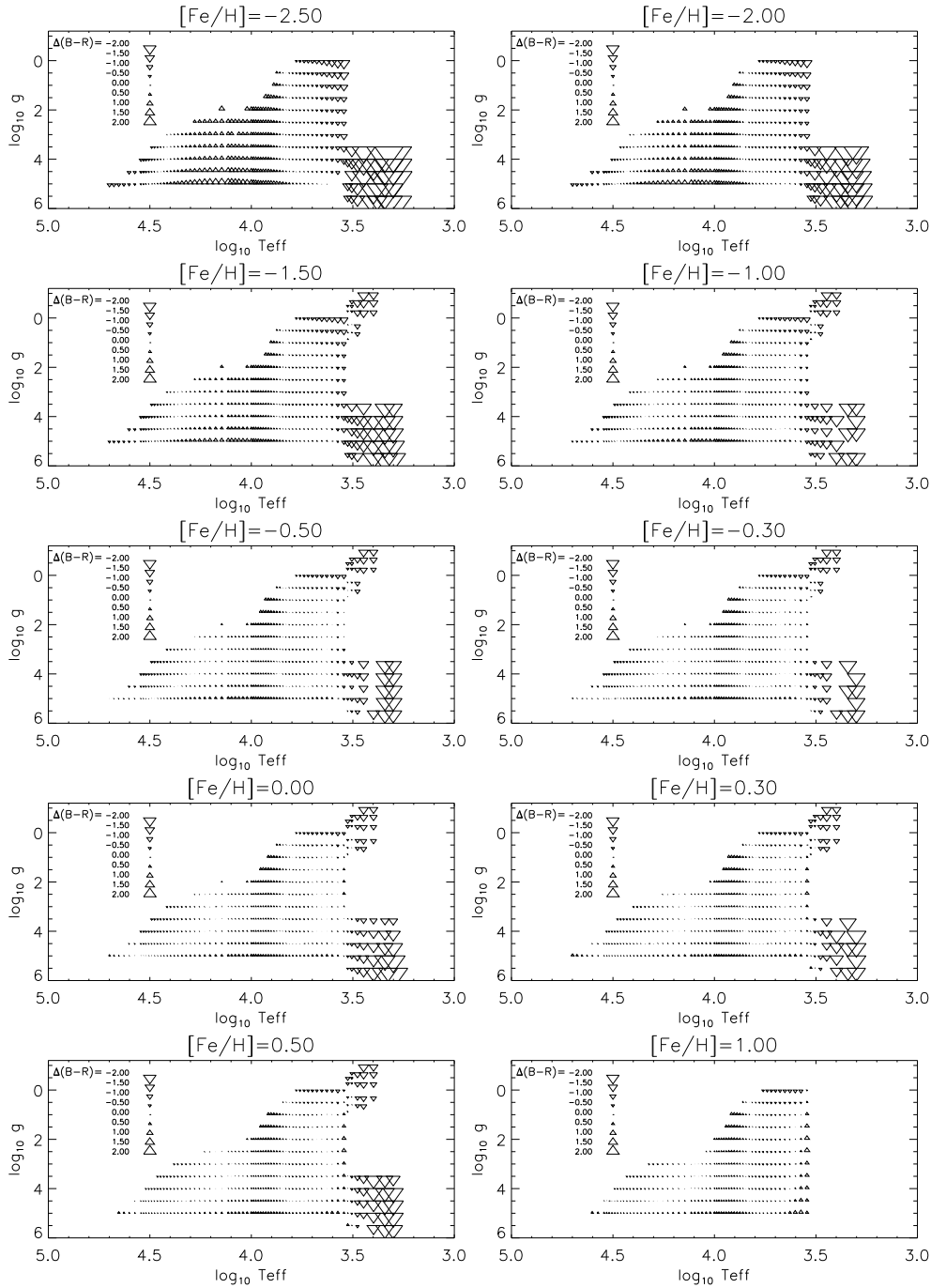


FIG. 6.2 – *Comparaison des couleurs des 4422 spectres des bibliothèques stellaires BASEL et ÉLODIE. Les valeurs positives (triangles pointant vers le haut) correspondent aux spectres pour lesquels la couleur $B - R$ est plus rouge dans ÉLODIE que dans BASEL. Aux basses températures par exemple, les spectres ÉLODIE sont plus bleus que les spectres BASEL correspondants.*

constituées d'étoiles chaudes sous-représentées dans l'archive ÉLODIE). Le plus souvent, ces différences sont inférieures à 0.15 magnitude. De plus, le flux intégré diffère de moins de 5% à

tous les âges et à toutes les métallicités (Le Borgne et al., 2003a).

6.3 Indices spectraux de métallicité et d'âge

L'un des intérêts d'un code d'évolution spectrale de galaxies est de prédire les spectres de populations stellaires simples (c'est-à-dire d'ensembles d'étoiles formées au même moment) ainsi que de galaxies si l'on se fixe des scénarios de formation d'étoiles.

On peut alors comparer les prédictions réalisées à des données observationnelles et tenter ainsi d'estimer l'âge et la métallicité des populations stellaires. Mais le plus souvent, en utilisant comme critères les couleurs du spectre ou des ruptures caractéristiques (décrément de Balmer par exemple), il n'est pas possible de déterminer de façon unique le couple âge-métallicité. Ceci a été souligné par Worthey (1994) qui a mis en évidence le fait que la plupart de ces indicateurs restent constants lorsque l'on fait varier l'âge et la métallicité dans un rapport $\delta \log(\text{âge}) / \delta \log(Z) \approx 3/2$. Pour lever cette dégénérescence entre l'âge et la métallicité, l'utilisation d'informations contenues à des résolutions spectrales plus élevées est nécessaire. Des indices à moyenne résolution (indices de Lick) caractérisent particulièrement bien l'âge ou la métallicité d'une population d'étoiles. Après avoir décrits ces indices brièvement, nous présenterons le travail que nous avons effectué pour la recherche de nouveaux indices à bande spectrale étroite et à très haute résolution, en utilisant la bibliothèque ÉLODIE, dans le but de réaliser des diagnostics précis d'âge et de métallicité.

6.3.1 Variations du spectre avec l'âge et avec la métallicité

Nous illustrons sur la figure 6.3 les changements dans les raies proches de Fe $\lambda 5270$ en absorption, pour des populations stellaires simples, lorsque l'âge (à métallicité solaire) ou la métallicité (à 12×10^9 ans) varient. La fonction de masse initiale est celle de Salpeter. Nous représentons également les variations de la largeur équivalente de la raie Fe5270 en fonction de l'âge et de la métallicité.

6.3.2 Indices de Lick

Pour caractériser les dépendances des profondeurs de raie avec l'âge ou la métallicité, on peut mesurer les largeurs équivalentes de ces raies, c'est-à-dire la quantité

$$EW = \frac{\int (F(\lambda) - F_c) d\lambda}{F_c} \quad (6.3)$$

où F_c est le flux du continu à l'endroit de la raie.

Cependant, la notion de *continu* est délicate et sa détermination est souvent un peu subjective. Pour remédier à cette difficulté, on peut définir ce continu de façon assez précise et robuste à partir du spectre (Rose et al., 1994; Worthey, 1994). Les indices dits « de Lick » sont construits de cette façon. Deux points sont définis sur le spectre autour d'une raie, l'un dans la partie la plus énergétique (bleue), l'autre dans la partie la moins énergétique (rouge).

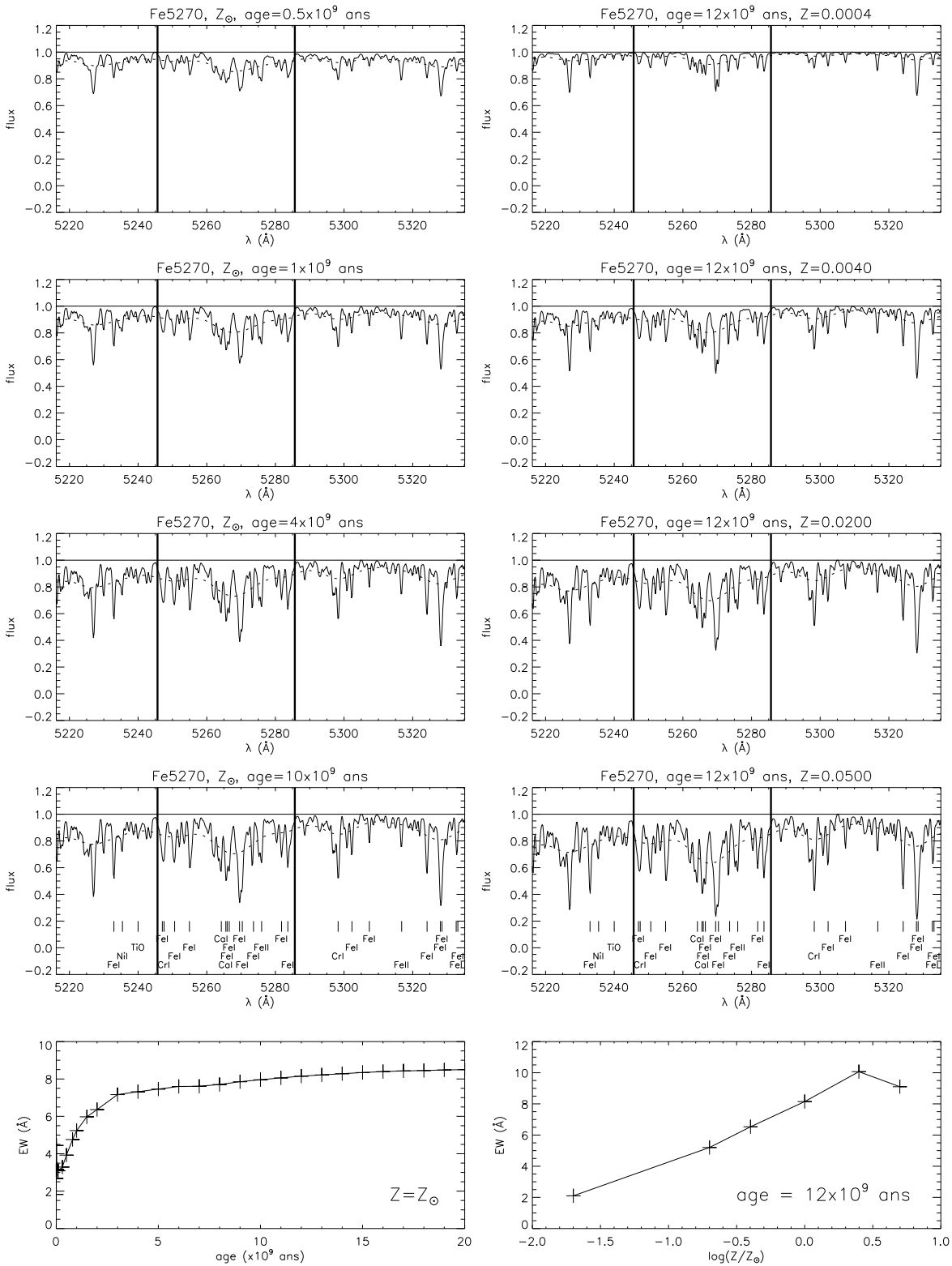


FIG. 6.3 – Exemple d'évolution d'une raie du fer.

Chacun de ces points est défini à partir d'une fenêtre : sa longueur d'onde et son flux sont respectivement la longueur d'onde moyenne et le flux moyen dans la fenêtre. Le segment de droite joignant ces points est appelé « pseudo-continu »¹. Un avantage intéressant de la notion de pseudo-continu est qu'elle permet de faire apparaître artificiellement des sensibilités marquées d'un indice à l'âge ou à la métallicité, ce qui n'est pas possible en choisissant comme continu l'enveloppe supérieure du spectre (comme le font Bica & Alloin, 1986a, par exemple). Les définitions d'indices de Lick des raies de Balmer font ainsi intervenir des pseudo-continus qui varient avec la métallicité dans des quantités égales aux variations de la raie elle-même. De ce fait, la dépendance avec la métallicité s'annule, et seule une bonne dépendance avec l'âge subsiste.

Les indices de Lick sont donc chacun définis par une fenêtre bleue, une fenêtre rouge, et une fenêtre d'intégration sur laquelle est mesurée la largeur équivalente. Comme ils caractérisent des raies en absorption, leur signe est inversé par rapport à la définition précédente des largeurs équivalentes, pour produire, le plus souvent, des valeurs positives (Worthey et al., 1994) :

$$I = \int_{\lambda_{W1}}^{\lambda_{W2}} \frac{F_c(\lambda) - F(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda, \quad (6.4)$$

où λ_{W1} et λ_{W2} sont les extrémités de la fenêtre d'intégration, et

$$F_c(\lambda) = \frac{(\lambda - \lambda_B) \times F_R + (\lambda_R - \lambda) \times F_B}{\lambda_R - \lambda_B}, \quad (6.5)$$

où F_R , F_B , λ_R et λ_B sont les flux moyens et les longueurs d'onde moyennes dans les fenêtres rouge et bleue respectivement.

Par convention, contrairement aux indices de raies atomiques qui sont exprimés en Å, les indices de raies moléculaires (comme Mg₂) sont exprimés en termes de magnitude :

$$I_{\text{mol}} = -2.5 \times \log_{10} \left(\frac{1}{\lambda_{W2} - \lambda_{W1}} \int_{\lambda_{W1}}^{\lambda_{W2}} \frac{F(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \right) \quad (6.6)$$

De plus, ces indices sont définis avec la résolution spectrale de Lick, qui est dépend de la longueur d'onde, et dont des ajustements sont donnés par Worthey & Ottaviani (1997). Elle varie de façon non monotone entre 8 et 11 Å.

6.3.3 Recherche de nouveaux indices

6.3.3.1 Méthode

Considérons les spectres de populations stellaires simples $F_{i,j}$ à plusieurs âges (indice i , avec $\text{age}_i \in [1, 4, 10, 13] \times 10^9$ ans), et plusieurs métallicités (indice j , avec $Z_j \in [0.0004, 0.004, 0.02, 0.05]$).

Nous normalisons chaque spectre à son flux maximal dans une fenêtre glissante de largeur 100 Å (nous désignerons ces spectres par $F_{i,j}^{\text{norm}}$), puis nous définissons les gradients de profondeur de raies par rapport à l'âge ($\Delta\Phi_{\text{age}}$) ou la métallicité ($\Delta\Phi_Z$) calculés autour du point

¹Le pseudo-continu tient son nom du fait qu'il ne correspond pas au continu physique du spectre.

$(Z_{\odot} - 12 \times 10^9 \text{ ans}) :$

$$\Delta\Phi_Z = P_Z * \Delta\log_{10}(Z) \quad (6.7)$$

$$\Delta\Phi_{\text{age}} = P_{\text{age}} * \Delta\log_{10}(\text{age}) \quad (6.8)$$

avec

$$\Delta\log_{10}(Z) = \log_{10}(Z_4) - \log_{10}(Z_1) \quad (6.9)$$

$$\Delta\log_{10}(\text{age}) = \log_{10}(\text{age}_4) - \log_{10}(\text{age}_1) \quad (6.10)$$

et où P_Z et P_{age} sont les pentes des ajustements linéaires par la méthode des moindres carrés de $(1 - F_{i,j}^{\text{norm}})$ en fonction de $\log_{10}(Z_j)$ et $\log_{10}(\text{age}_i)$ respectivement. $\Delta\Phi_{\text{age}}$ et $\Delta\Phi_Z$ représentent donc les variations « lissées » de la « profondeur » du spectre normalisé lorsqu'on passe de 1 à 13×10^9 ans et de $Z_{\odot}/50$ à $2.5 \times Z_{\odot}$.

Ces quantités sont représentées sur une portion du spectre de population stellaire simple dans la figure 6.4, avec un rapport signal-sur-bruit de 50.

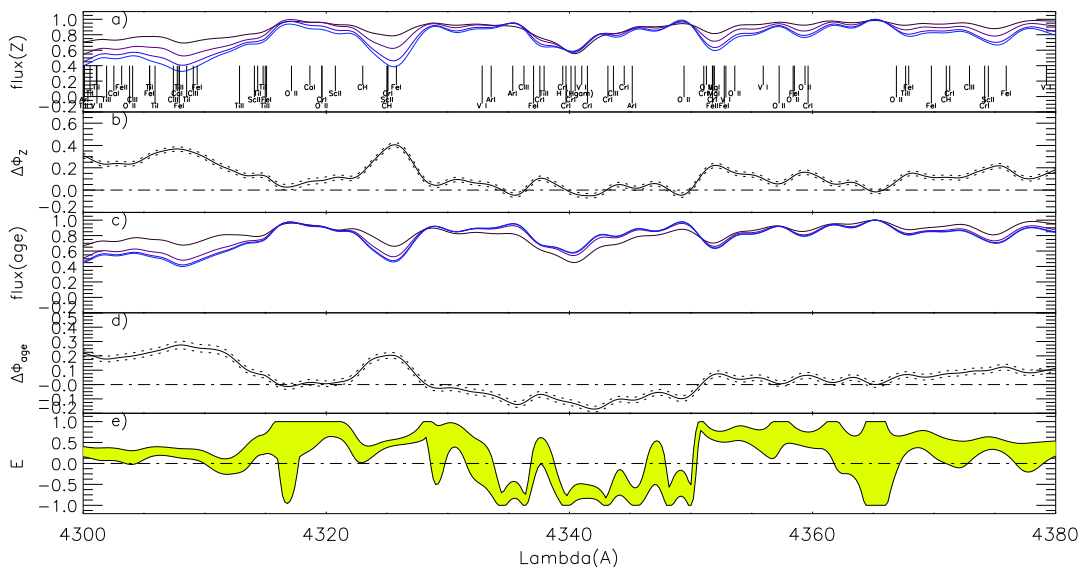


FIG. 6.4 – a) Variations avec la métallicité d'une portion de spectre normalisé de population stellaire simple autour de la raie $H\gamma$. b) Gradient de profondeur de raies par rapport à la métallicité. c) et d) Comme les deux premiers panneaux, mais en faisant varier l'âge. e) Estimateur E de sensibilité à la métallicité ou à l'âge. Le rapport signal-sur-bruit est partout pris égal à 50.

Notre but étant de construire des indices qui varient exclusivement avec l'âge ou avec la métallicité, nous cherchons un estimateur de la sensibilité d'un point quelconque du spectre à l'âge ou à la métallicité. Nous appelons E cet estimateur défini pour toutes les longueurs d'onde, et dont les valeurs sont comprises entre -1 et $+1$:

$$E = \frac{|\Delta\Phi_Z| - |\Delta\Phi_{\text{age}}|}{\max(|\Delta\Phi_Z|, |\Delta\Phi_{\text{age}}|)} \quad (6.11)$$

Ainsi, un point du spectre beaucoup plus sensible à un changement de métallicité que d'âge conduira à une valeur de E proche de 1. Le contraire donnera une valeur de E proche de -1 .

6.3.3.2 Intervalle de confiance et rapport signal-sur-bruit

Les rapports signal-sur-bruit des spectres observés et des spectres de la bibliothèque stellaire n'étant pas infinis, les valeurs de $\Delta\Phi_Z$ et $\Delta\Phi_{\text{age}}$ doivent être données dans un intervalle de confiance. Cet intervalle de confiance est non seulement fonction du rapport signal-sur-bruit des spectres de la bibliothèque, mais aussi des moments d'ordre 1 des ajustements de $1 - F_{i,j}^{\text{norm}}$ qui fournissent les quantités $\Delta\Phi_Z$ et $\Delta\Phi_{\text{age}}$. Pour la sensibilité à la métallicité par exemple, nous avons

$$\Delta\Phi_Z - \varepsilon_Z \leq \Delta\Phi_Z \leq \Delta\Phi_Z + \varepsilon_Z \quad (6.12)$$

avec $\varepsilon_Z = \max(\frac{N}{S}, \sigma_{Z\text{-fit}})$. Le même calcul peut être mené pour la sensibilité à l'âge.

L'estimateur E est alors également donné dans un intervalle de confiance. Celui-ci est construit avec les valeurs minimales et maximales prises par E lorsque $\Delta\Phi_Z$ et $\Delta\Phi_{\text{age}}$ varient de $\pm\varepsilon_Z$ et $\pm\varepsilon_{\text{age}}$ respectivement.

A partir de l'estimateur E et de son intervalle de confiance, on peut chercher de nouveaux indices, définis de manière similaire aux indices de Lick, qui soient particulièrement sensibles à l'âge ou à la métallicité. Pour ce faire, il faut sélectionner les régions du spectre où l'intervalle de confiance sur l'estimateur est petit. Ceci assure des petites valeurs de ε_Z et de ε_{age} , et donc à la fois une bonne linéarité des variations du spectre avec l'âge ou la métallicité, et une faible sensibilité au bruit instrumental. De plus, lorsqu'on cherche un indice sensible à l'âge par exemple, on sélectionne les régions du pseudo-continu qui ont la même quantité $\Delta\Phi_Z$ moyenne que celle de la fenêtre d'intégration. Cela garantit en effet une évolution similaire du pseudo-continu et de la bande d'intégration avec la métallicité, et ne laisse donc apparaître qu'une sensibilité à l'âge.

6.3.4 Haute ou très haute résolution spectrale ?

Idéalement, on ne pourrait que retenir le ou les points du spectre les plus sensibles à l'âge pour déterminer l'âge d'une population stellaire, et faire la même chose pour la métallicité. Cependant, les contaminations par des raies en émission ou des pixels défectueux du détecteur ainsi que le bruit important souvent présent dans les spectres de galaxies faibles introduiraient des erreurs considérables sur les estimations. De plus, les dispersions de vitesses particulières des étoiles dans les galaxies élargissent les raies, et il faudrait tenir compte précisément de cette quantité souvent mal connue.

Pour remédier à cela, on est obligé de mesurer le flux intégré sur des portions de spectres de largeur au moins égale à l'élargissement cinématique des raies (qui peut être supérieur à 7 \AA pour des galaxies elliptiques). Dans le cas d'une seule région contiguë (c'est-à-dire pour des indices définis comme les indices de Lick), Cardiel et al. (1998) ont calculé l'erreur produite sur la mesure de l'indice en fonction du rapport signal-sur-bruit du spectre observé. Celle-ci

s'écrit

$$\sigma_{I_a} = \frac{c_1 - c_2 I_a}{SNR} \quad (6.13)$$

avec

$$c_2 \equiv \sqrt{\frac{1}{\Delta\lambda_c} + \left(\frac{\lambda_r - \lambda_c}{\lambda_r - \lambda_b}\right)^2 \frac{1}{\Delta\lambda_b} + \left(\frac{\lambda_c - \lambda_b}{\lambda_r - \lambda_b}\right)^2 \frac{1}{\Delta\lambda_r}} \quad (6.14)$$

$$c_1 \equiv \Delta\lambda_c c_2 \quad (6.15)$$

où SNR est le rapport signal-sur-bruit moyen par Å (pris égal à 50 dans la suite), les indices r , b et c désignent respectivement les fenêtres rouge, bleue et centrale (intégration), les quantités $\lambda_{r,b,c}$ sont les longueurs d'onde moyennes des fenêtres, et les quantités $\Delta\lambda_{r,b,c}$ désignent la largeur des fenêtres.

On remarque que la position ainsi que la largeur des fenêtres définissant le continu par rapport à la fenêtre d'intégration sont des données importantes dans ce calcul.

Un compromis doit donc être trouvé entre l'étroitesse des fenêtres (qui permet de sélectionner des zones très discriminatrices entre l'âge et la métallicité) et la petitesse des barres d'erreur de mesure d'indices (qui est favorisée par des fenêtres larges et un pseudo-continu défini loin de la fenêtre d'intégration).

Cette recherche systématique fait ressortir des conclusions définitives : les raies de Balmer sont les meilleurs indicateurs d'âge, comme cela a été souvent suggéré (par Worthey & Ottaviani, 1997, par exemple). Les raies du fer, du magnésium et du sodium sont d'excellents indicateurs de métallicité. De plus, pour ne pas produire d'erreurs de mesure trop importantes et pour ne pas être trop sensible à la dispersion de vitesse, les fenêtres définissant les indices doivent être plus larges qu'environ 2 Å.

Nom	intégration	fenêtre bleue	fenêtre rouge	FWHM (Å)
H γ _F	4332.500 4353.500	4284.750 4321.000	4356.000 4386.000	9.5
H γ _HR	4338.607 4342.347	4333.000 4335.000	4348.000 4350.000	2.7
H γ _Vaz	4332.000 4352.250	4331.000 4340.750	4359.250 4368.750	6.8
H γ _VHR	4339.000 4344.000	4334.000 4336.500	4348.000 4350.500	2.0
H γ _Z	4351.000 4354.000	4318.000 4322.500	4362.000 4365.000	2.0

TAB. 6.1 – Définitions de quelques indices autour de la raie H γ , définis à diverses résolutions (dernière colonne).

Le tableau 6.1 donne quelques définitions d'indices définis autour de la raie H γ pour déterminer le plus précisément possible l'âge d'une population stellaire. Ces indices sont définis à des résolutions spectrales variées. H γ _F désigne l'indice défini par Worthey & Ottaviani (1997); il est particulièrement adapté à des profils de raies correspondant à des étoiles de type F. A plus haute résolution, H γ _HR (Jones & Worthey, 1995) est particulièrement insensible à des variations de métallicité à tous les âges. H γ _Vaz (Vazdekis & Arimoto, 1999) est, lui, valable sur un grand intervalle de dispersions de vitesse autour de 200 km.s⁻¹.

Nous proposons deux nouveaux indices : H γ _VHR et H γ _Z. H γ _VHR (pour *Very High Resolution*) est défini à une résolution de 2 Å et adapte l'excellent indice H γ _HR à cette résolution.

L'indice $H\gamma_Z$, à la même résolution, est un indice original car bien qu'étant proche de la raie $H\gamma$, il est particulièrement sensible à la métallicité et relativement insensible à l'âge. Sa fenêtre d'intégration contient en effet principalement une raie du chrome. L'intérêt majeur de ce nouvel indice est qu'il est très proche d'autres très bons indices d'âge et peut donc être parfaitement complémentaire sur des spectres à haute résolution avec une couverture spectrale étroite.

Les performances de ces deux nouveaux indices sont mises en évidence dans le tableau 6.2 (en gras). Celui-ci donne, pour plusieurs indices utiles et connus, leur sensibilités à l'âge (par la quantité Δ_{age} , voir légende) et à la métallicité (par la quantité $\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$). Le tableau est classé par valeurs décroissantes du rapport de ces deux quantités, c'est-à-dire par sensibilités à la métallicité décroissantes.

Indice	$\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$	Δ_{age}	$\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}$	$\left(\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}\right)_{\text{WJ}}$
Fe5335	0.39	0.73	1.9	2.8
Fe5270	0.42	0.75	1.8	2.3
Mg_b	0.48	0.72	1.5	1.7
$H\gamma_Z$	0.79	1.09	1.4	
$H\gamma_A$	0.33	0.28	0.8	1.0
$H\gamma_F$	0.20	0.14	0.7	
$H\delta_A$	0.16	0.12	0.7	1.1
$H\gamma_{\text{Vaz}}$	-1.14	-0.42	0.4	
$H\beta$	-0.86	-0.27	0.3	0.6
$H\gamma_{\text{HR}}$	-7.98	-1.10	0.1	0.0
$H\gamma_{\text{VHR}}$	11.16	-1.22	-0.1	

TAB. 6.2 – Sensibilités d'indices spectraux à l'âge ($1 \dots 13 \times 10^9$ ans) et à la métallicité ($[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7 \dots 0.4$). $\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ représente le changement relatif de $[\text{Fe}/\text{H}]$ nécessaire pour obtenir une variation de 10 % de la valeur de l'indice au point de référence ($Z_{\odot} - 12 \times 10^9$ ans). Δ_{age} est la quantité correspondante pour l'âge. Des valeurs absolues élevées (respectivement petites) du rapport $\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}$ correspondent à une grande sensibilité à la métallicité (respectivement, à l'âge). Pour comparaison, la dernière colonne reproduit les valeurs du tableau 6 de Worthey (1994) et du tableau 2 de Jones & Worthey (1995).

6.3.5 Diagrammes âge-métallicité autour de la raie $H\gamma$

Pour effectuer facilement des diagnostics d'âge et de métallicité de populations stellaires, on peut utiliser des diagrammes où sont portés sur un axe un indice sensible à l'âge et sur l'autre un indice sensible à la métallicité. Si l'on calcule ces deux indices pour des populations stellaires simples synthétiques à divers âges et diverses métallicités, on construit alors des grilles qui peuvent servir de référence pour interpréter des observations. Ces grilles sont depuis longtemps utilisées pour analyser les populations de bulbes ou de galaxies elliptiques (par exemple Gorgas et al., 1993; Trager et al., 2000). Cependant, elles ont souvent des formes très étirées, rendant parfois difficiles les estimations précises et indépendantes de l'âge et de la métallicité. Des

grilles orthogonales sont donc de loin préférables (Jones & Worthey, 1995). De plus, les erreurs intrinsèques aux mesures des indices ne sont pas toujours bien évaluées.

Nous illustrons une variété de diagrammes théoriques de ce type sur la figure 6.5, avec l'indice de métallicité $\langle \text{Fe} \rangle = (\text{Fe}5270 + \text{Fe}5335)/2$ en abscisses et plusieurs indices d'âge en ordonnées. Les barres d'erreur de mesure associées sont calculées selon les formules de Cardiel et al. (1998). Ces barres d'erreur (équation 6.13) quantifient l'incertitude intrinsèque à la mesure d'un indice sur un spectre quand le rapport signal-sur-bruit du spectre n'est pas infini.

Les raies de Balmer sont naturellement de bons indicateurs d'âge mais ce sont les raies d'ordre supérieur à 2 qui sont les plus utiles. En effet, les raies en absorption $H\alpha$ et $H\beta$ sont souvent contaminées par ces mêmes raies produites en émission au sein de gaz ionisé. A partir de $H\gamma$, cet effet est moins important (on observe le rapport courant $H\gamma/H\beta \approx 0.5$ dans les régions H II). Nous avons donc concentré nos efforts sur la raie $H\gamma$. La raie $H\delta$ est également présente dans le spectre, mais les incertitudes sur les prédictions de cette dernière sont grandes : elle se situe dans la partie la plus bleue du spectre, où les effets de bord dus à l'interpolation peuvent être importants.

6.3.6 Influence de la dispersion de vitesse sur les indices

Comme nous l'avons dit plus haut, l'élargissement des raies produit par la dispersion non nulle des vitesses stellaires dans une galaxie rend les diagnostics délicats et une étude de l'influence de ce paramètre sur les estimations est nécessaire. Vazdekis & Arimoto (1999) ont porté une attention particulière à cet effet et ils se sont attachés à définir plusieurs indices autour de la raie $H\gamma$ qui soient insensibles à la dispersion de vitesse dans de larges domaines de celle-ci. Nous illustrons sur la figure 6.5 l'effet produit sur la mesure des quelques indices de $H\gamma$ au point $\{Z_{\odot}, 12 \times 10^9 \text{ ans}\}$, lorsqu'on passe d'un champ de dispersion de vitesses gaussien de 10 km.s^{-1} à 200 km.s^{-1} . On constate que les indices définis à haute résolution sont très sensibles à la dispersion de vitesse. Cependant, les formes générales des grilles ne sont pas beaucoup modifiées lorsqu'on fait varier la dispersion de vitesses et les diagnostics peuvent rester bons si l'on connaît bien cette dernière. Cela suppose cependant de recalculer la grille pour chaque dispersion de vitesse particulière. Les grilles que nous présentons ici sont calculées pour une résolution de $\text{FWHM} = 2\text{\AA}$ (FWHM est la largeur à mi-hauteur des raies). Ceci correspond à un champ gaussien de dispersion de vitesse avec $\sigma \approx 60 \text{ km.s}^{-1}$, selon la relation

$$\frac{\text{FWHM}}{\lambda_0} = 2.35 \times \frac{\sigma}{c}, \quad (6.16)$$

où c est la vitesse de la lumière et λ_0 la longueur d'onde à l'endroit du spectre considéré.

6.4 Application à des échantillons de galaxies

Nous avons testé le nouveau code PÉGASE-HR sur des observations d'amas globulaires de galaxies du groupe local pour lesquelles l'âge ou la métallicité avaient été déterminés par des méthodes similaires à celle décrite ici. Nous constatons un bon accord (voir Le Borgne et al.,

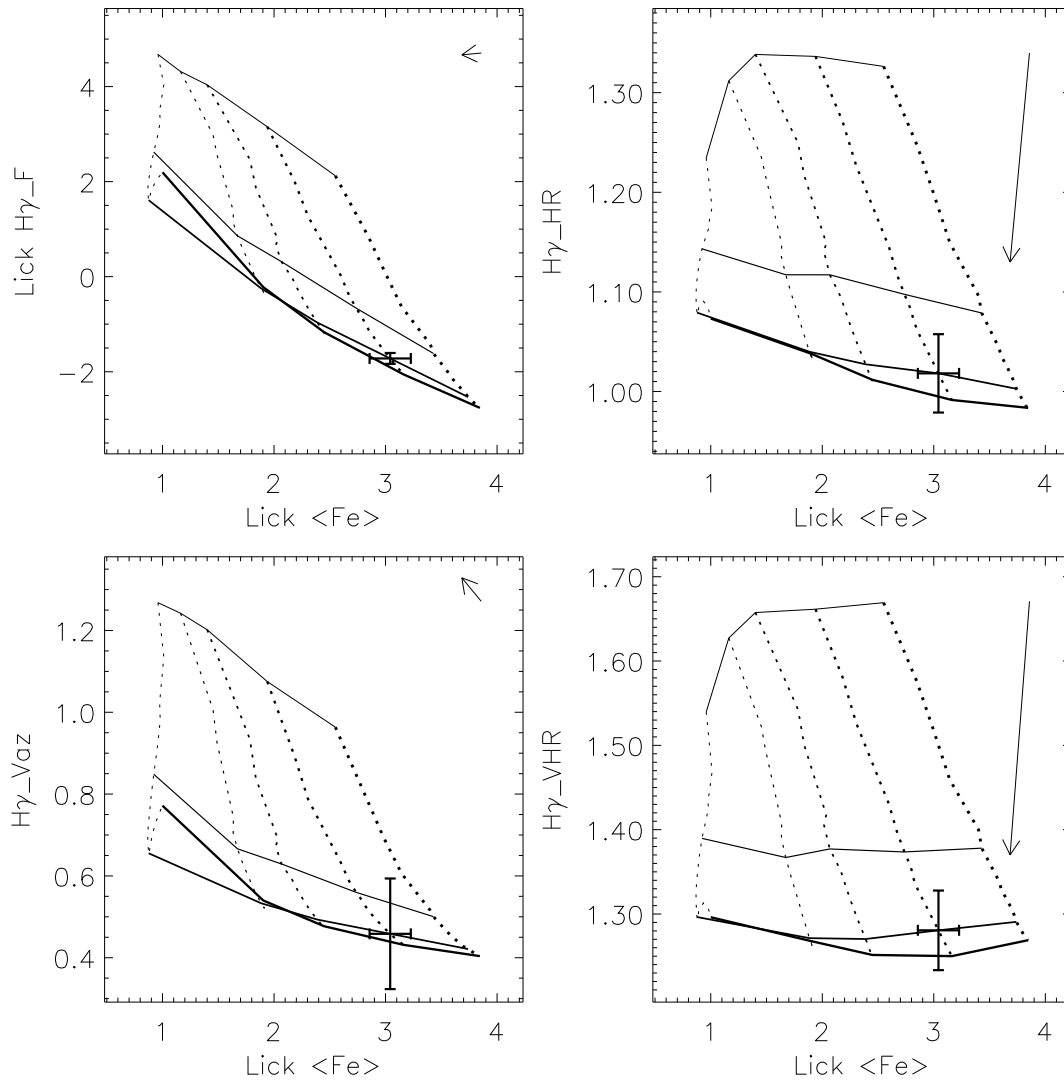


FIG. 6.5 – Grilles de diagnostics d'âge (indices de $H\gamma$) et de métallicité (indice $\langle Fe \rangle = (Fe5270 + Fe5335)/2$). Les lignes en traits pleins sont les séquences iso-âge (à 1, 5, 12 et 17×10^9 ans). Les lignes pointillées sont les séquences iso- $[Fe/H]$ (-1.7 , -0.7 , -0.4 , $0.$, 0.4). L'épaisseur des traits croît avec l'âge ou la métallicité. Les barres d'erreurs sont celles associées aux mesures des indices pour un rapport signal-sur-bruit égal à 50. Les flèches représentent, à l'échelle 1/3, l'effet sur la mesure de l'indice d'un changement de la dispersion des vitesses stellaires (dont le champ est supposé gaussien) de 10 km.s^{-1} à 200 km.s^{-1} .

2003a, reproduit à la section 6.6) avec les estimations de Brodie & Huchra (1991) et de Bica & Alloin (1986b).

6.5 Perspectives

Ce travail sur la bibliothèque stellaire ÉLODIE et sur la recherche de nouveaux indices à haute résolution est prometteur car il permet pour la première fois d'analyser les spectres de galaxies obtenus à très haute résolution avec les télescopes de classe 10 m. La couverture spectrale de cette bibliothèque n'est pas exceptionnellement étendue, mais elle permet de mesurer la totalité des indices précédemment définis et contient, à l'exception de la coupure de Balmer dans le spectre à $\simeq 4000 \text{ \AA}$, la quasi-totalité des informations importantes dans un spectre du domaine visible.

L'utilisation de ce nouvel outil est bien sûr privilégiée dans l'univers proche, où les spectres de galaxies sont encore de bonne qualité et où le décalage spectral n'est pas trop grand. On peut cependant songer, si les temps de pose ne sont pas trop élevés, à observer des galaxies à des décalages spectraux supérieurs à 2 dans le proche-infrarouge (avec ISAAC au VLT ou avec GNIRS à l'observatoire Gemini par exemple) et à analyser les spectres obtenus avec ce code.

Une des directions à suivre pour perfectionner cet outil est la prise en compte dans le code de rapports d'abondances chimiques variables. En effet, pour le moment, seule la métallicité totale est calculée correctement dans le code PÉGASE, sans détailler les rapports d'abondances. Réaliser cette amélioration suppose de mesurer les abondances, pour chaque spectre stellaire de l'archive ÉLODIE, grâce aux raies en absorption les plus intenses. Des modèles de la nucléosynthèse au moment de l'explosion des supernovae existent, mais rendent mal compte des phénomènes de perte de masse au cours de la vie des étoiles. Et les modèles de perte de masse stellaire sont, eux, encore trop imprécis pour pouvoir estimer correctement la composition chimique de l'étoile au moment de son explosion, en fonction de sa composition initiale. Des approximations sont cependant possibles et il est relativement facile de reproduire les rapports d'abondances observés pour les éléments Fe, O, et Mg en particulier. Comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, l'oxygène et le magnésium font partie de la famille des éléments dits « α »¹. Il est reconnu depuis plusieurs années que ces éléments sont souvent surabondants (par rapport aux abondances solaires) dans les bulbes de galaxies spirales et dans les galaxies elliptiques. Ceci est en accord avec l'idée que les étoiles qui constituent ces populations sont vieilles et font déjà partie d'une seconde génération d'étoiles (la première, en mourant, ayant libéré une grande quantité d'éléments α). Des corrections peuvent être appliquées aux calculs d'indices spectraux (Tripicco & Bell, 1995) pour tenir compte de ce sur-enrichissement des étoiles en éléments α et reproduire artificiellement (Thomas et al., 2003) l'anti-corrélation observée (Fuhrmann, 1998; Fulbright, 2002) entre $[\text{Fe}/\text{H}]$ et $[\alpha/\text{Fe}]$ dans le voisinage solaire (voir aussi la figure 5.1). L'effet de ces corrections est particulièrement visible aux faibles valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dans les grilles de diagnostics faisant intervenir l'élément Mg et peut modifier les prédictions dans des rapports de plusieurs dixièmes de \AA . Nous avons constaté que pour

¹Leur nom est dû à leur nature d'éléments primaires, produits majoritairement lors d'explosions de SNII, peu de temps après la naissance d'une génération d'étoiles. De plus, leur production ne nécessite pas la préexistence d'autres métaux.

les étoiles de la bibliothèque ÉLODIE dont le rapport $[Fe/H]$ est petit, l'indice Mgb mesuré s'écarte des estimations données par Thomas et al. (2003) pour $[\alpha/Fe] = 0$, mais rejoint leurs valeurs calculées pour $[\alpha/Fe] = -0.3$, ce qui est tout à fait en accord avec ces considérations.

Par ailleurs, comme nous l'avons vu, la recherche d'indices nouveaux à très haute résolution est limitée par plusieurs phénomènes. Le premier est la dispersion de vitesses qui est souvent peu contrainte et dont dépendent fortement les grilles de diagnostics d'âge et de métallicité. Le second est la mesure de l'indice qui s'accompagne d'une incertitude proportionnelle au rapport signal-sur-bruit du spectre observé et dépendante des positions des fenêtres spectrales définissant l'indice. Par ailleurs, le fait de définir des fenêtres en plusieurs morceaux ne diminue pas systématiquement cette incertitude. Malgré une recherche systématique, nous n'avons pas trouvé d'indice extrêmement différent des indices de Lick définis par Worthey et al. (1994). Ceci peut indiquer que l'étape future pour estimer précisément l'âge et la métallicité des populations stellaires passe par l'ajustement direct du spectre complet. Ceci nécessite des ressources de calcul beaucoup plus grandes, mais constitue une perspective prometteuse.

Un dernier point à discuter, et non le moindre, est le principe même de l'analyse. Tout au long de ce chapitre, nous avons décrit une méthode pour comparer les indices mesurés sur des spectres à des prédictions faites pour des populations stellaires simples. Cependant, dans les galaxies, plusieurs générations d'étoiles se succèdent, chacune d'une métallicité moyenne différente de la précédente. Le spectre intégré est alors la somme de la lumière produite par cet ensemble de populations. L'indice mesuré peut caractériser un âge moyen ou une métallicité moyenne, avec une pondération par les luminosités des générations d'étoiles à leurs âges respectifs. Ce type de diagnostic rend donc très mal compte de l'âge réel d'une galaxie. Une autre approche, complémentaire de celle-ci, consiste à utiliser des scénarios d'évolution adaptés à chaque type spectral. L'excellent accord entre des indices mesurés dans des spectres de galaxies elliptiques et les prédictions faites avec le scénario d'évolution correspondant (Le Borgne et al., 2003a) rend ce type d'approche très prometteur.

6.6 Article soumis à Astronomy & Astrophysics

Astronomy & Astrophysics manuscript no. art PEGASEHR
(DOI: will be inserted by hand later)

April 30, 2003

Evolutionary synthesis of galaxies at high spectral resolution with the code PÉGASE-HR

Metallicity and age tracers

D. Le Borgne¹, B. Rocca-Volmerange¹, P. Prugniel², A. Lançon³, M. Fioc^{1,5}, C. Soubiran⁴

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis, Boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² CRAL-Observatoire de Lyon, 9 av. C. André, F-69561 Saint-Genis Laval, France

³ Observatoire de Strasbourg, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France

⁴ Observatoire de Bordeaux, BP 89, 33270 Floirac, France

⁵ Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

Received...; accepted...

Abstract. We present PÉGASE-HR, a new stellar population synthesis program generating high resolution spectra ($R=10\,000$) over the optical range $\lambda\lambda = 400\text{--}680$ nm. It links the spectro-photometric model of galaxy evolution PÉGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) to the ÉLODIE library of stellar spectra observed with the 193 cm telescope at the Observatoire de Haute-Provence (Prugniel & Soubiran 2001a). The ÉLODIE star set spans the $-2.94 < [\text{Fe}/\text{H}] < 1.40$ domain and covers significantly the Hertzsprung-Russell (HR) diagram. This code is an exceptional tool to explore signatures of metallicity, age, and kinematics. We focus on a detailed study of the sensitivity to age and metallicity of the high-resolution stellar absorption lines and of the classical metallic indices proposed until now to solve the well known age-metallicity degeneracy. Validity tests on several stellar lines are performed by comparing our predictions of Lick indices to the models of other groups. The comparison with the lower resolution library BaSeL (Lejeune et al. 1997) confirms the quality of the ÉLODIE library when used for single stellar populations (SSPs) with ages greater than 10 Myr. Predictions for the evolved populations of globular clusters and elliptical galaxies are given. Two new high-resolution indices are proposed around the H_γ line. They should prove useful to analyze spectra from the new generation of telescopes and spectrographs.

Key words. Galaxies: stellar content – galaxies: evolution – galaxies: abundances – techniques: spectroscopic

1. Introduction

The rapidly increasing number of high-quality spectroscopic galaxy surveys requires to simultaneously improve galaxy evolution models, used for interpretation. To derive the history of the star formation and the chemical evolution of a stellar population from its line-of-sight integrated spectrum, one can either fit spectrophotometric indices and colors with a model, or fit the observed spectrum with a synthetic spectral energy distribution (SED).

Spectrophotometric indices characterize the strengths of features which are sensitive to the age or to the metallicity of the population, and generally to both. The indices of Rose et al. (1994) and the Lick indices (Worthey 1994; Kuntschner & Davies 1998; Trager et al. 2000) are the most widely used. Various models allow to predict the evolution of these indices. They are based on assumptions for the stellar evolution (evolutionary tracks) and

for the history of stellar formation (initial mass function, star formation rate, ...). They usually require preliminary measurements of the indices in a library of stars. The most recent models (e.g. Thomas et al. 2003) take into account the non-solar abundances resulting from the different processes of metal enrichment, by using Tripicco & Bell (1995) response functions. Other families of models compute the SED, thus allowing the user to measure indices *a posteriori* if the spectral resolution is sufficient (e.g. Bruzual & Charlot 1993; Fioc & Rocca-Volmerange 1997; Leitherer et al. 1999; Eisenstein et al. 2003). The PÉGASE code (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) is one of the latter, and its latest version PÉGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1999) is the basis for the present study.

One of the major issues in studying a stellar population is the so-called age-metallicity degeneracy (Worthey 1994). Most indices are sensitive to both metallicity and age: a younger age may be confused with a lower metallicity. The comparison of indices featuring Balmer lines with indices of metallic lines may in principle break the

Send offprint requests to: Damien Le Borgne, e-mail: leborgne@iap.fr

degeneracy. But in practice the tests are difficult and give ambiguous results, partly because of the contamination by nebular emission, in particular for $H\alpha$ and $H\beta$ (González 1993; Worthey & Ottaviani 1997; Kuntschner et al. 2001).

The degeneracy can also be partly lifted either by using broad-band colors and indices on an extended range of wavelengths (Gorgas et al. 1993; Worthey et al. 1994) or by defining indices at a higher spectral resolution (Jones & Worthey 1995). PÉGASE.2, which is based on the library of Lejeune et al. (1997, 1998), is well suited for the first approach. Until recently, such SED-predicting algorithms were unable to reach high spectral resolutions because they lacked adequate stellar spectral libraries.

In a pioneering work, Vazdekis & Arimoto (1999) demonstrated the potentiality of using SEDs at higher resolution. They used the library of Jones (1998), thus reaching $R=1000-2000$ (the Lick resolution is about 500), and were able to define narrower age-sensitive indices around $H\gamma$ (with band-widths of 10–20 Å).

At high resolution, the analysis of a galaxy spectrum must take into account another phenomenon: the internal kinematics broadens the lines and reduces the apparent resolution of the spectrum. Traditionally, measurements of spectrophotometric indices are corrected for velocity dispersion (see e.g. Golev et al. 1999), but for giant elliptical galaxies which typical velocity dispersions σ are typically 300 km/s, the correction would introduce unacceptable errors for narrow indices. For dwarf galaxies ($\sigma < 60 \text{ km.s}^{-1}$) and globular clusters ($\sigma < 10 \text{ km.s}^{-1}$), corrections would remain acceptable for indices defined on 2 Å-wide passbands.

Naturally, predicted high resolution SEDs are potentially very useful for probing the internal kinematics. They may indeed replace the traditional stellar templates and provide together a measurement of the line of sight velocity distribution (LOSVD) and a constraint on the stellar population. Recently, the Vazdekis & Arimoto (1999) model has been coupled to the Ca II library of Cenarro et al. (2001) to determine the LOSVD profiles of bulges of spiral galaxies (Falcón-Barroso et al. 2003). The LOSVDs are determined by deconvolving the observed spectrum with a template spectrum resulting from the population synthesis program. Using synthesized spectra to study the internal kinematics is not straightforward. Indeed, it is first necessary to convolve the template with the spectral instrumental response, which is generally neither Gaussian nor constant over the whole wavelength range. To do this, the template spectrum must have a significantly higher resolution than the observed one.

To address the questions above, we have coupled the last version of PÉGASE to a library of high resolution ($R=10\,000$) stellar spectra. In this paper we present the resulting code, PÉGASE-HR, and focus on its predictions of line indices that are sensitive to age and metallicity.

In Sect. 2, we recall the main characteristics of PÉGASE.2. We also briefly describe the main features of the stellar library ÉLODIE and its “interpolator” (Prugniel & Soubiran 2003). The synthetic high-resolution

spectra of SSPs are compared to the corresponding low-resolution spectra of PÉGASE.2. The variations of the high resolution spectra around commonly exploited lines are illustrated, as a function of both age and metallicity. In Sect. 3, the integrated fluxes, colors and line indices predicted with PÉGASE-HR are validated by comparison with previous works. In Sect. 4, as a further test of the model predictions, we compare them to observations of globular clusters and elliptical galaxies. A systematic search for new narrow indices is described in Sect. 5. Perspectives for the new generation of instruments are suggested in the conclusion.

2. PÉGASE-HR: the coupling of PÉGASE.2 and ÉLODIE

2.1. PÉGASE.2: the spectral evolution code

The PÉGASE.2 code¹ is aimed at modeling the spectral evolution of galaxies. It is based on stellar evolutionary tracks from the “Padova” group, extended to the thermally pulsating asymptotic giant branch (AGB) and post-AGB phases; these tracks cover all the masses, metallicities and phases of interest for galaxy spectral synthesis. For a given evolutionary scenario (typically characterized by a star formation law, an initial mass function and, possibly, infall or galactic winds), the code consistently computes the star formation rate and the metallicity of gas and stars at any time. The nebular component (continuum and lines) due to H II regions is roughly calculated and added to the stellar component. Depending on the type of galaxy (disk or spheroidal), the attenuation of the spectrum by dust is then computed using the outputs of a radiative transfer code; this code takes into account scattering (Fioc 1997).

PÉGASE.2 uses the Lejeune et al. (1997, 1998) library of stellar spectra and can therefore synthesize low-resolution ($R \simeq 200$) ultraviolet to near-infrared spectra of Hubble sequence galaxies as well as of starbursts. In PÉGASE-HR, the stellar spectra are replaced by the high-resolution ÉLODIE library.

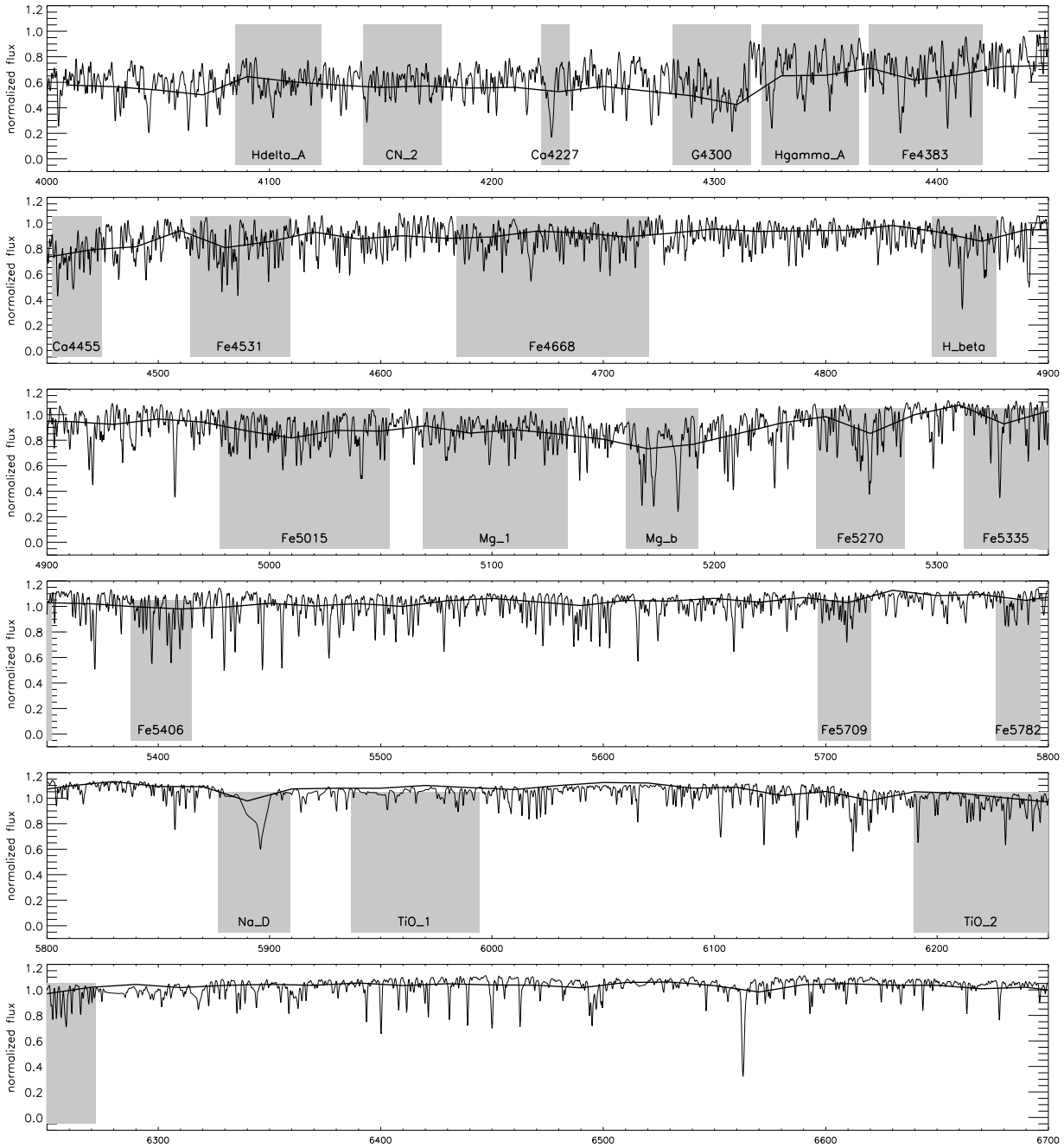
2.2. ÉLODIE: the high resolution library of stellar spectra

The ÉLODIE library is a stellar database of 1791 spectra for about 1400 stars, observed with the échelle spectrograph ÉLODIE on the 193 cm telescope at the Observatoire de Haute Provence. Previous versions of the library were presented in Soubiran et al. (1998) and Prugniel & Soubiran (2001a,b). It has been updated for the present work by adding new spectra which improved the coverage of the parameter space. The data reduction has also been improved, in particular the flux calibration,

¹ Version 2 of PÉGASE, *Projet d’Étude des Galaxies par Synthèse Évolutive* in French. The code is available at <http://www.iap.fr/pegase/>.

Le Borgne et al.: Galaxy evolution at high spectral resolution

3



λ

Fig. 1. PÉGASE-HR high-resolution spectrum of a 10 Gyr-old SSP of solar metallicity compared to the low resolution spectrum from PÉGASE.2. Normalization is at 5500 Å for both spectra at similar resolution (≈ 20 Å). Grey areas correspond to the passbands of Lick indices.

and the wavelength range has been extended to $\lambda\lambda = 400\text{--}680$ nm. For the purpose of population synthesis, the original resolution, $R=42\,000$, has been reduced to $R=10\,000$ at $\lambda = 550$ nm, or more precisely to a gaussian instrumental profile of $\text{FWHM} \approx 0.55$ Å over the whole range of wave-

lengths. The photometric precision is 2.5% (broad-band) and 0.5% (narrow-band) (Prugniel & Soubiran 2001a). The signal-to-noise (S/N) ratio is 500/Å. The HR diagram coverage is extensive: $0.2 < \log_{10}(g [\text{cm.s}^{-2}]) < 5.0$ and $2\,600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 47\,250 \text{ K}$, with $-2.94 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 1.40$.

4

Le Borgne et al.: Galaxy evolution at high spectral resolution

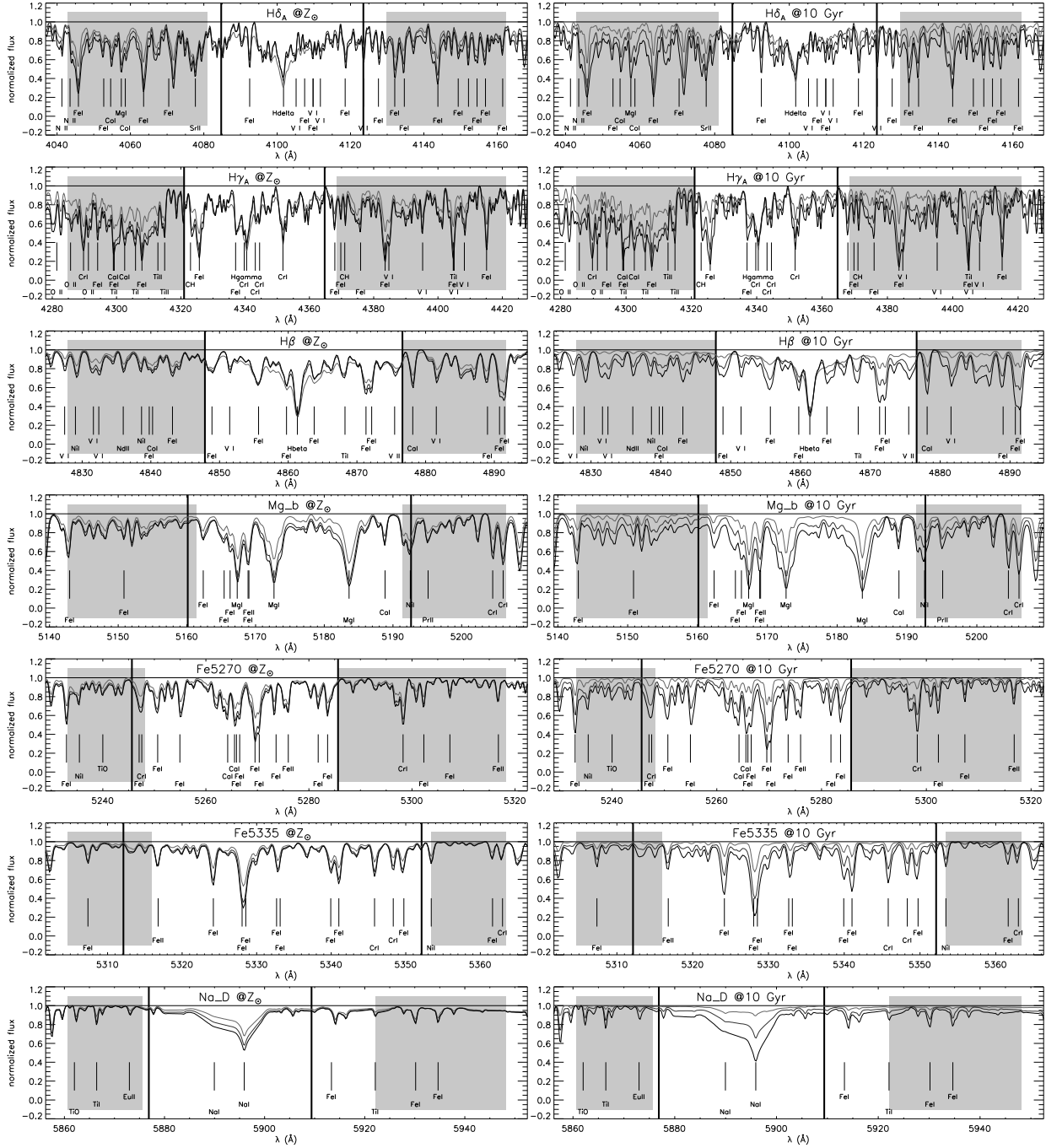


Fig. 2. Evolution of main stellar lines and continua for an SSP as a function of age (ages= 1, 4, 13 Gyr, from gray to dark) at Z_{\odot} (left) and metallicity ($[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7, -0.4, 0.4$, from gray to dark) at 10 Gyr (right). Lines identifications are from the revised ILLSS catalogue (Coluzzi 1999). Grey areas show the blue and red pseudo-continua of the Lick indices and solid vertical lines delimit their central passband. In some cases ($H\gamma_A, H\delta_A$), a significant evolution with age is observed within the pseudo-continua (see text).

The physical parameters of stars ($T_{\text{eff}}, g, [\text{Fe}/\text{H}]$) are taken from the literature in an up-to-date version of Cayrel de Strobel et al. (2001), when available. Otherwise they are

estimated with the TGMET procedure, which consists in least square fits of the target spectrum to reference spectra with known atmospheric parameters (Katz et al. 1998;

Soubiran et al. 2003). The up-to-date version of the library is available on-line from the HyperLeda database².

To use the set of ÉLODIE spectra as an input stellar library to PÉGASE.2, the spectra were interpolated on the BaSeL (T_{eff} , $\log_{10} g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) grid (Lejeune et al. 1997) with piecewise polynomials, similar to the Lick fitting functions (Worthey 1994). The detailed description of the interpolator, as well as the comparison of BaSeL with the interpolated stellar library will be published in a forthcoming paper (Prugniel & Soubiran 2003).

2.3. SSPs at high spectral resolution

Figure 1 presents a prediction of a 10 Gyr-old high resolution SSP spectrum at solar metallicity.

Labeled grey areas on the plot identify the passbands of some Lick indices (Worthey et al. 1994). We can notice that each passband includes many lines of various chemical elements. More precise line identifications and their evolution are presented in the next section. To highlight the spectral resolution improvement, we have overplotted the same SSP computed with PÉGASE.2 using the BaSeL library. Both spectra are normalized at 5500 Å (after a smoothing to a common low resolution).

It is worth noting that the adopted evolutionary tracks are parametrized by their total metallicity Z , while the stellar library is labeled by the iron abundance $[\text{Fe}/\text{H}]$. In the present work, we assume the relation $\log_{10}(Z/0.02) = [\text{Fe}/\text{H}]$. The study of biases introduced by this assumption is reported to a further article. Only some effects resulting from the correlation between metallicity and relative abundance of α -elements in the spectral library, due to the selection of stars from the solar neighborhood, will be mentioned where necessary.

2.4. The spectra around specific stellar lines

Figure 2 presents the normalized spectral distributions of SSPs centered on the main stellar lines ($\text{H}\delta$, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\beta$, Mg_b , $\text{Fe}\lambda 5270$, $\text{Fe}\lambda 5335$, Na_D). The qualitative effects of age and metallicity can be assessed: in the left column, all SSPs have solar metallicity and their ages are at 1, 4, 13 Gyr; in the right column, all SSPs are 10 Gyr-old and their metallicities are $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7, -0.4, 0.4$. Lick index passbands are shown with vertical lines and the grey areas correspond to the pseudo-continuum passbands. The widths of Lick passbands contrast with the narrow profiles of the stellar lines, outlining the possibility of refined indices.

2.5. The library of SSPs

Further examples of synthetic SSPs spectra at the resolutions of PÉGASE.2 and PÉGASE-HR are shown in Fig. 3. For clarity, PÉGASE.2 spectra are offset vertically. The

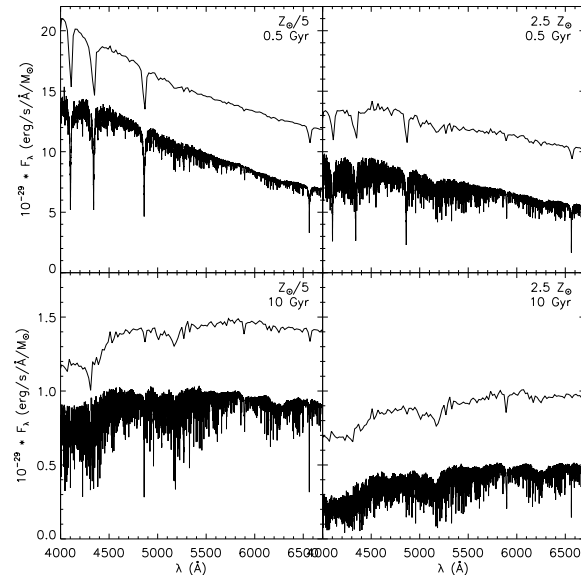


Fig. 3. Comparison of PÉGASE.2 and PÉGASE-HR spectra. The metallicities of spectra shown here are respectively $2.5 \times Z_{\odot}$ and $Z_{\odot}/5$. The ages are 0.5 Gyr and 10 Gyr. PÉGASE.2 spectra are presented with an offset (5×10^{29} erg/s/Å/ M_{\odot} for 0.5 Gyr; 5×10^{28} erg/s/Å/ M_{\odot} for 10 Gyr).

qualitative agreement in the energy distribution and the broad features is very satisfactory. A quantitative comparison is provided below. Note that PÉGASE-HR and PÉGASE.2 are based on the same algorithm, so that the evolution of global parameters (metallicity, gas mass, stellar mass and all outputs independent of the library) is unchanged.

3. Consistency of the PÉGASE-HR outputs

3.1. Quantitative comparison to PÉGASE.2: luminosities and colors

Figure 4 presents a comparison of the integrated fluxes predicted by PÉGASE-HR and by PÉGASE.2 through the quantity

$$\Delta m = -2.5 \times \log_{10} \left(\frac{\int_{\lambda=4200\text{\AA}}^{6700\text{\AA}} F_{\lambda}^{\text{PÉGASE-HR}} d\lambda}{\int_{\lambda=4200\text{\AA}}^{6700\text{\AA}} F_{\lambda}^{\text{PÉGASE.2}} d\lambda} \right),$$

for SSPs of various ages (1 Myr to 20 Gyr) and metallicities (from $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7$ to $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.7$). Absolute differences are always smaller than 0.06 magnitudes. For ages greater than 3 Myr and $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.7$, they are smaller than 0.03 magnitudes.

Figure 5 compares the slopes of the energy distributions produced by the two versions of the code. The slope is measured with a color index, based on filters with rectangular passbands spanning 4200–4500 Å (“blue” band) and 6400–6700 Å (“red” band). Color differences between the two models, over the whole range of metallicities and

² <http://leda.univ-lyon1.fr/>

6

Le Borgne et al.: Galaxy evolution at high spectral resolution

ages, are lower than 0.3 magnitudes. Once more, the largest disagreements are confined to the youngest ages and lowest metallicities.

Overall, the colors and fluxes of PÉGASE-HR are consistent with those of PÉGASE.2 for ages greater than 10 Myr and $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.7$. This result confirms that the BaSeL and ÉLODIE libraries are very similar at low resolution, at least over the range of parameters in which stellar spectra contribute significantly to the optical light of a galaxy. Such an agreement was not obvious *a priori* since the two libraries are constructed with very different methods: the former is based on theoretical spectra, color-corrected to fit observed stellar continua, whereas the latter is purely empirical. As a consequence, the low-resolution extended SEDs predicted by PÉGASE.2 and the high-resolution spectra of PÉGASE-HR can be used together to refine SED studies.

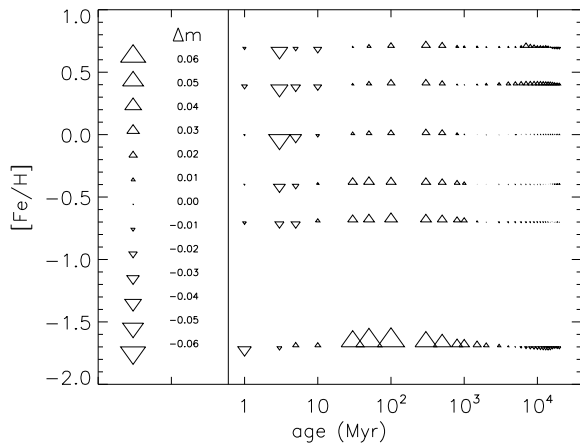


Fig. 4. Comparison of the integrated optical flux (4200–6700 Å) predicted by PÉGASE.2 and PÉGASE-HR for SSPs. The size of symbols scales with magnitude differences (see text in Sect. 3.1 for details).

3.2. Comparison with Lick indices for SSPs

We first aim at checking the consistency of our predictions at medium resolution with other models, before studying the lines at higher resolution.

The traditional approach for the computation of Lick indices of SSPs (e.g. Worthey & Ottaviani 1997; Bressan et al. 1996) is based on a library of indices of individual stars and on analytic representations of this set of data (the fitting functions). Thanks to the resolution of the ÉLODIE spectra, our approach is more direct: we compute the synthetic spectrum of a galaxy or SSP, degrade the spectral resolution to the one of the Lick index definitions (8 to 11 Å depending on wavelength, as described by Worthey & Ottaviani 1997), and then measure the indices directly on the smoothed spectrum. This allows us

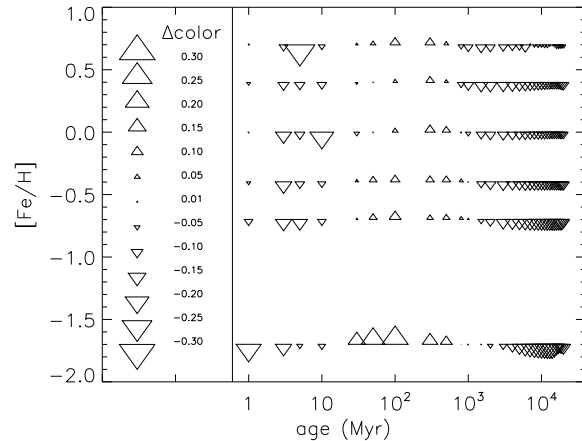


Fig. 5. Comparison of the optical colors predicted by PÉGASE-HR and PÉGASE.2 for SSPs. The adopted color compares the fluxes integrated over 4200–4500 Å (blue) and 6400–6700 Å (red). It is expressed in magnitudes. The size of the triangles scales with the color difference (Δcolor) between the two models. Head-up triangles are plotted when PÉGASE-HR produces a redder slope than PÉGASE.2.

to easily predict indices for any complex evolutionary scenario. In the following, we compare our results for SSPs with those of other groups.

3.2.1. Metal-sensitive indices

Figure 6 shows the variations with age of the metal-sensitive Lick indices Fe5270, Fe5335 and Mg_b , as computed with PÉGASE-HR, by Bressan et al. (1996) and by Thomas et al. (2003). The comparisons are shown at various metallicities. Thomas et al. (2003) provide results for various relative abundances of the α -elements, and we have plotted those for $[\alpha/\text{Fe}] = 0$. The Salpeter (1955) initial mass function (IMF) is used in the three models (power law index $x = -1.35$). The lower and upper stellar masses are adapted for each comparison.

PÉGASE-HR and Bressan et al. (1996) both use the Padova stellar tracks, while Thomas et al. (2003) use what we will call the “Cassisi tracks”, a compilation from Maraston (1998); Cassisi et al. (1997); Bono et al. (1997); Salasnich et al. (2000). Moreover, both Thomas et al. (2003) and Bressan et al. (1996) use “fitting functions” to derive their synthetic indices, contrarily to us.

The agreement of iron indices between PÉGASE-HR and Bressan et al. (1996) is excellent, except for the youngest SSPs at the lowest metallicities. This shows that ÉLODIE spectra and the iron index fitting functions of Worthey et al. (1994) are compatible over the range of parameters relevant to the synthesis of stellar populations, as expected from the direct comparison performed by Prugniel & Soubiran (2001a). If we except the lowest metallicity values ($[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.35$), the agreement with Thomas et al. (2003) is also satisfactory. As stated

in Maraston et al. (2002), Cassisi tracks should lead to slightly lower values of the indices. It is what we observe, especially for iron indices.

The situation for the Mg_b index is far more complex, since magnesium is an α -element. Both the ÉLODIE library and the Lick fitting functions rely on an empirical stellar data set, in which one should expect the anti-correlation between $[Fe/H]$ and $[\alpha/Fe]$ characterizing the solar neighborhood (Fuhrmann 1998; Fulbright 2002). The differences between the predictions of PÉGASE-HR and those of Bressan et al. (1996), which are significant at solar and super-solar abundances, can only result from selection effects in the underlying stellar samples or in peculiarities of the interpolations in regions of the HR diagram where only few stars are available. Moreover, we have compared the Mg_b indices measured on the ÉLODIE spectra (after interpolation onto the grid of fundamental parameters used in the population synthesis code) with those obtained for the same grid of parameters from the fitting functions of Worthey et al. (1994). The average offset is negligible (Prugniel & Soubiran 2001a), but the fitting functions rise dramatically with decreasing temperature for low gravity red giant stars ($T_{\text{eff}} < 3800$ K). Very few of these stars were present in the library used by Worthey et al. (1994). When using the Padova stellar evolutionary tracks, they contribute significantly to the optical emission of old metal-rich populations.

Thomas et al. (2003) have included a correction for the local anti-correlation between $[Fe/H]$ and $[\alpha/Fe]$ in their sub-solar computations. At solar and super-solar metallicities, where no such correction is required, their predictions and those of PÉGASE-HR agree well. As expected, PÉGASE-HR produces a higher Mg_b index at sub-solar metallicities. Our predictions then match the values given by Thomas et al. (2003) for $[\alpha/Fe]=0.3$.

3.2.2. Hydrogenic indices, tracers of age

Balmer lines are generally considered to be excellent age tracers. $H\alpha$ and $H\beta$ are often strong absorption lines, but they may be filled in by circumstellar and interstellar emission. So, they are less reliable age diagnostics than $H\gamma$ and $H\delta$ which are much less affected.

To analyze stellar populations, Worthey & Ottaviani (1997) defined Lick indices around easily measurable Balmer lines: $H\beta_A$, $H\gamma_A$ and $H\delta_A$ for A stars with broadened wings, and $H\beta_F$, $H\gamma_F$ and $H\delta_F$ for later types, with narrower Balmer lines. They use the Revised Yale isochrones (Green et al. 1987) and Vandenberg (1985) isochrones extrapolated, when necessary, to some parts of the HR diagram. The IMF adopted by them is a Salpeter (1955) slope, with $M_{\text{min}} = 0.1 M_{\odot}$ and $M_{\text{max}} = 2 M_{\odot}$ (they model old populations only). Figure 7 shows an overall satisfactory agreement between PÉGASE-HR, Worthey & Ottaviani (1997) and Thomas et al. (2003) for metallicities $[Fe/H] > -1.00$. Uncertainties on $H\delta$ are the largest because this line is close to the edge of the spectral

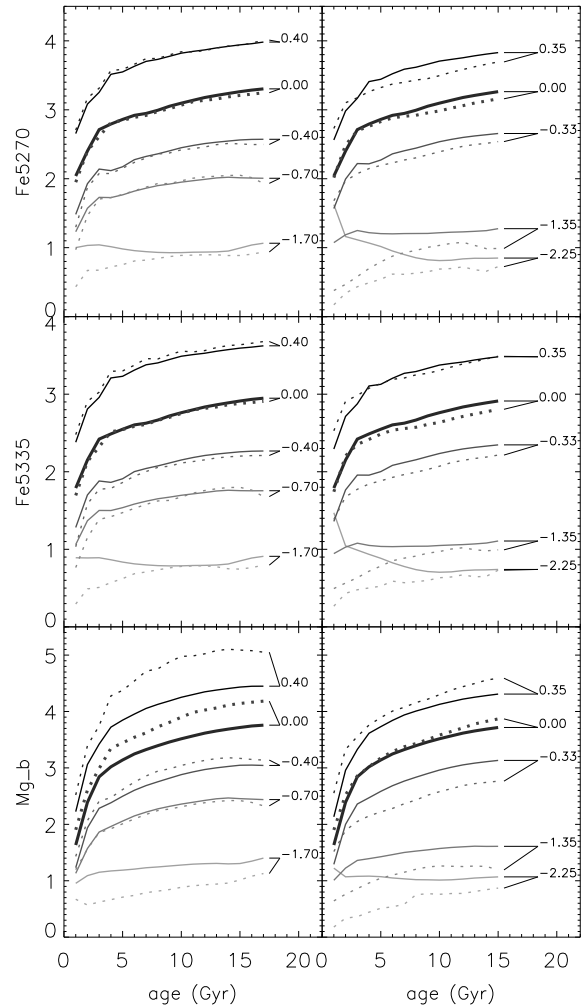


Fig. 6. PÉGASE-HR metallic Lick indices (solid lines) for SSPs compared to models (dotted lines) of Bressan et al. (1996) (left), and Thomas et al. (2003) (right). The thick solid line is the Z_{\odot} sequence. The figures represent the quantity $[Fe/H]$.

domain covered by ÉLODIE, which affects the calibration of the data and the interpolation.

4. Synthesis of evolved populations

4.1. Globular clusters

Predictions of spectral feature strengths in SSP spectra can be directly compared to observational data of coeval stellar populations, as found in globular clusters. The data used here were obtained by Bica & Alloin (1986a) and Huchra et al. (1996).

Equivalent width of the $H\beta$ line

Equivalent widths (EW) of the $H\beta$ line were measured as a function of age and metallicity for a sample of 63

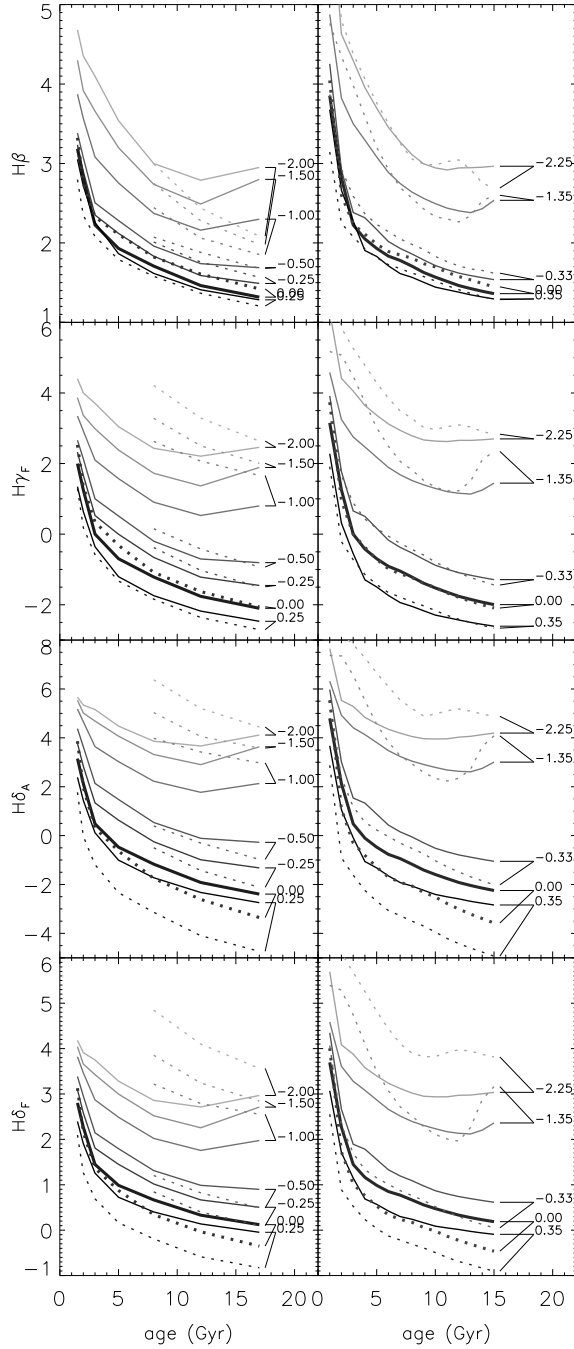


Fig. 7. PÉGASE-HR Balmer Lick indices (solid lines) for an SSP compared to respective models (dotted lines) of Worthey & Ottaviani (1997) (left) and Thomas et al. (2003) (right). The thick solid line is the Z_{\odot} sequence. The figures represent the quantity $[\text{Fe}/\text{H}]$.

observed star clusters in the Galaxy, the LMC, and the SMC by Bica & Alloin (1986a,b). We predict the evolution of the $\text{H}\beta$ EW with PÉGASE-HR, with the same spectral

resolution (12 Å, Gaussian smoothing) and the same EW definition:

$$EW = \int_W [1 - F(\lambda)/F_c(\lambda)] d\lambda \quad (1)$$

where F_c is the continuum in the middle of the window W . The continuum is the upper envelop of the spectrum: maximal fluxes around the points $\lambda\lambda = 4570, 5340, 6630 \text{ \AA}$ ($\pm 20 \text{ \AA}$) are connected by straight lines. EW is given in Å.

Figure 8 plots the binned data compared to the PÉGASE-HR sequences of $\text{H}\beta$ equivalent widths for various metallicities ($[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7, -0.7, -0.4, 0., 0.4$). Note that the isochrones used by Bica & Alloin (1986b) to estimate ages differ from the ones used here, allowing no very precise age comparison.

The models agree with the data at ages roughly between 1 and 10 Gyr. At younger ages, emission lines might partly fill-in absorption lines in the observations. At the oldest ages, the metal deficiency of globular clusters is extreme, and we reach the regime in which our interpolated spectral library suffers from larger uncertainties.

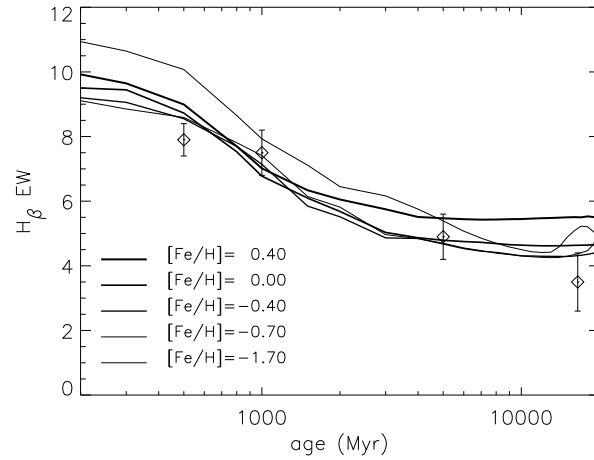


Fig. 8. Evolution sequences with age of the $\text{H}\beta$ equivalent width from PÉGASE-HR for various metallicities (solid lines) compared to the binned globular clusters data (Bica & Alloin 1986a,b).

The iron- $\text{H}\beta$ diagram

Among the 13 indices measured in 193 extra-galactic globular clusters by Huchra et al. (1996), we select the index Fe5270 as a representative metallicity tracer and $\text{H}\beta$ as the best available age tracer (see also Table 2). The definitions of indices in Huchra et al. (1996) differ from the Lick ones:

$$I = -2.5 \log \left[\frac{2F_I}{(F_{C1} + F_{C2})} \right] \quad (2)$$

where F_I , F_{C1} and F_{C2} are mean fluxes in the passband, blue and red continua respectively. The passbands are also different from the Lick ones. In Fig. 9, the grid of PÉGASE-HR models with age range 0.3–14 Gyr and $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7$ to 0.4 is compared to the data sample. The grid encompasses a wide range of data, when taking into account the large observational error bar. However several points (mostly M31 clusters) are outside the theoretical grid. Assuming that the behavior of the indices of Huchra et al. (1996) is comparable to that of the corresponding Lick indices, the offset in $\text{H}\beta$ for the lowest metallicity clusters is consistent with the uncertainties already mentioned for this regime. Using other fitting functions would not significantly change the $\text{Fe}5270$ distribution of the grid. For M33 clusters, Brodie & Huchra (1991) give estimations of the individual metallicities. Overall, we find a rather good agreement between measured metallicities of clusters and the grid. This agreement is illustrated by the size of the squares in the plot (filled squares for M33 data and empty squares for the model predictions).

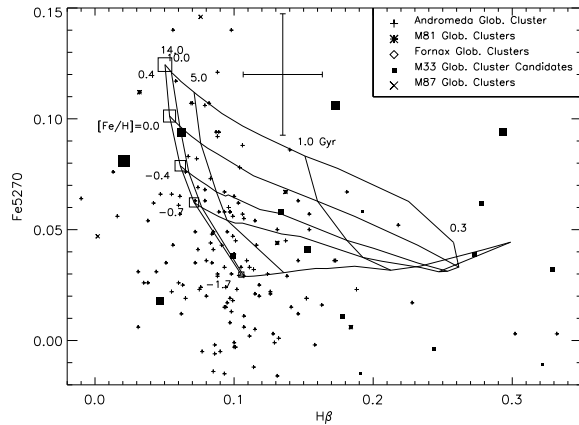


Fig. 9. $\text{Fe}5270$ vs. $\text{H}\beta$ indices for 193 extra-galactic globular clusters (Huchra et al. 1996). Solid lines are PÉGASE-HR SSP models for several ages and metallicities, as labeled on the sequences. The typical error bar for the data is plotted above the grid. For M33 globular clusters, the size of the full squares indicates $[\text{Fe}/\text{H}]$ (as determined by Huchra et al. 1996), following the $[\text{Fe}/\text{H}]$ scale given by the empty squares plotted on the 14 Gyr isochrone.

4.2. Elliptical galaxies

Elliptical galaxies are often modeled as purely coeval stellar populations since the bulk of their stellar population formed within a very short time-scale (less than 1 Gyr). We hereafter prefer to use the typical scenarios of the model PÉGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) including infall and galactic winds. Star formation rate is proportional to the mass of gas, with respective time-scales of 1 Myr for starburst, less than 1 Gyr for elliptical and

up to 10 Gyr for spirals. Figure 10 shows the predictions of the main Lick indices with our three scenarios compared to the same indices measured on local elliptical galaxies (Trager et al. 2000). The assumed galaxy age is 13 ± 0.5 Gyr, but indices are not very sensitive to age in this range. Mg_b predictions are systematically low, which is consistent with the known over-abundance of α -elements in elliptical galaxies.

5. A systematic search for new narrow indices

Lick indices are considered, to a certain extent, to be good estimators for age ($\text{H}\beta$ index) or metallicity (Fe or Mg_b indices). Yet, these indices are defined for medium resolution ($\text{FWHM} \sim 8 \text{ \AA}$): many absorption lines, from various elements, are included in each passband. The full resolution power of PÉGASE-HR allows to build new narrow indices for a better estimation of ages and metallicities. At the limit, indices could be as narrow as a few tenths of angström, but they will be accessible only to a few instruments. Also, the exposure time would have to be very high to obtain a high S/N ratio. Moreover, stellar velocity dispersion broadens the lines (50 km.s^{-1} corresponding to $\text{FWHM} = 2.0 \text{ \AA}$ at 5000 \AA for example). Extremely narrow indices would turn out to be unusable. For these reasons, we restrain our search to 2 \AA -wide indices. In order to disentangle age and metallicity, we tried to build couples of indices sensitive to either age or metallicity, producing the most orthogonal and regular grids in the age- Z plane, with the smallest measurement errors at a fixed mean S/N ratio (hereafter 50). The errors on index measurements are estimated following Cardiel et al. (1998).

5.1. Evolution of the pseudo-continuum

The definition of the continuum is an important aspect of any index definition. The continuum can be defined, as in Bica & Alloin (1986a), by the upper envelope of the spectrum, but is then strongly sensitive to noise and emission lines. The Lick indices define a “pseudo-continuum”: a straight line between the mean fluxes in a blue and a red window. This choice is more robust and is convenient for the analysis of observations. The Lick normalization is empirical because the pseudo-continuum may evolve by itself with age and metallicity of the underlying populations. Fig. 11 shows this effect on the $\text{H}\gamma$ line. SSP spectra at various metallicities are presented at 10 Gyr with the Lick index resolution. Two normalizations are presented: i) at 4448 \AA (top panel); the blue part of the Lick pseudo-continuum dramatically changes because it falls in the G band, ii) at the Lick pseudo-continuum (bottom panel); the variations seem to reside in the $\text{H}\gamma$ line itself. Depending on normalization, conclusions may strongly differ.

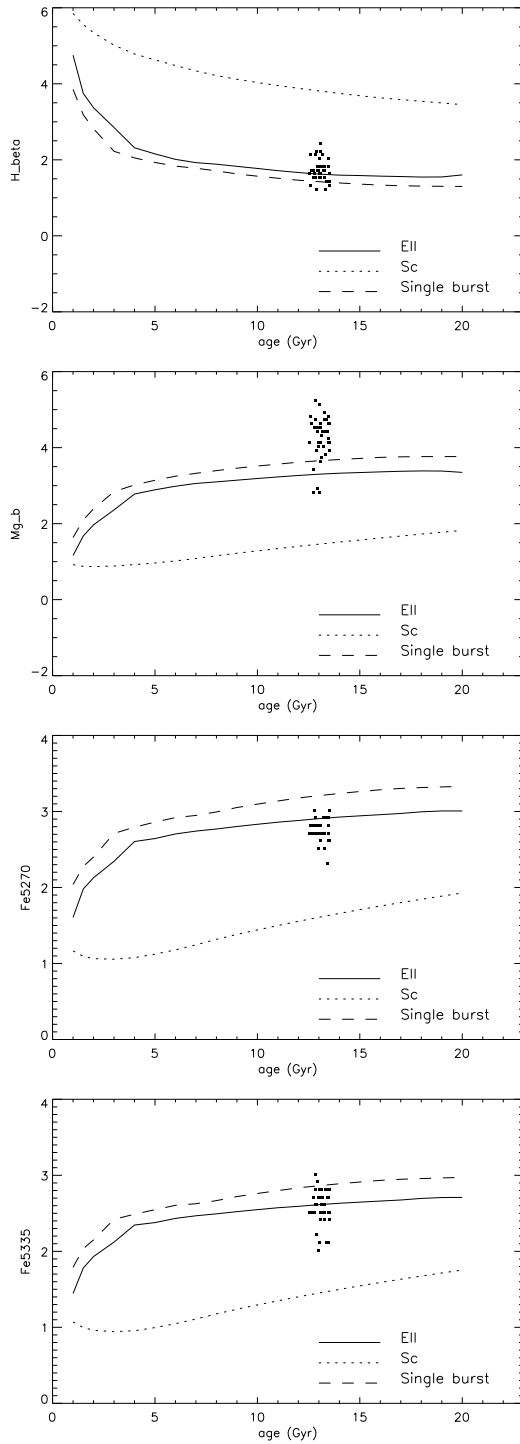


Fig. 10. Lick indices of PÉGASE-HR models for elliptical, Sc and single burst galaxies together with data from local elliptical galaxies (Trager et al. 2000). The age of the data is set by us to 13 ± 0.5 Gyr, randomly distributed (for the clarity of the plot).

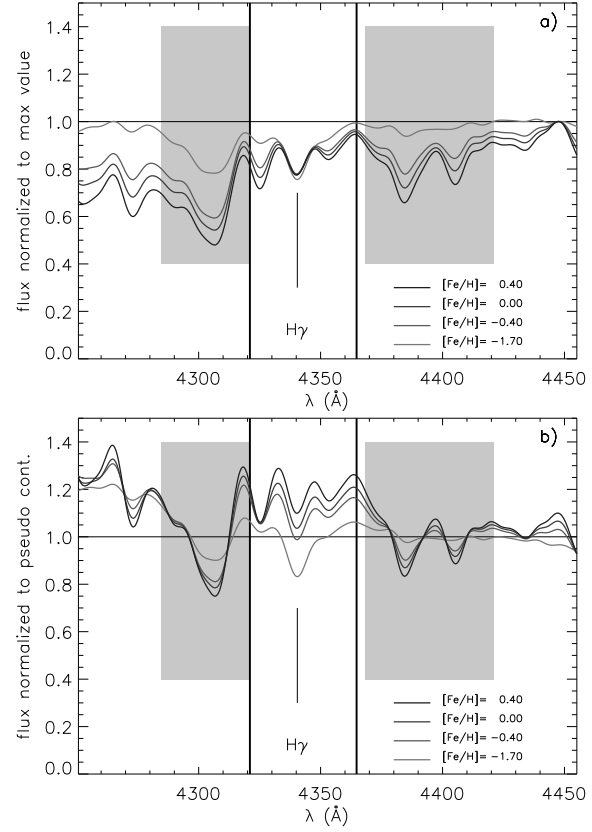


Fig. 11. Evolution of H γ line as a function of metallicity for a 10 Gyr-old starburst: **a)** normalization at 4448 Å; **b)** normalization to the Lick H γ_A pseudo-continuum. In both panels, the resolution is reduced to the Lick resolution. Grey zones represent the H γ_A Lick blue and red continuum definitions and solid vertical lines delimit the H γ_A feature passband.

5.2. A systematic search method

We have developed a method to find narrow indices, defined like the Lick indices, that could be good estimators of age or of metallicity. The first step is to compute SSP spectra for various metallicities, and various ages. Then, we normalize each spectrum to the maximum value within a sliding 50 Å-wide window. We thus obtain spectra with almost flat continua. Next, we measure, for each wavelength, the relative flux variations induced by either age changes or metallicity changes. We use the relative differences between these variations to select narrow feature windows and pseudo-continuum windows; we thereby define indices particularly sensitive to age or to metallicity. Since the S/N ratio of the stellar library is finite, we take into account the uncertainties on the measurement of the flux variations relative to age or to metallicity. This leads us to select easily measurable indices only (i.e. with a small measurement error bar, see Fig. 12 and 13).

5.3. The age-sensitive $H\gamma$ index $H\gamma_{\text{VHR}}$

The $H\gamma$ line, as a Balmer line, is a good age-sensitivity tracer. Moreover, unlike $H\alpha$ and $H\beta$, it is seldom filled in by nebular emission ($H\gamma/H\beta \simeq 0.5$ in $H\text{II}$ regions). The upper panel of Table 1 presents various definitions for a $H\gamma$ index (wavelengths and resolutions): $H\gamma_{\text{F}}$ (Worthey, Lick resolution $\simeq 8 \text{ \AA}$), $H\gamma_{\text{Vaz}}$ (Vazdekis & Arimoto (1999), $\sigma = 200 \text{ km.s}^{-1}$: FWHM $\simeq 6.8 \text{ \AA}$), $H\gamma_{\text{HR}}$ (Jones & Worthey (1995), $\sigma = 80 \text{ km.s}^{-1}$: FWHM $\simeq 2.7 \text{ \AA}$). We hereafter propose the new index $H\gamma_{\text{VHR}}$ (VHR standing for Very High Resolution) with FWHM=2.0 \AA ($\sigma \simeq 60 \text{ km.s}^{-1}$), well suited to PÉGASE-HR.

Figure 12 presents the comparison of the age- Z grids built up with the variety of $H\gamma$ indices for the *age* axis, and with the Lick $\langle\text{Fe}\rangle$ index for the $[\text{Fe}/\text{H}]$ axis. The last grid ($H\gamma_{\text{VHR}}$ vs. $\langle\text{Fe}\rangle$) shows that the $H\gamma_{\text{VHR}}$ index is particularly insensitive to the metallicity and enables a better age estimation than $H\gamma_{\text{HR}}$ at low metallicity. It may be measured at high (> 50) S/N ratio with the new generation of instruments.

5.4. A Z -sensitive $H\gamma$ index: $H\gamma_{\text{Z}}$

The high spectral resolution (FWHM=2.0 \AA) allows to present the new $H\gamma_{\text{Z}}$ index, highly sensitive to metallicity. This might look surprising, but Vazdekis & Arimoto (1999) and Jones & Worthey (1995) already noted that many metallic lines are present in every Lick index. We call this new index $H\gamma_{\text{Z}}$, defined for a spectral resolution corresponding to FWHM=2.0 \AA . This narrow index is quite complementary to the index $H\gamma_{\text{VHR}}$: passbands are very near from one another, and a single short spectrum is needed to perform an age- Z diagnostic. The independence of the parameters, traced by the two indices is exemplified on Fig. 13. The diagram $H\gamma_{\text{VHR}}$ (age-sensitive) vs. $H\gamma_{\text{Z}}$ (Z -sensitive) should be useful to interpret high-resolution spectra.

5.5. Z and age sensitivities

We present in Table 2 updated values of the sensitivities to age and metallicity of some Lick indices ($H\gamma$, $H\beta$, $\text{Fe}5335$, $\text{Fe}5270$, Mg_b) and of the old and new $H\gamma$ indices. We use the definition of Worthey (1994) for the quantity ($\Delta_{\text{age}}/\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$) called “ Z -sensitivity”. It is the ratio of the fractional change in age to the fractional change in Z needed to induce the same variation of the index value. A value close to zero means that the index is completely insensitive to metallicity variations, whereas a large absolute value indicates that the index is insensitive to age variations. We also give these fractional changes Δ_{age} and $\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ for a 10% variation of the index value around the zero-point (Z_{\odot} , 12 Gyr). A comparison to values obtained with previous models (Worthey 1994; Jones & Worthey 1995) is also given in the last Column. Our

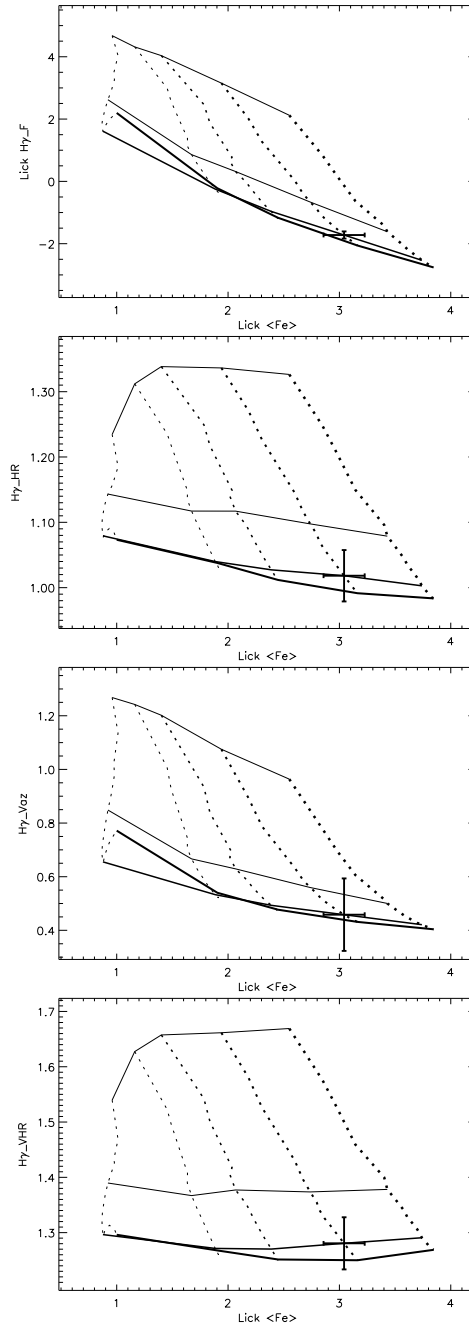
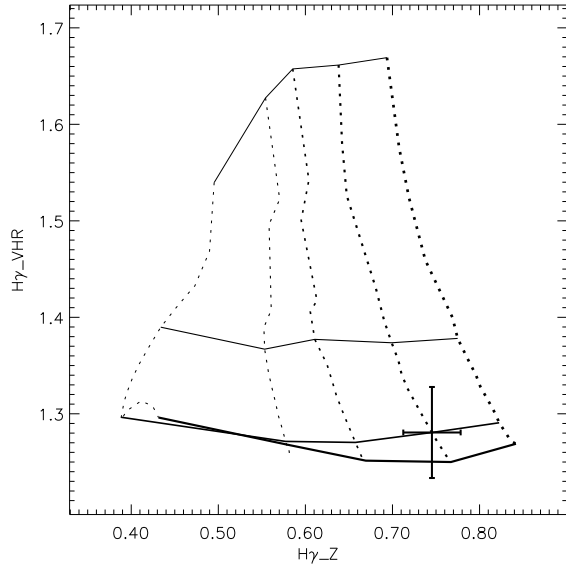


Fig. 12. $H\gamma$ indices vs. $\langle\text{Fe}\rangle$ Lick index. From top to bottom, the $H\gamma$ indices are computed with the definitions of Worthey, Jones, Vazdekis, and our Very High Resolution index (see text for details). Error bars are computed from Cardiel et al. (1998) with an average S/N ratio=50. Solid lines are iso-age sequences (1, 5, 12, 17 Gyr). Dotted lines are iso- $[\text{Fe}/\text{H}]$ sequences (-1.7 , -0.7 , -0.4 , $0.$, 0.4). Thick lines correspond to high age or $[\text{Fe}/\text{H}]$ values. Notice the particularly flat iso-age sequences of the $H\gamma_{\text{VHR}}$ index, which indicates a very low Z -sensitivity.

Table 1. Various H γ indices and resolutions (last column). H γ -VHR and H γ -Z are the new one that we propose (see Sect. 5.3 and 5.4).

Name	Feature	Blue band	Red band	FWHM (Å)
H γ -F	4332.500 4353.500	4284.750 4321.000	4356.000 4386.000	9.5
H γ -HR	4338.607 4342.347	4333.000 4335.000	4348.000 4350.000	2.7
H γ -Vaz	4332.000 4352.250	4331.000 4340.750	4359.250 4368.750	6.8
H γ -VHR	4339.000 4344.000	4334.000 4336.500	4348.000 4350.500	2.0
H γ -Z	4351.000 4354.000	4318.000 4322.500	4362.000 4365.000	2.0

**Fig. 13.** H γ -VHR index (age tracer) vs. H γ -Z index (metallicity tracer) indices. Error bars are computed from Cardiel et al. (1998) with an average S/N ratio of 50. Same symbols as in Fig. 12.

new index H γ -VHR is quite insensitive to metallicity variations around the zero-point. The negative value of the Z-sensitivity of H γ -VHR is noticeable as the only negative value in the table: unlike the other indices, age and metallicity variations around the zero-point induce opposite variations of the index. The new index H γ -Z is very sensitive to variations of metallicity, almost as much as the Mg $_b$ index.

6. Discussion and Conclusion

The code PÉGASE-HR is a spectro-photometric evolution model of galaxies with very high spectral resolution in the optical. It inherits the PÉGASE.2 accurate modeling of galaxy evolution, as demonstrated by the compatibility of colors and low-resolution spectra between the two models. The ÉLODIE library is complete enough to cover extensively the HR diagram. Efforts are made to complete the library with low metallicity stars. Its quality depends on the estimation of stellar parameters with TGMET and on the interpolator which will be soon published. The ÉLODIE archive continues to grow from new

Table 2. Sensitivity of line equivalent widths to age (1–13 Gyr) and metallicity ([Fe/H]=−1.7 to 0.4). $\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ represents the fractional change in [Fe/H] needed to produce a 10 % variation of the index value at the zero-point (Z_{\odot} , 12 Gyr). Δ_{age} is the similar quantity computed with the age. $\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}$ is the ratio of fractional change in age to the fractional change in [Fe/H] required to produce the same change in index value (Worthey 1994; Jones & Worthey 1995). High absolute values correspond to high sensitivity to Z. This quantity is evaluated around the (Z_{\odot} , 12 Gyr) zero-point. The last Column reproduces the values in Table 6 of Worthey (1994) and in Table 2 of Jones & Worthey (1995).

Element	$\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}$	Δ_{age}	$\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}$	$\left(\frac{\Delta_{\text{age}}}{\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}]}}\right)_{\text{W,J}}$
Fe5335	0.39	0.73	1.9	2.8
Fe5270	0.42	0.75	1.8	2.3
Mg $_b$	0.48	0.72	1.5	1.7
H γ -Z	0.79	1.09	1.4	
H γ -A	0.33	0.28	0.8	1.0
H γ -F	0.20	0.14	0.7	
H δ -A	0.16	0.12	0.7	1.1
H γ -Vaz	-1.14	-0.42	0.4	
H β	-0.86	-0.27	0.3	0.6
H γ -HR	-7.98	-1.10	0.1	0.0
H γ -VHR	11.16	-1.22	-0.1	

observations and the density of stars in the parameter space (T_{eff} , $\log_{10} g$, [Fe/H]) increases. The improvement will be particularly noticeable for fast evolving stars and a better accuracy will be derived for young starbursts (age < 100 Myr).

We checked that PÉGASE-HR, degraded at low resolution, is in good agreement with other recent models: PÉGASE.2, Bressan et al. (1996), or Thomas et al. (2003). Predicted evolution of Lick indices for Balmer lines and metallic lines are compatible with most other models and observations. One exception concerns the Mg $_b$ index for which we predict sensibly lower values. The influence of the non-solar enrichment for α -elements in the ÉLODIE library has to be explored.

We systematically explored the wavelength domain to find new high resolution indices, sensitive to either age or metallicity. Inside the passband of the classical H γ Lick index, we find two very high resolution indices: one is sensitive to age only, and is quite similar to the index of Jones & Worthey (1995). The other one is sensitive to metallicity only. These 2 Å-wide features are defined for

velocity dispersions up to 60 km.s^{-1} . We note that these indices, despite a systematic investigation at high resolution, are not fundamentally different from the previous existing ones. This may indicate that future improvement will mainly come from high-resolution SED fitting rather than from classical indices.

This model is suited to the analysis of high resolution spectroscopic observations with rest-frame wavelengths falling in the 4000–6800 Å interval. Particularly, the most recent spectrographs on large telescopes (GIRAFFE, VIMOS or ISAAC at the VLT, GMOS or GNIRS at the Gemini Observatory, TWIN at Calar Alto, ISIS at WHT, ...) will benefit from this model. We already presented tests of inversion methods showing their potentiality to separate disk and bulge components from a spectrum, deriving simultaneously their population characteristics and their kinematics (Prugniel et al. 2003; Ocvirk et al. 2003). This approach will be fundamental in many scientific applications, as for example to study the physics of bulges, for which correcting the disc contamination is a pre-requisite (Prugniel et al. 2001).

We stress that this new tool is unique for studying the stellar populations in nearby and distant stellar populations observed with the new high resolution spectrographs.

The other improvements will come from multi-wavelengths analyses, by combining PÉGASE-HR optical spectra with far-ultraviolet and near-infrared SEDs. Another urgent direction of work is to implement non-solar abundances in the evolution. For this purpose, we are presently measuring chemical abundances from the high resolution spectra of the ÉLODIE library.

References

- Bica, E. & Alloin, D. 1986a, *A&A*, 162, 21
 —. 1986b, *A&AS*, 66, 171
 Bono, G., Caputo, F., Cassisi, S., Castellani, V., & Marconi, M. 1997, *ApJ*, 489, 822
 Bressan, A., Chiosi, C., & Tantalò, R. 1996, *A&A*, 311, 425
 Brodie, J. P. & Huchra, J. P. 1991, *ApJ*, 379, 157
 Bruzual, G. & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
 Cardiel, N., Gorgas, J., Cenarro, J., & Gonzalez, J. J. 1998, *A&AS*, 127, 597
 Cassisi, S., Castellani, M., & Castellani, V. 1997, *A&A*, 317, 108
 Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., & Ralite, N. 2001, *A&A*, 373, 159
 Cenarro, A. J., Cardiel, N., Gorgas, J., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 959
 Coluzzi, R. 1999, *VizieR Online Data Catalog*, 6071
 Eisenstein, D., Hogg, D., Fukugita, M., et al. 2003, *ApJ*, in press
 Falcón-Barroso, J., Peletier, R. F., Vazdekis, A., & Balcells, M. 2003, *ApJ*, in press
 Fioc, M. 1997, Ph.D. Thesis
 Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
 —. 1999, *astro-ph/9912179*
 Fuhrmann, K. 1998, *A&A*, 338, 161
 Fulbright, J. P. 2002, *AJ*, 123, 404
 Golev, V., Prugniel, P., Simien, F., & Longhetti, M. 1999, *A&AS*, 136, 519
 González, J. J. 1993, Ph.D. Thesis
 Gorgas, J., Faber, S. M., Burstein, D., et al. 1993, *ApJS*, 86, 153
 Green, E. M., Demarque, P., & King, C. R. 1987, *The revised Yale isochrones and luminosity functions (New Haven: Yale Observatory)*
 Huchra, J. P., Brodie, J. P., Caldwell, N., Christian, C., & Schommer, R. 1996, *ApJS*, 102, 29
 Jones, L. A. 1998, Ph.D. Thesis
 Jones, L. A. & Worthey, G. 1995, *ApJ*, 446, L31
 Katz, D., Soubiran, C., Cayrel, R., Adda, M., & Cautain, R. 1998, *A&A*, 338, 151
 Kuntschner, H. & Davies, R. L. 1998, *MNRAS*, 295, L29
 Kuntschner, H., Lucey, J. R., Smith, R. J., Hudson, M. J., & Davies, R. L. 2001, *MNRAS*, 323, 615
 Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
 Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, *A&AS*, 125, 229
 —. 1998, *A&AS*, 130, 65
 Maraston, C. 1998, *MNRAS*, 300, 872
 Maraston, C., Greggio, L., Renzini, A., et al. 2002, *A&A*, in press
 Ocvirk, P., Lançon, A., Pichon, C., et al. 2003, in *The Evolution of Galaxies. From Simple Approaches to Self-Consistent Models.*, ed. G. H. et al. (Kluwer), in press
 Prugniel, P., Maubon, G., & Simien, F. 2001, *A&A*, 366, 68
 Prugniel, P., Simien, F., Fioc, M., et al. 2003, in *Star Formation through Time*, ed. G. T.-T. E. Pérez, R.M. González Delgado, *ASP Conf. Ser.*, in press
 Prugniel, P. & Soubiran, C. 2001a, *A&A*, 369, 1048
 —. 2001b, *VizieR Online Data Catalog*, 3218
 —. 2003, in prep.
 Rose, J. A., Bower, R. G., Caldwell, N., et al. 1994, *AJ*, 108, 2054
 Salasnich, B., Girardi, L., Weiss, A., & Chiosi, C. 2000, *A&A*, 361, 1023
 Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
 Soubiran, C., Bienaymé, O., & Siebert, A. 2003, *A&A*, 398, 141
 Soubiran, C., Katz, D., & Cayrel, R. 1998, *A&AS*, 133, 221
 Thomas, D., Maraston, C., & Bender, R. 2003, *MNRAS*, in press
 Trager, S. C., Faber, S. M., Worthey, G., & González, J. J. 2000, *AJ*, 120, 165
 Tripicco, M. J. & Bell, R. A. 1995, *AJ*, 110, 3035
 Vandenberg, D. A. 1985, *ApJS*, 58, 711
 Vazdekis, A. & Arimoto, N. 1999, *ApJ*, 525, 144
 Worthey, G. 1994, *ApJS*, 95, 107
 Worthey, G., Faber, S. M., Gonzalez, J. J., & Burstein, D. 1994, *ApJS*, 94, 687
 Worthey, G. & Ottaviani, D. L. 1997, *ApJS*, 111, 377

Chapitre 7

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous nous sommes attachés à rendre compte des liens observés entre les luminosités des galaxies dans le domaine X et les luminosités dans le domaine optique. Nous avons vu que de multiples objets, principalement des étoiles en fin de vie (restes de supernovae, ou binaires X) sont des puissantes sources de rayons X dans les galaxies normales.

La détermination de leurs spectres moyens respectifs peut aujourd'hui s'appuyer sur les observations de sources ponctuelles galactiques à haute résolution spatiale de CHANDRA et sur la grande sensibilité d'XMM. Il est maintenant clairement établi que les restes de supernovae dominent le spectre X aux faibles énergies (dans la partie « molle »). Nous avons proposé une modélisation simple d'un reste moyen de supernova dans sa phase Sedov, en intégrant son spectre tout au long de sa vie, au fur et à mesure que sa température décroît. Les binaires X sont les objets qui contribuent majoritairement à la luminosité X d'une galaxie pour des énergies supérieures à quelques keV. Une composante de gaz chaud importante est présente dans les galaxies elliptiques, allant souvent jusqu'à occulter toute autre source de rayons X aux faibles énergies. Les observations récentes de galaxies à formation d'étoiles intense laissent également apparaître une contribution importante à la luminosité X d'un plasma gaz chaud. Il est possible que ce gaz soit le milieu interstellaire chauffé, à long terme, par les explosions de supernovae qui transfèrent une partie de leur énergie mécanique à ce milieu sous forme de chaleur, mais l'origine de ce gaz reste mal comprise.

L'utilisation d'un code de synthèse spectrale évolutive nous a ensuite permis de prédire les nombres d'objets émetteurs X à chaque instant de la vie d'une galaxie, en liaison avec les populations stellaires qui rayonnent dans le domaine optique. Nous avons suivi l'approche d'un formalisme de binaires X qui permet de prédire le nombre de ces objets en fonction des masses stellaires des progéniteurs, et de la fraction d'étoiles binaires serrées au sein de la galaxie. Cependant, cette notion de binaire *serrée* est délicate : il est probable que les rayons de séparation des étoiles au sein d'un couple d'étoiles liées gravitationnellement se distribuent de façon continue depuis des petites jusqu'à des grandes valeurs. Ce type de distribution peut seul reproduire fidèlement les fonctions de luminosité X des binaires X. Les critères que nous avons adoptés nous permettent cependant de prédire les nombres des quelques binaires X brillantes qui dominent l'émission X d'une population de binaires. Les nombres de restes de supernovae sont prédits en parallèle avec les nombres d'explosions de supernovae. Or de bonnes contraintes

observationnelles sont disponibles pour les galaxies locales, et sont bien satisfaites par notre modèle de galaxie spirale.

Les scénarios d'évolution adoptés pour décrire l'évolution des galaxies sont non seulement performants pour ajuster les nombres d'objets émetteurs X, mais aussi pour reproduire les distributions spectrales d'énergie des galaxies elliptiques locales, ou des galaxies à grand décalage spectral par l'intermédiaire de l'estimation de décalages spectraux par photométrie. En effet, cette technique trouve son efficacité améliorée par l'utilisation de tels scénarios d'évolution lors de la comparaison des flux observés avec les spectres de référence.

Nous avons ensuite appliqué ces scénarios à la prédiction des évolutions conjointes de la luminosité X et de la luminosité optique des galaxies normales, pour tous les types spectraux de galaxies. Ces prédictions sont en bon accord avec les observations du rapport L_X/L_B moyen dans les galaxies locales qui ont été détectées en X par EINSTEIN ou ROSAT. On retrouve en particulier la décroissance de ce rapport lorsque le type de la galaxie augmente. En utilisant des fonctions de luminosité déterminées observationnellement en bande B, et en utilisant notre modèle qui fait le lien entre la luminosité optique et la luminosité X, nous avons donné une estimation des fonctions de luminosité X des galaxies normales. L'application de ces fonctions de luminosité au comptage profond de galaxies nous a conduit à une évaluation de la contribution (de l'ordre de 1%) des galaxies normales au fond diffus X. Cette estimation est en accord moyen avec les autres estimations de la littérature (plus souvent proches de $\simeq 4\%$) fondées par exemple sur le modèle d'évolution de la population de binaires X de Ghosh & White (2001).

Nous avons également mis en évidence l'importance de prendre en compte l'évolution de la métallicité pour calculer correctement les distributions spectrales d'énergie, que ce soit dans le domaine X ou dans le domaine optique. À haute résolution spectrale, aussi bien en X que dans l'optique, les signatures d'éléments chimiques particuliers apparaissent. Ces signatures sont précieuses, si on sait les interpréter avec des modèles, pour contraindre l'histoire de la formation d'étoiles passée et présente des galaxies. Nous avons présenté une adaptation du code PÉGASE à l'utilisation de la bibliothèque de spectres stellaires à haute résolution ÉLODIE. Nous avons alors cherché, en utilisant ce couplage, à identifier de nouveaux indices spectraux à plus haute résolution spectrale que celle utilisée pour les indices qui existent déjà. Deux nouveaux indices proches de la raie $H\gamma$ définis pour des résolutions spectrales élevées ($\text{FWHM} \simeq 2 \text{ \AA}$) permettent de faire de meilleurs diagnostics d'âge et de métallicité des populations stellaires que ceux que l'on pouvait faire jusqu'alors. Une des forces de ces indices est leur grande proximité dans le spectre, ce qui permet de réaliser des diagnostics complets avec un seul et même spectre observé à haute résolution. Nous sommes cependant confrontés à un problème irréductible, celui de l'élargissement des raies en absorption dû à la dispersion des vitesses des étoiles au sein d'une galaxie.

Plusieurs perspectives sont possibles à ce travail qui constitue une première approche vers une meilleure compréhension de l'évolution de la métallicité et des émissions X et optiques des galaxies qui sont toutes les trois intimement liées.

Tout d'abord, il serait bon de pouvoir, avec le code d'évolution spectrale, modéliser l'évolution chimique élément par élément. Ce travail a été partiellement réalisé au cours de cette thèse, mais les incertitudes qui existent toujours sur les vents stellaires le rendent délicat. En suivant l'évolution des abondances chimiques, nous pourrions mieux modéliser l'évolution des

spectres galactiques. Dans le domaine visible, cela suppose cependant de disposer d'une bibliothèque de spectres stellaires qui tienne compte des divers rapports d'abondances chimiques rencontrés dans les galaxies. Mais une telle bibliothèque construite avec des spectres observés n'existe pas encore, et les codes de transfert utilisant les modèles d'atmosphères d'étoiles ne parviennent pas encore à reproduire finement les raies à haute résolution. Dans le domaine X, il est par contre plus facile de prédire l'influence des abondances chimiques sur les spectres car la physique des plasmas mise en jeu est mieux comprise que celle des étoiles qui reste complexe. Cette étude permettra de mieux comprendre l'évolution de la métallicité des galaxies et leurs histoires de formation d'étoiles.

De plus, la comparaison des premières observations X de galaxies lointaines avec notre modèle souligne la nécessité d'inclure l'émission de rayons X de la part d'une composante de gaz chaud liée à la formation d'étoiles intense. Un modèle de binaires X plus raffiné, tenant compte du rayon de séparation des étoiles au sein d'un couple binaire, permettrait également de mieux expliquer les écarts constatés entre les modèles et les observations à grand décalage spectral.

Nous voulons cependant attirer l'attention sur plusieurs difficultés inhérentes à l'interprétation des observations et à la modélisation de populations faisant intervenir un petit nombre d'objets. Par exemple, Dahlem et al. (2000) ont souligné la diversité des interprétations possibles des spectres de galaxies à formation d'étoiles intense. En effet, plusieurs modèles sont capables de reproduire parfaitement, aux erreurs de mesure près, les spectres intégrés observés de telles galaxies. En particulier, la nature ponctuelle ou diffus de la composante observée à haute énergie est très mal contrainte. Les bonnes résolutions spatiales atteintes par CHANDRA aujourd'hui, ainsi que les très bonnes précisions dans les spectres obtenus avec XMM devraient permettre de réduire ces incertitudes.

Enfin, comment l'ont montré par exemple Cerviño & Valls-Gabaud (2003), il est délicat de modéliser les spectres d'un petit nombre de sources. En effet, les incertitudes sur le spectre total sont d'autant plus grandes que le nombre de ces sources est petit. L'estimation de barres d'erreurs liées à la modélisation doit alors être envisagée. La notion de *degré de confiance* associée à notre modèle permettra d'interpréter les observations de façon plus fiable.

Les progrès en cours dans ces différentes directions permettront ainsi certainement de mieux comprendre l'histoire complète de la formation d'étoiles dans l'univers ainsi que la nature de l'évolution des galaxies.

Annexe A

Le code XSPEC

Les processus physiques à l'oeuvre lors d'émission des rayons X ou d'absorption de ceux-ci sont connus depuis de nombreuses années. Les formulations analytiques sont bien établies pour chacun d'entre eux, et seules les constantes physiques (sections efficaces en particulier) restent encore incertaines. Pour modéliser l'émission X des galaxies, nous avons choisi de nous appuyer sur un code permettant de calculer un spectre pour un processus physique élémentaire donné et des paramètres (température, densité, ...) donnés. Les combinaisons de processus et les valeurs numériques des paramètres sont déterminés à chaque pas de temps d'une simulation de galaxie avec PÉGASE, en fonction de l'histoire des populations stellaires, des quantités de gaz, du taux de formation d'étoiles courant, ...

Deux codes permettant de modéliser les processus X existent actuellement : SPEX¹ et XSPEC². Le premier est développé par les auteurs du modèle *Mekal* (Mewe et al., 1995), et propose des calculs précis sur les milieux chauds et les reste de supernovae, mais reste peu souple d'utilisation et ne permet pas de simuler aisément des observations avec les instruments X existant. XSPEC (Arnaud, 1996) est un code plus général, incluant dans sa dernière version (11.2) un grand nombre de processus physiques. De plus, il est structurellement très souple, ce qui permet un enrichissement constant par des contributions de chercheurs qui peuvent inclure leurs propres modèles plus raffinés. Il permet en outre de simuler les spectres X vus à travers les matrices de réponse de plusieurs instruments, ainsi que d'ajuster un spectre observé avec un modèle dont certains paramètres sont libres. Enfin, plusieurs statistiques (χ^2 , C-statistique, ...) peuvent être utilisées pour estimer les qualités d'ajustements.

Parmi les modèles courants disponibles dans XSPEC, on trouve le rayonnement de corps noir, des spectres en loi de puissance, le rayonnement libre-libre, des modèles de photo-ionisation avec (CIE pour *Collisional Ionisation Equilibrium*) ou sans (NEI pour *Non-Equilibrium Ionisation*) équilibre collisionnel, un modèle pour la phase Sedov (à température et âge d'ionisation donnés), ainsi que des spectre Compton et Compton inverse. Des modèles complets de plasma en équilibre d'ionisation sont également inclus (MEKAL (Mewe et al., 1995) ou Raymond-Smith (Raymond & Smith, 1977)). L'absorption par le gaz froid peut-être rajoutée, avec plusieurs jeux de sections efficaces possibles. Pour chacun de ces modèles, plusieurs paramètres

¹<http://www.sron.nl/divisions/hea/spex/>

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>

sont ajustables, notamment un facteur de normalisation, le décalage spectral, les abondances chimiques dans certains cas, etc. . .

Lors du calcul des spectres *X template* avec XSPEC, nous choisissons, pour des raisons numériques, de normaliser les flux pour un observateur situé à 10 kpc des sources. Lors du traitement avec PÉGASE, nous tenons compte de cette normalisation pour calculer le spectre de puissance global.

Annexe B

Choc adiabatique

Voir calculs du 19/11/2001 cahier numero 4 et Dyson & Williams (1980) pages 95 à 103.

Equations de Rankine-Hugoniot :

$$\Phi = \rho u = cte \quad (\text{conservation de la masse}) \quad (\text{B.1})$$

$$\zeta = P + \rho u^2 = cte \quad (\text{conservation du moment cinétique}) \quad (\text{B.2})$$

$$\xi = \frac{1}{2}u^2 + \frac{5}{2}\frac{P}{\rho} = cte \quad (\text{conservation de l'énergie}) \quad (\text{B.3})$$

La vitesse a du son dans le milieu est définie par

$$a^2 = \frac{5}{3}\frac{P}{\rho} \quad (\text{B.4})$$

On introduit la vitesse de référence \bar{u} définie par

$$\bar{u} = \zeta/\xi \quad (\text{B.5})$$

On peut alors réécrire (B.3) :

$$\xi = \frac{1}{2}u^2 + \frac{3}{2}a^2 = u \left(\frac{5}{2}\bar{u} - 2u \right) \quad (\text{B.6})$$

Si on définit le nombre de Mach M par

$$M^2 = u^2/a^2 = \frac{u^2}{(5/3)(P/\rho)} = \frac{3}{5}\frac{u}{\bar{u} - u} \quad (\text{B.7})$$

on peut alors réécrire B.6 :

$$u^2 - \frac{5}{4}u\bar{u} + \xi/2 = 0 \quad (\text{B.8})$$

Si les solutions sont u_0 et u_1 , on a alors :

$$u_0 + u_1 = \frac{5}{4}\bar{u} \quad (\text{B.9})$$

En utilisant l'expression de M_0 , on en déduit l'expression

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{M_0^2 + 3}{4M_0^2} \quad (\text{B.10})$$

Si la vitesse du milieu en aval est très grande ($M_0 \gg 1$), on obtient alors les équations de de continuité

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{1}{4} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4 \quad (\text{B.12})$$

Comme dans le cas $M_0 \gg 1$, P_0 est négligeable, on a de plus

$$P_1 - P_0 \simeq P_1 = \rho_0 u_0^2 - \rho_1 u_1^2 = \frac{3}{4}\rho_0 u_0^2 \quad (\text{B.13})$$

Et comme le gaz est considéré comme parfait, on en déduit :

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu m}{k} u_0^2 \quad (\text{B.14})$$

où μm est la masse moyenne par particule.

Annexe C

Luminosité X intégrée sur la vie d'un reste de supernova

$$E_{\text{rad}} = \int_{t_0}^{t_1} F_{\text{rad}}(t) dt \quad (\text{C.1})$$

avec E_{rad} en ergs et F_{rad} en ergs/s. D'où

$$F_{\text{rad}}(t) = C \times R_s^3 \times E_{\text{vsedov}} \quad (\text{C.2})$$

avec $C = 10^{-14} \times 2.07 \times 1.2 \times n_0^2 \times \frac{4\pi}{3}$ et si E_{vsedov} est la valeur retournée par XSPEC avec $K = 1$, convertie en $\text{ergs/s/cm}^2/\text{keV}$ (au lieu de $\text{keV/s/cm}^2/\text{keV}$).

or

$$R_s = 1.17 \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (\text{C.3})$$

d'où

$$F_{\text{rad}}(t) = C \times (1.17)^3 \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{3/5} t^{6/5} E_{\text{vsedov}} \quad (\text{C.4})$$

Par ailleurs,

$$kT_s = \frac{3}{16} \mu m V_s^2 \quad (\text{C.5})$$

$$= \frac{3}{16} \frac{1.4}{2.3} m_{\text{H}} V_s^2 \quad (\text{C.6})$$

avec

$$V_s = dR_s/dt = \frac{2}{5} \frac{R_s(t)}{t} \quad (\text{C.7})$$

D'où

$$\begin{aligned} kT_s = x &= \frac{3}{16} \frac{1.4}{2.3} \frac{4}{25} m_{\text{H}} \frac{R_s^2(t)}{t^2} \\ &= A \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{2/5} t^{-6/5} \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

avec

$$A = \frac{3}{16} \frac{1.4}{2.3} \frac{4}{25} m_H * (1.17)^2 \quad (\text{C.9})$$

$$= \frac{2.1}{115} \times 1.17^2 m_H = 4.18 \times 10^{-26} \quad (\text{C.10})$$

en unités cgs.

Soit

$$t^{6/5} = \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{2/5} \frac{A}{x} \quad (\text{C.11})$$

$$\Rightarrow t = A^{5/6} \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{1/3} x^{-5/6} \quad (\text{C.12})$$

D'où

$$dt = A^{5/6} \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{1/3} \times \frac{-5}{6} x^{-11/6} dx \quad (\text{C.13})$$

Enfin, par changement de variable (t en x) :

$$E_{\text{rad}} = C \times (1.17)^3 \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{3/5} \times \int_{t_0}^{t_1} t^{6/5} E_{\text{vsedov}} dt \quad (\text{C.14})$$

$$E_{\text{rad}} = C \times (1.17)^3 \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{3/5} \times \int_{x_1}^{x_0} \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{2/5} \frac{A}{x} E_{\text{vsedov}} A^{5/6} \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{1/3} \times \frac{5}{6} x^{-11/6} dx \quad (\text{C.15})$$

$$E_{\text{rad}} = \left[10^{-14} \times 2.07 \times 1.2 \times n_0^2 \times \frac{4\pi}{3} \right] \times (1.17)^3 A^{11/6} \times \frac{5}{6} \times \left(\frac{E_*}{\rho_0} \right)^{4/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} E_{\text{vsedov}} dx \quad (\text{C.16})$$

$$E_{\text{rad}} = 0.016048 \times 10^{-14} \times m_H^{11/6} \times n_0^2 \left(\frac{E_*}{1.4 m_H n_0} \right)^{4/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} E_{\text{vsedov}} dx \quad (\text{C.17})$$

$$E_{\text{rad}} = 0.016048 \times 10^{-14} \times \frac{\sqrt{m_H}}{1.4^{4/3}} \times (n_0 E_*^2)^{2/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} E_{\text{vsedov}} dx \quad (\text{C.18})$$

D'où, avec $m_H = 1.67265 \times 10^{-24}$ g, et si l'intégrale est exprimée en cgs,

$$E_{\text{rad}} = 1.3252 \times 10^{-28} \text{ erg} \times (n_0 E_*^2)^{2/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} E_{\text{vsedov}} dx \quad (\text{C.19})$$

$$= 6.4019 \times 10^{-15} \text{ erg} \times (n_0 E_*^2)^{2/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} (2.07 \times 10^{-14} E_{\text{vsedov}}) dx \quad (\text{C.20})$$

Or, avec x en keV et E_{vsedov} en $\text{keV} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{keV}^{-1}$, l'intégrale est exprimée en $\text{keV}^{-5/6} / \text{s} / \text{cm}^2 / \text{keV}$.
 Il faut donc la multiplier par $(6.2415 \times 10^8)^{5/6}$ pour obtenir E_{rad} en ergs.
 Ainsi, si E_{vsedov} est exprimé en $\text{keV} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{keV}^{-1}$ et x en keV, on a

$$E_{\text{rad}} = 1.3668 \times 10^{-7} (n_0 E_*^2)^{2/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} (2.07 \times 10^{-14} E_{vsedov}) dx \text{ ergs} \quad (\text{C.21})$$

Soit

$$E_{\text{rad}} = 85.3 \text{ erg} (n_0 E_*^2)^{2/3} \int_{x_1}^{x_0} x^{-17/6} (2.07 \times 10^{-14} E_{vsedov}) dx \quad (\text{C.22})$$

Pour $x_1 = 0.1 \text{ keV}$ et $x_0 = 10 \text{ keV}$, on a alors

$$E_{\text{rad}} = 1.8 \times 10^{49} \text{ ergs} \quad (\text{C.23})$$

Observatoire	Instrument	Énergies	aire eff. @1keV	$\Delta E/E$
Uhuru (1970-1973)		2 – 20 keV	0.084 m ²	
Einstein (1978-1981)	IPC	0.4 – 4 keV	100 cm ²	
	HRI	0.15 – 3 keV	5 – 20 cm ²	
EXOSAT (1983-1986)	MEPC	1 – 50 keV	1600 cm ²	5
	GSPC	2 – 20 keV	100 cm ²	10
Ginga (1987-1991)	ASM	1 – 20 keV	70 cm ²	
	LAC	1.5 – 37 keV	4000 cm ²	$\simeq 5$
ROSAT (1990-1999)	PSPC	0.1 – 2.5 keV	240 cm ²	$0.43(E/0.93)^{-0.5}$
	HRI	0.1 – 2.5 keV	80 cm ²	
ASCA (1993-2001)	GIS	0.8 – 12 keV	50 cm ²	
	SIS	0.4 – 12 keV	105 cm ²	$\simeq 20$
RXTE (1995- ?)	ASM	2 – 10 keV		$\simeq 5$
BeppoSax (1996-2002)		0.1 – 300 keV		$\simeq 15$
XMM (1999- ?)	EPIC-MOS	0.1 – 15 keV	922 cm ²	20 – 50
	EPIC-PN	0.1 – 15 keV	1227 cm ²	20 – 50
	RGS	0.35 – 2.5 keV	185 cm ²	200 – 800
CHANDRA (1999- ?)	ACIS	0.2 – 10 keV	240 cm ²	9 – 50
	HETG	0.5 – 10 keV	225 cm ²	60 – 1000
	LETG	0.08 – 6 keV	225 cm ²	30 – 2000

Observatoires X et leurs caractéristiques

Annexe E

Constantes et conversions

Constantes

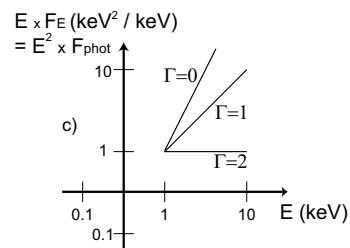
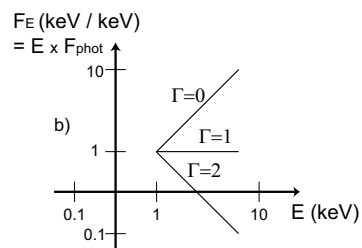
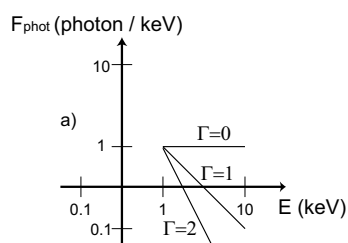
L'astronomie X utilise couramment les conversion d'unités suivantes :

$$kT = 1 \text{ keV} \Leftrightarrow T = 0.862 \times 10^7 \text{ K}$$
$$E \text{ (keV)} = \frac{12.398}{\lambda(\text{\AA})}$$

Spectres en loi de puissance

La figure ci-dessous a pour but de faire saisir au lecteur la forme d'un spectre en loi de puissance d'indice spectral Γ donné :

$$F_{\text{phot}}(E) = A E^{-\Gamma}$$



Annexe F

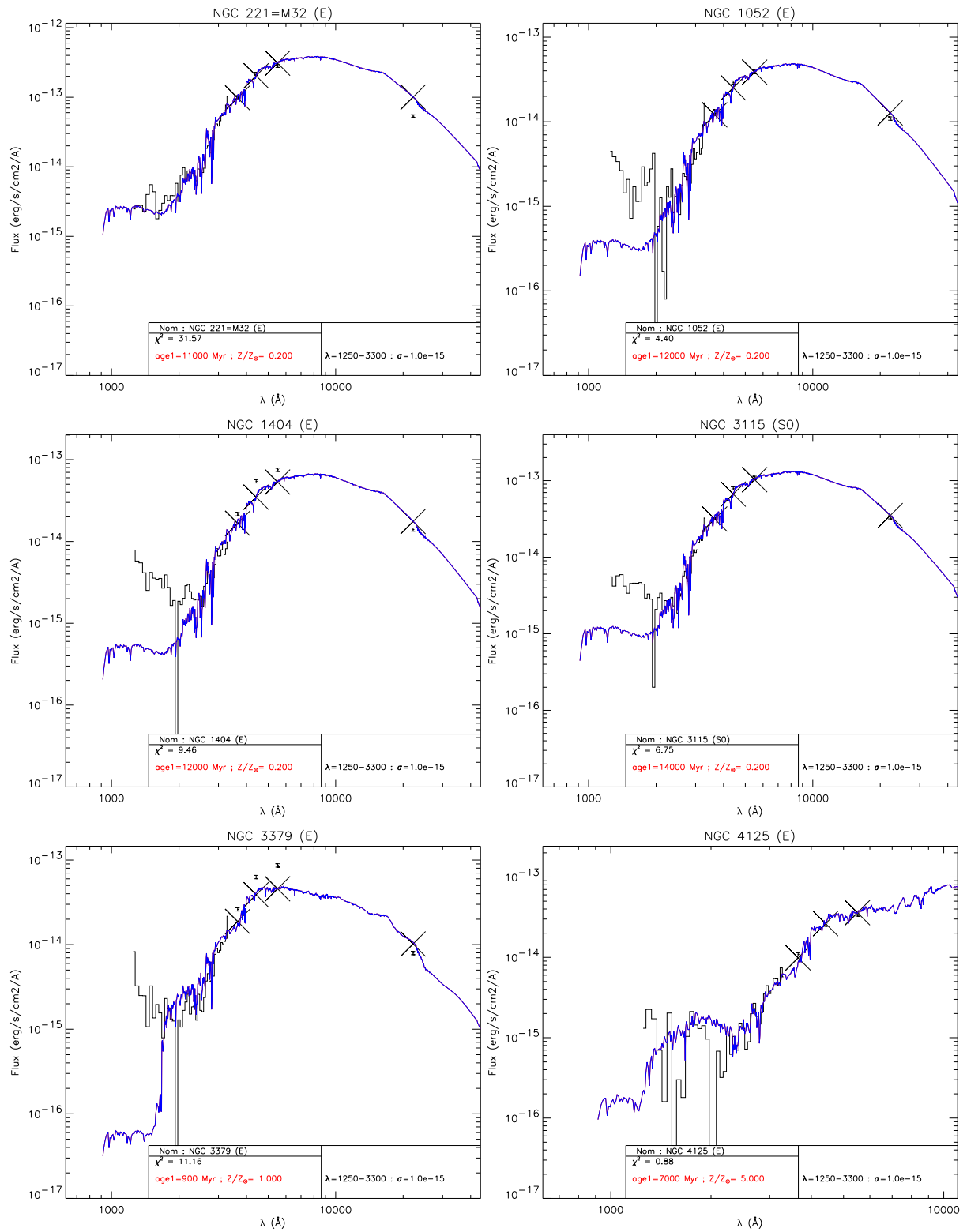
Ajustements de spectres optiques de galaxies elliptiques locales

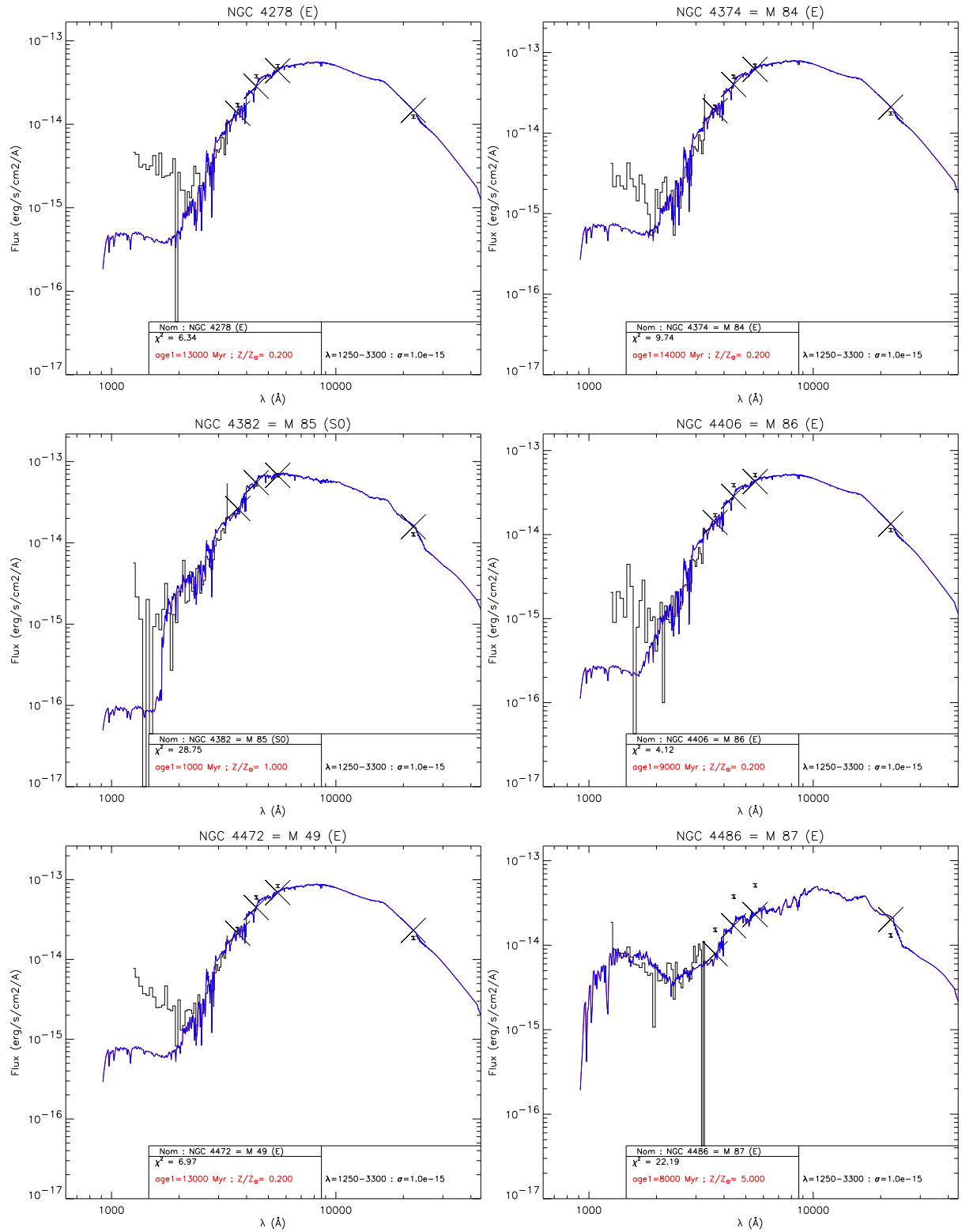
Cette annexe fournit les illustrations complètes des ajustements spectraux de galaxie elliptiques locales décrits dans le chapitre 3 (plus précisément, au § 3.5.1). Pour mémoire, les différents cas d'ajustement sont redonnés ci-dessous.

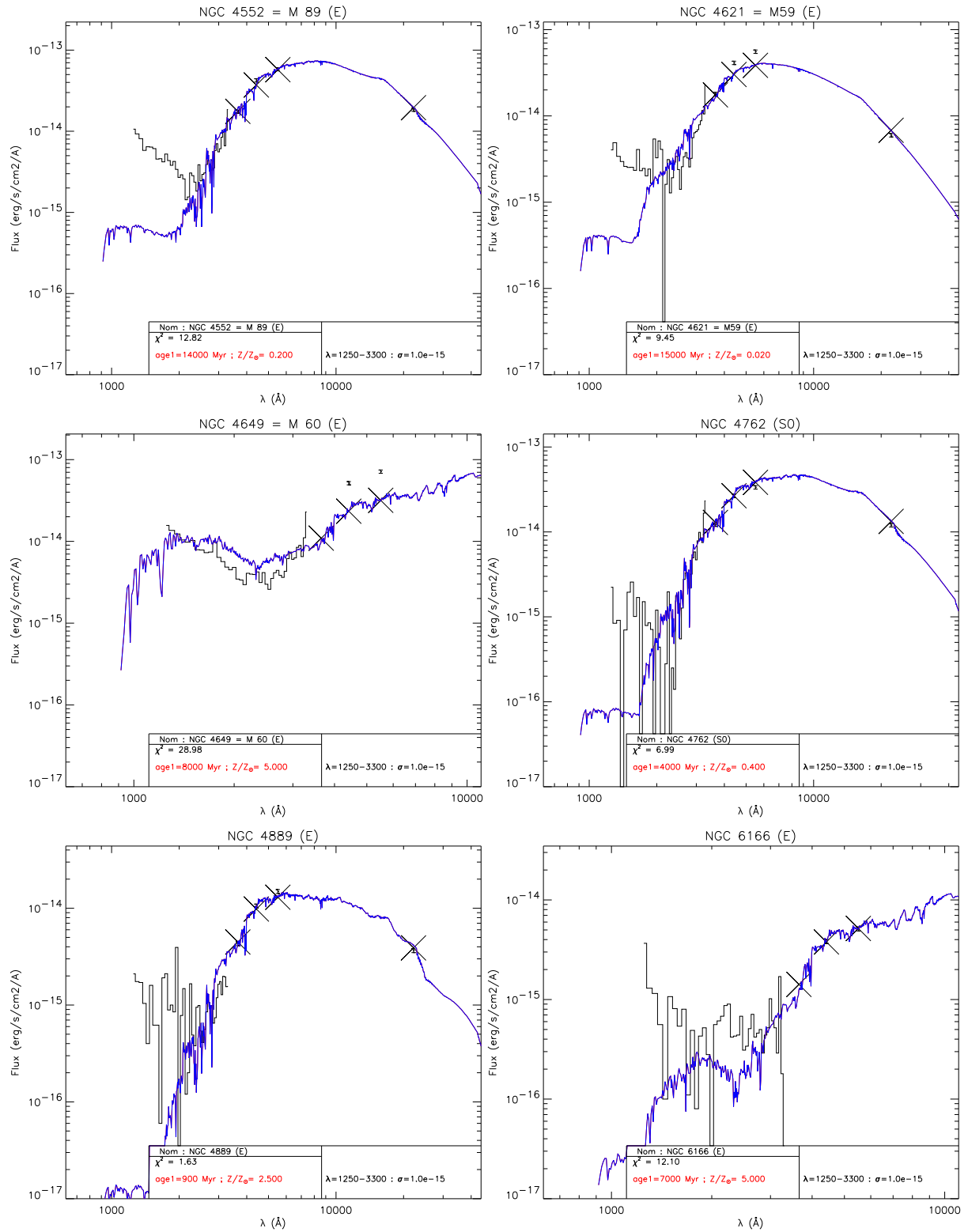
Cas	Sursaut instantané	Scénario d'elliptique
a	$\hat{\text{âge}} \in [1 - 15\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
b	$\hat{\text{âge}} \in [10\,000 - 15\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	$\hat{\text{âge}} \in [1 - 1\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
c	$\hat{\text{âge}} = 13\,000$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	$\hat{\text{âge}} \in [1\,000 - 10\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
	$\hat{\text{âge}} = 5$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	
d		$\hat{\text{âge}} \in [10 - 15\,000]$ $Z_{\text{chute}} \in [0; 4 \times 10^{-4}]$
e	$\hat{\text{âge}} \in [1\,000 - 10\,000]$ $Z \in [10^{-4}; 0.1]$	$\hat{\text{âge}} \in [10 - 15\,000]$ $Z_{\text{chute}} \in [0; 4 \times 10^{-4}]$

TAB. F.1 – *Différents paramètres utilisés pour faire les ajustements. Les âges sont donnés en millions d'années. Chaque cas est la somme de toutes les composantes qui le constituent.*

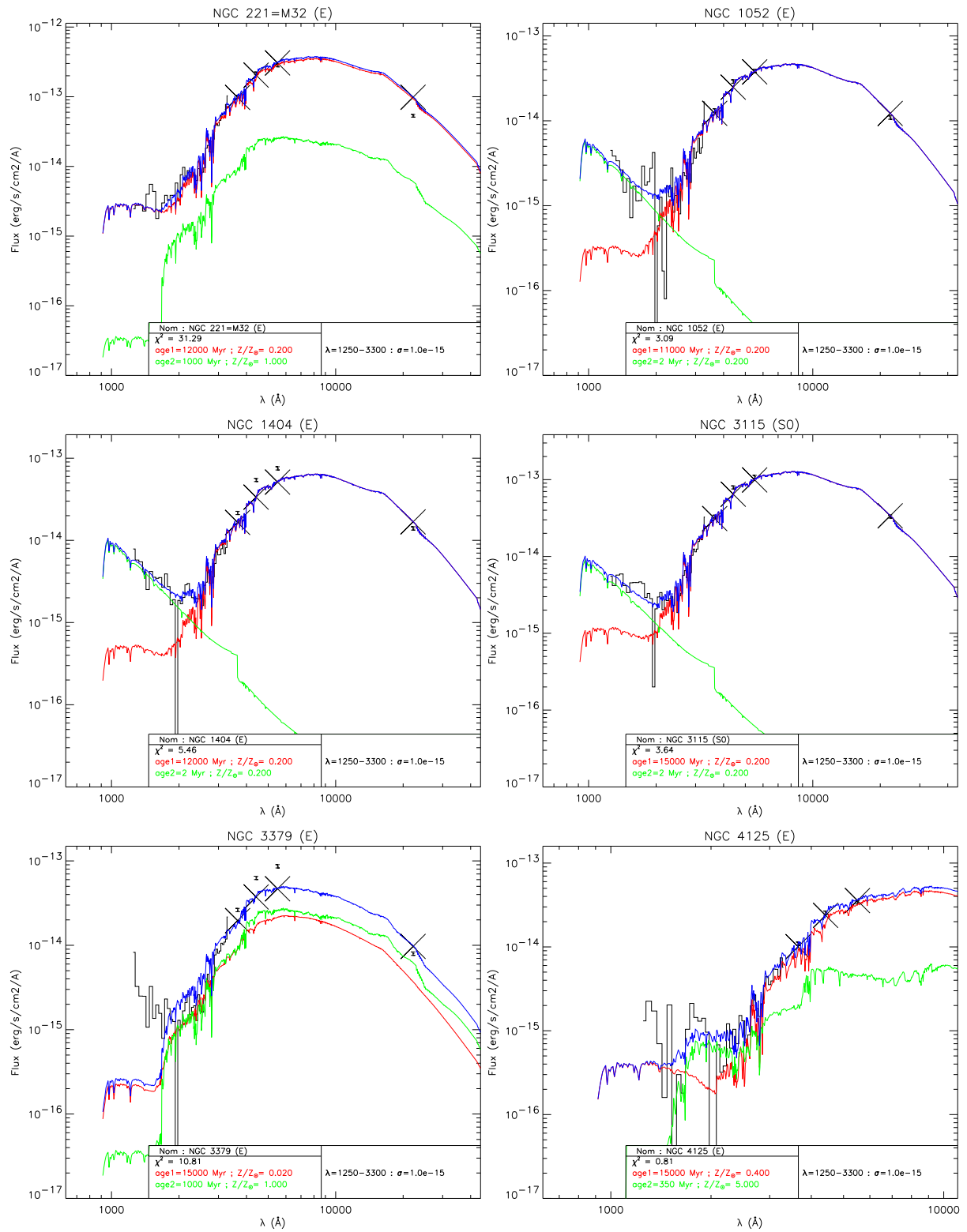
Cas a

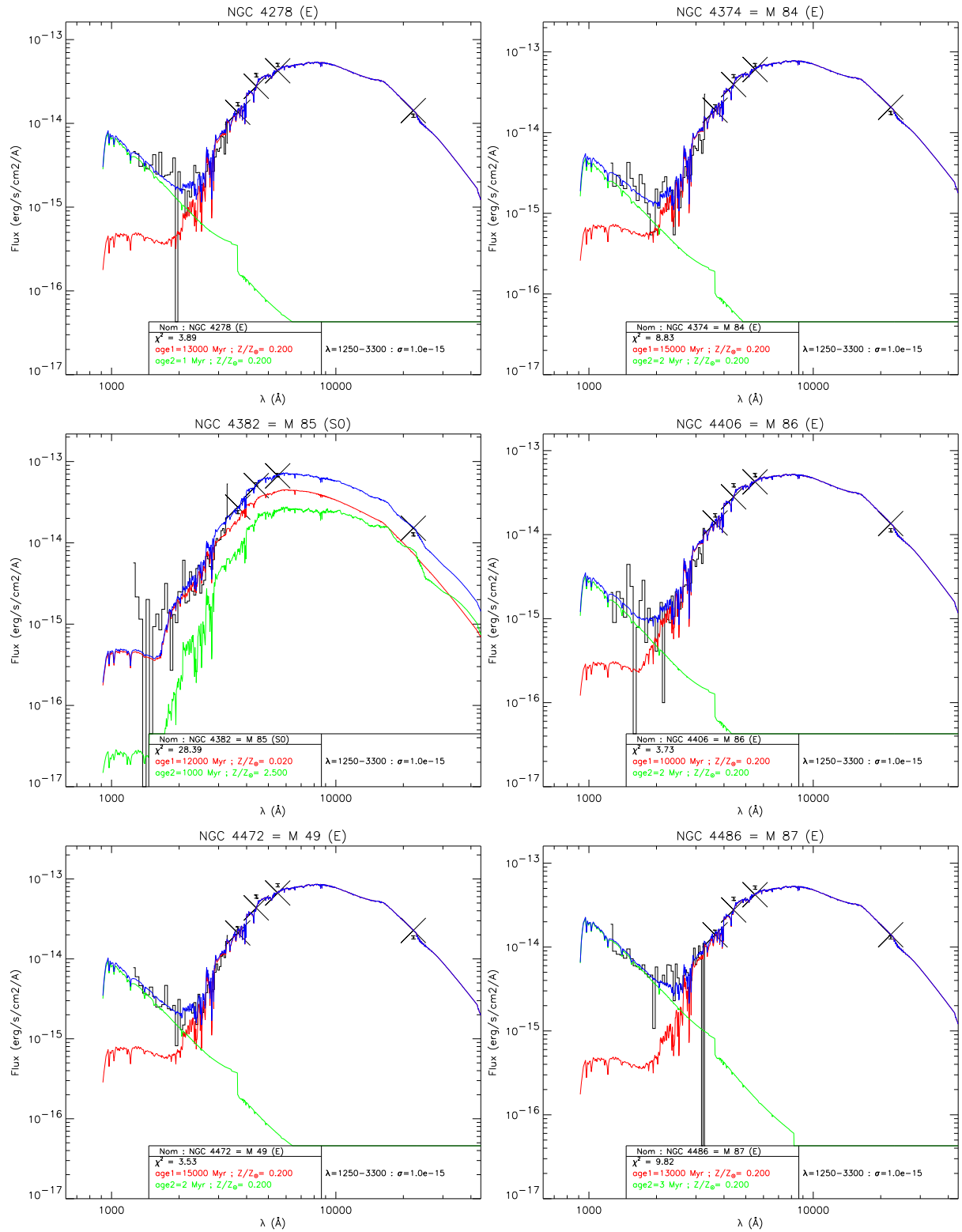


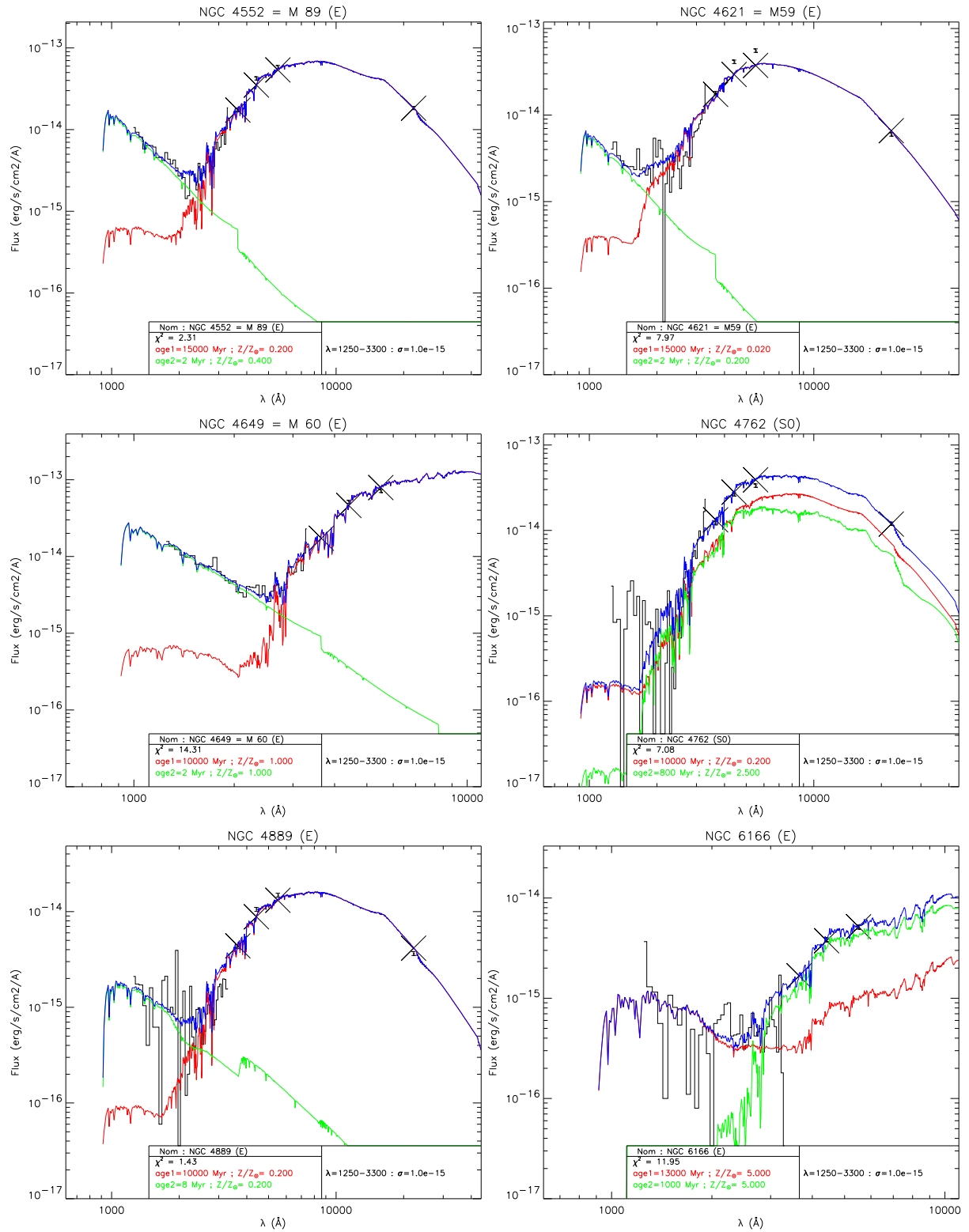




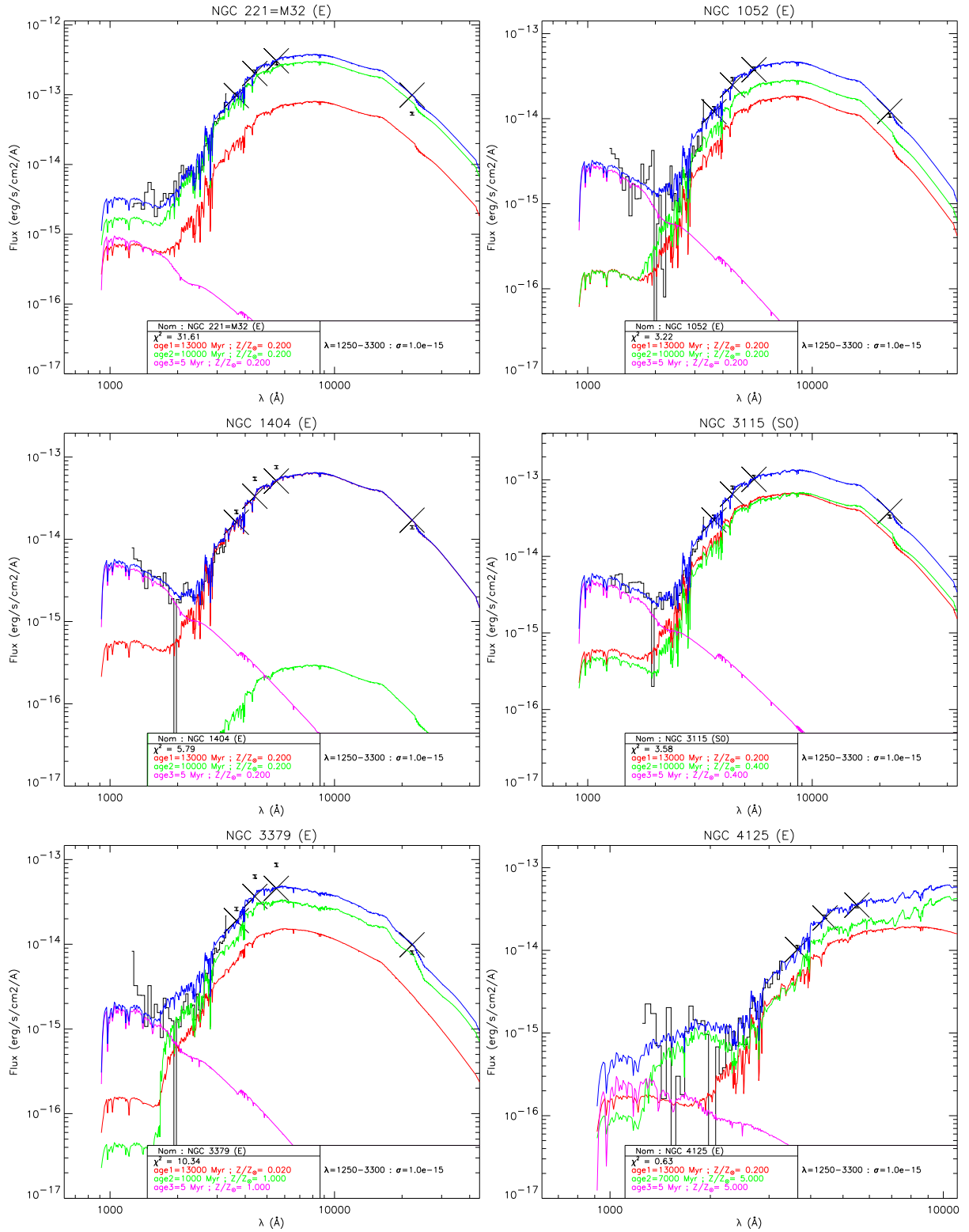
Cas b

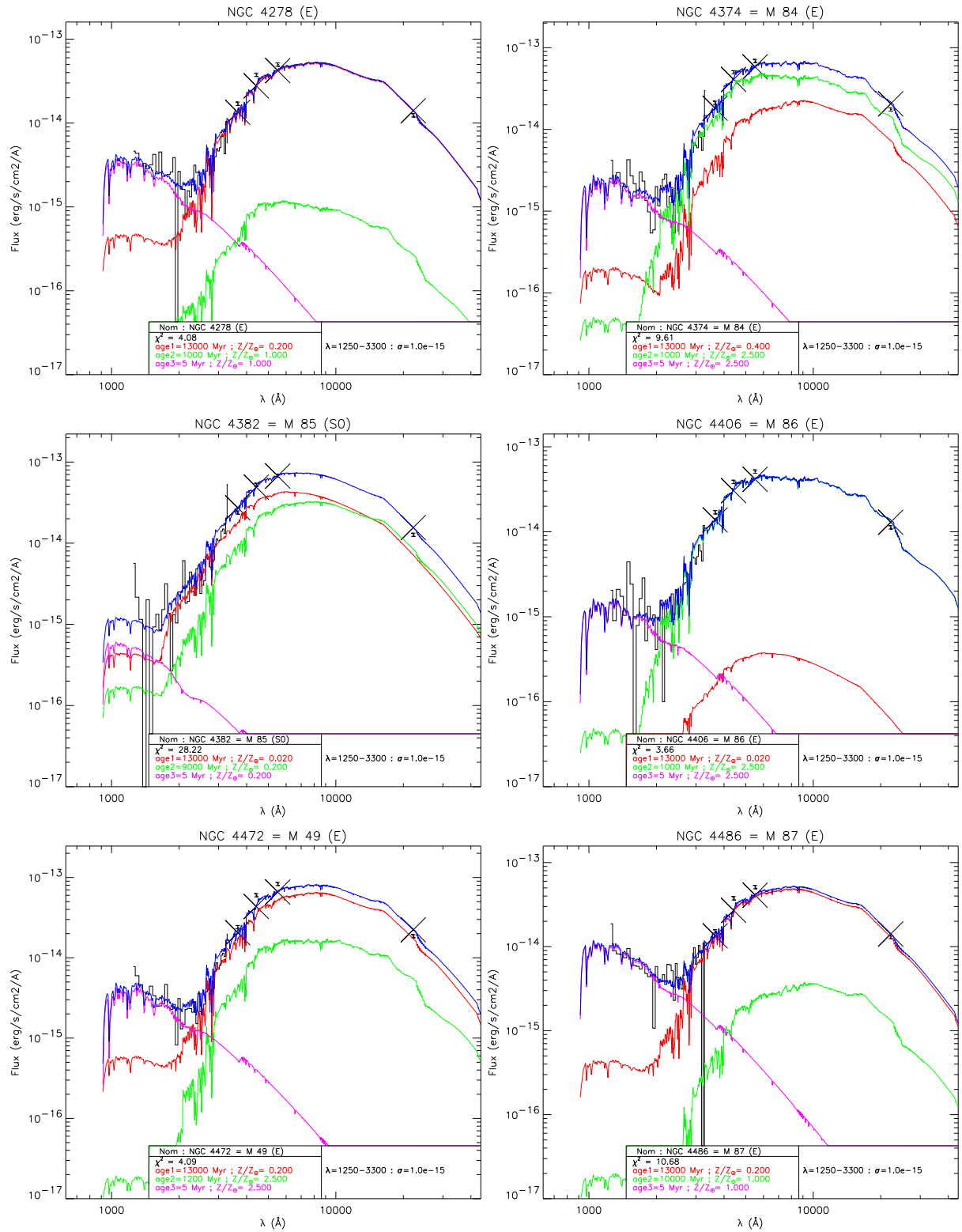


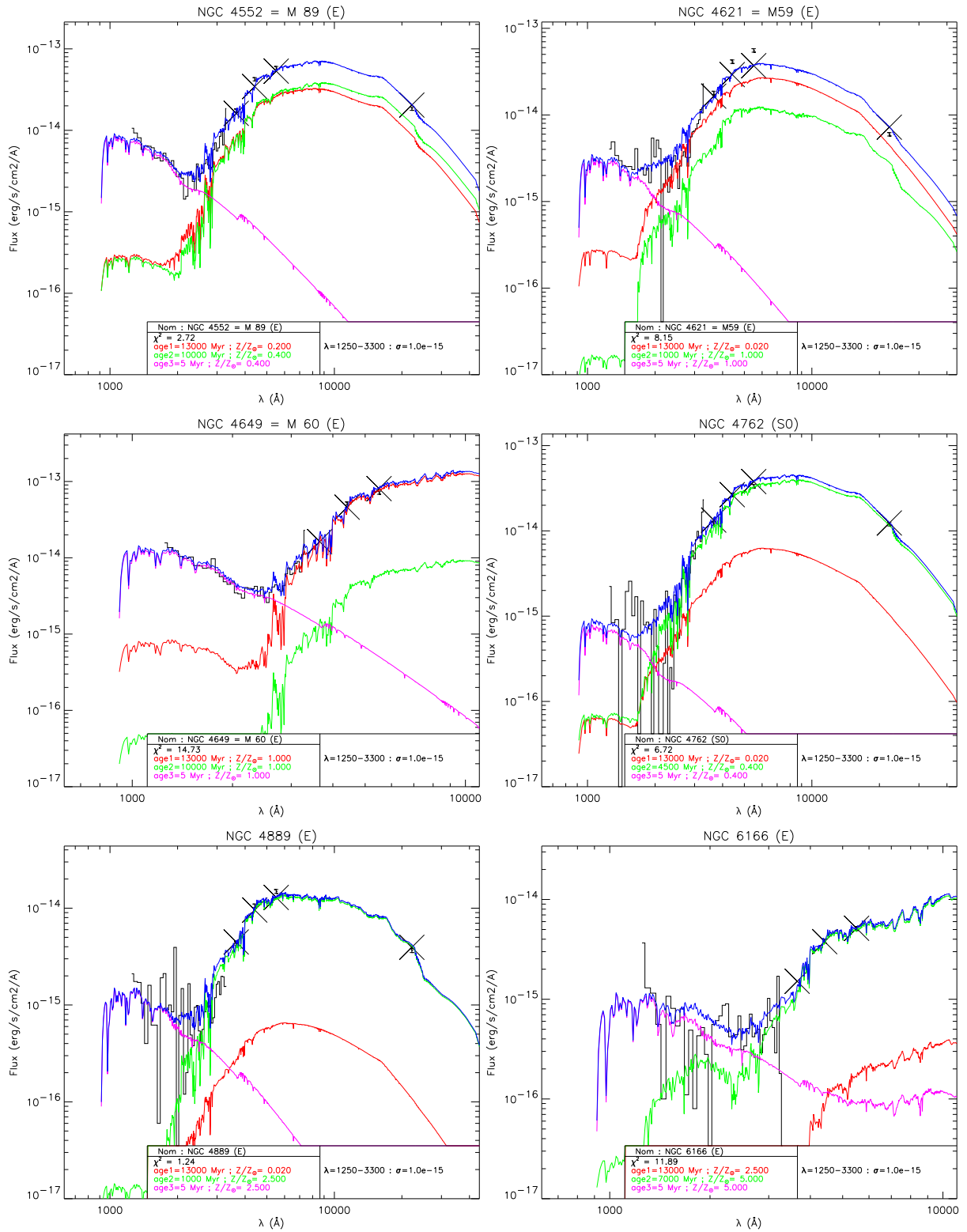




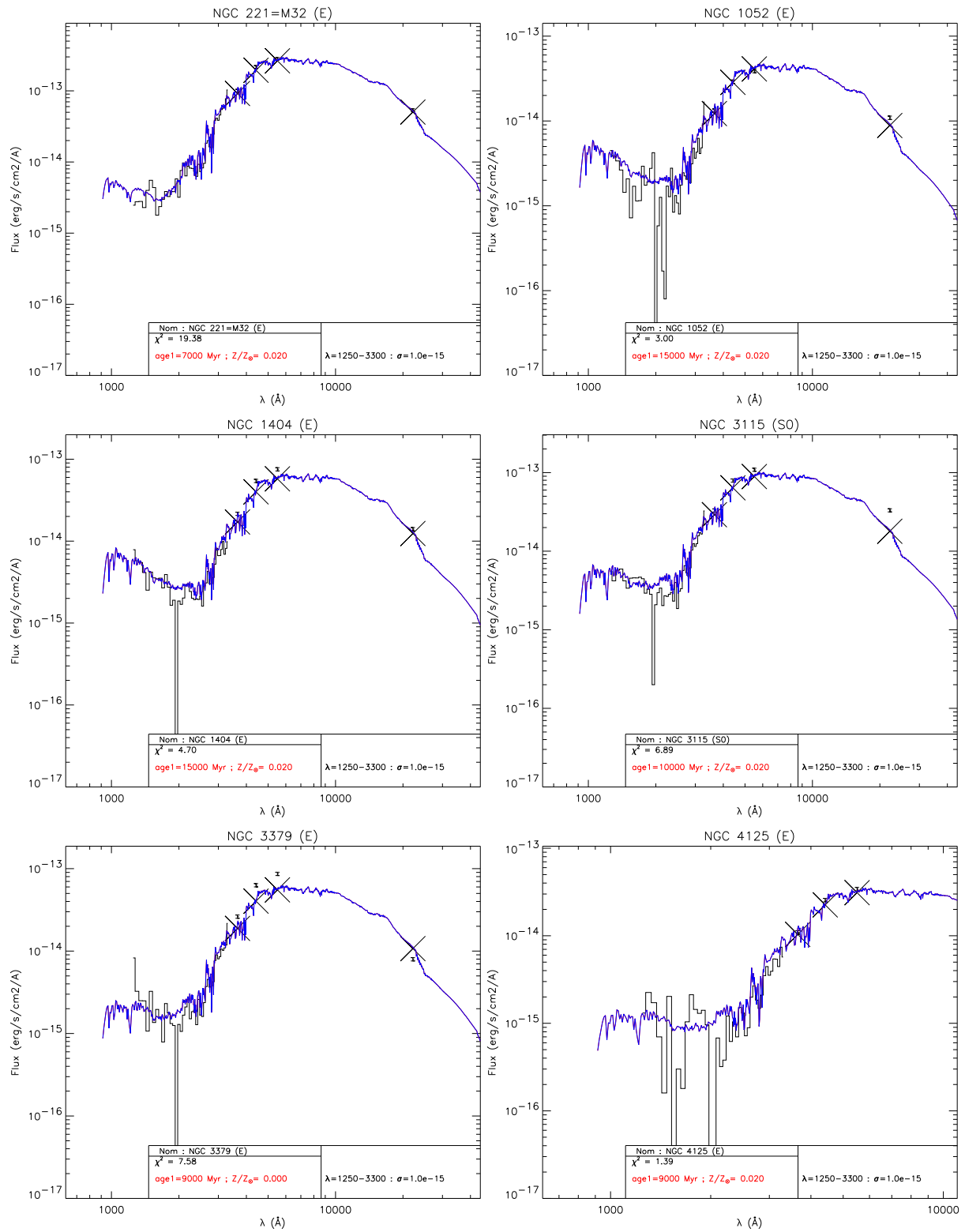
Cas c

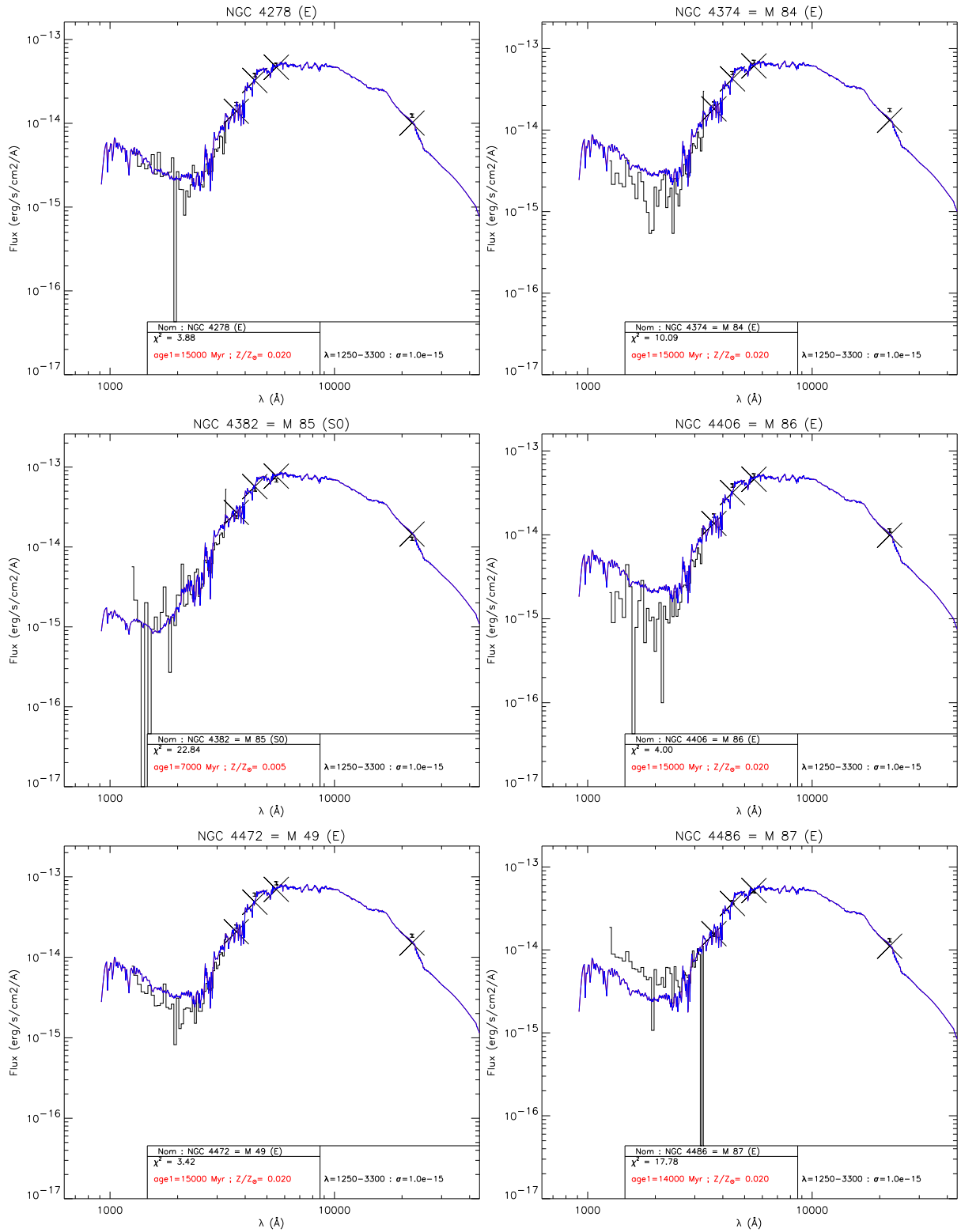


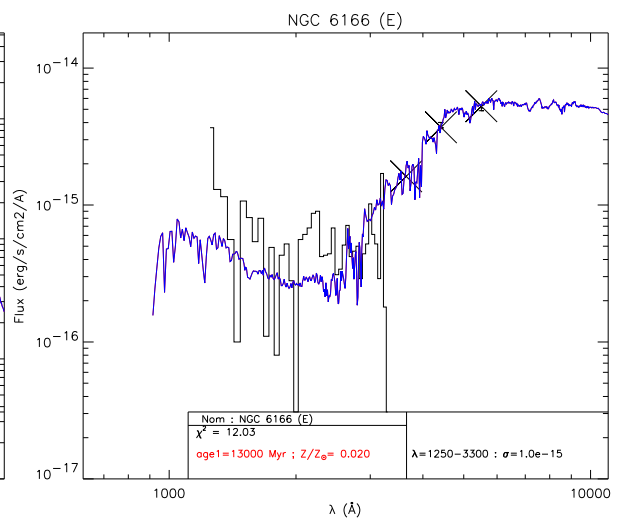
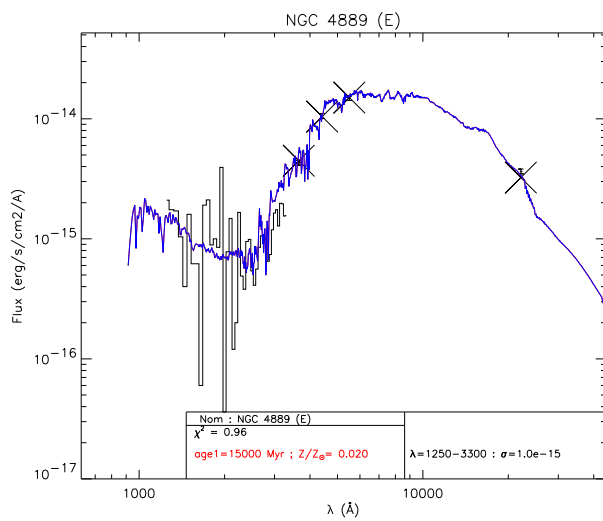
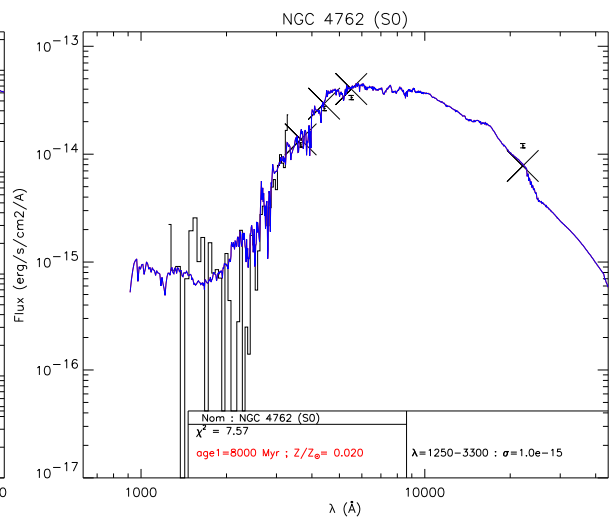
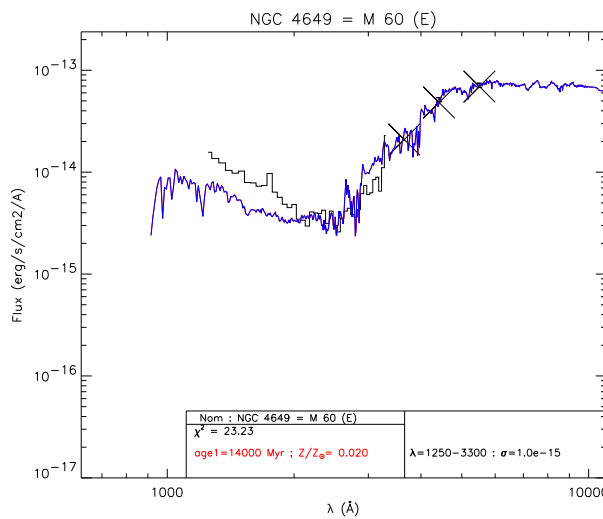
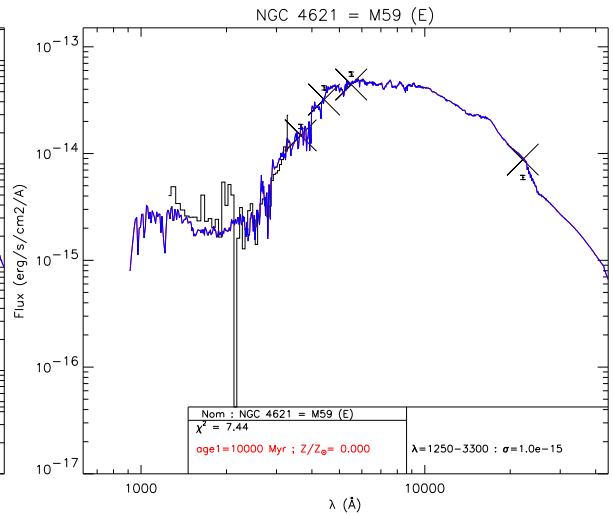
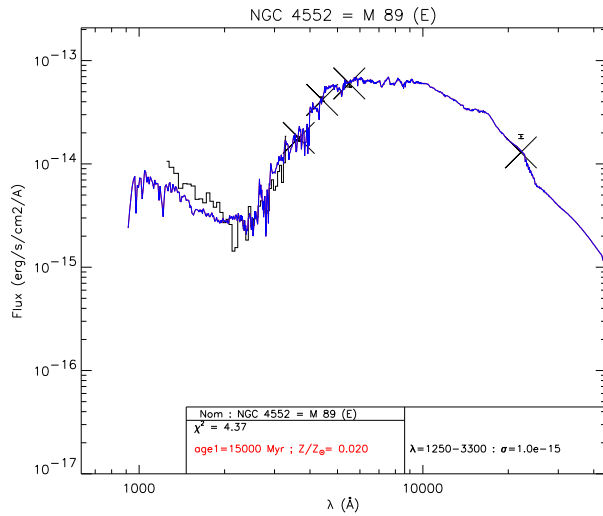




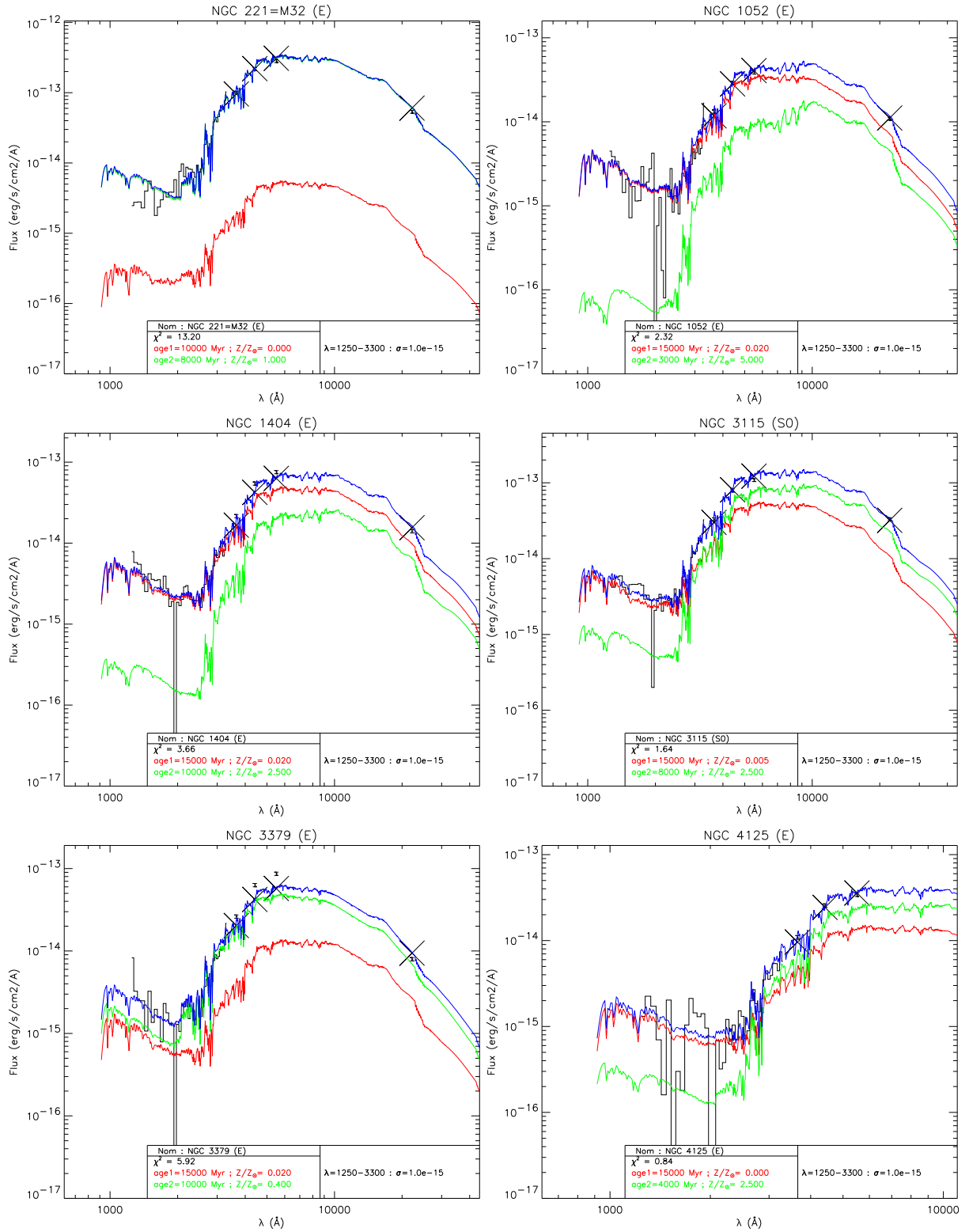
Cas d

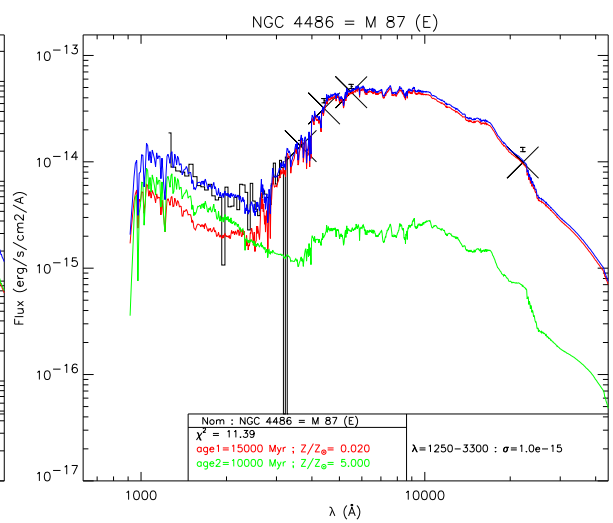
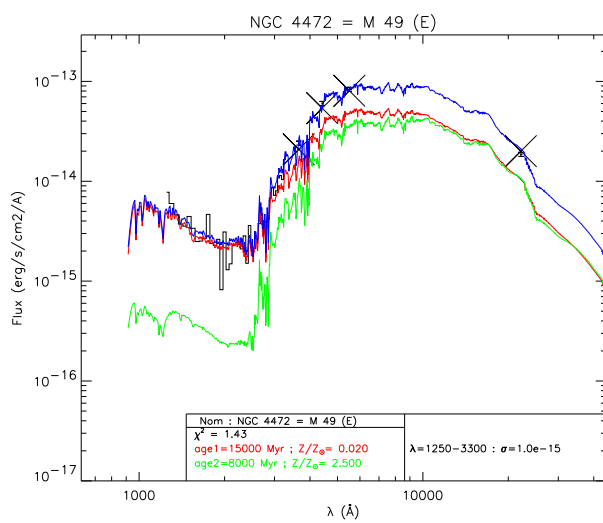
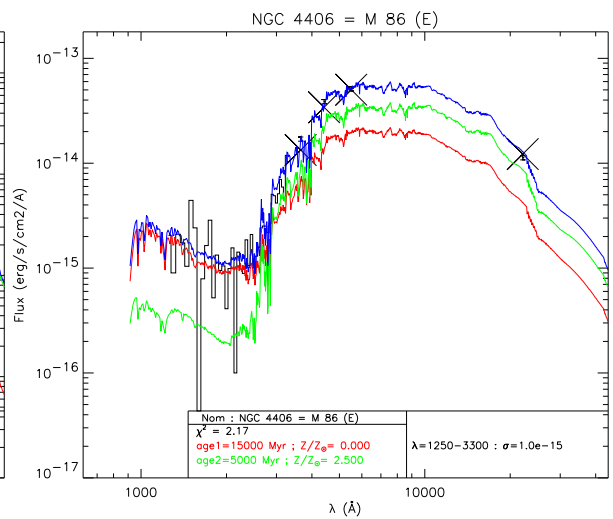
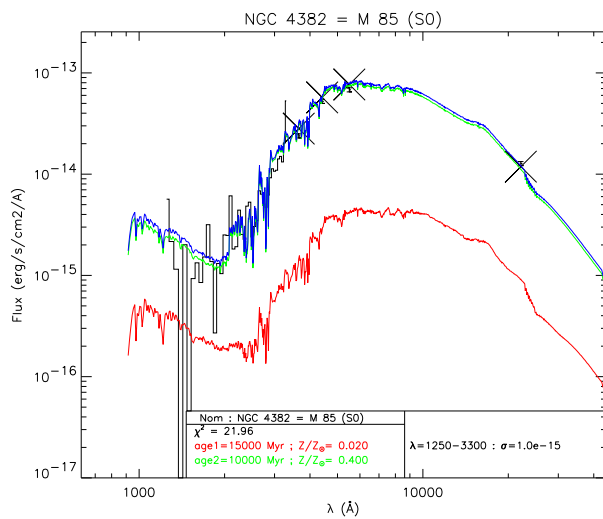
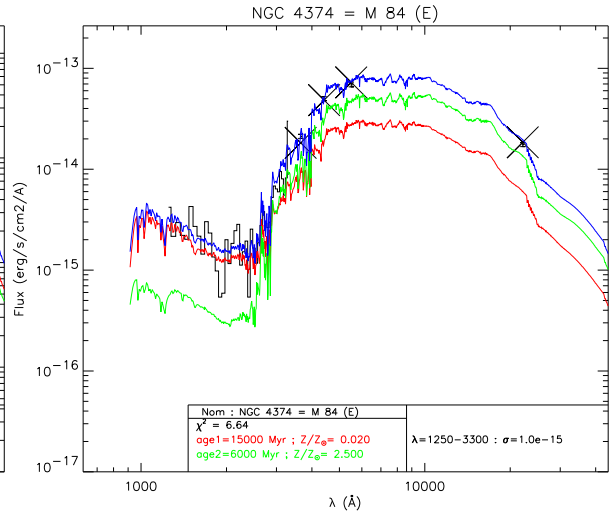
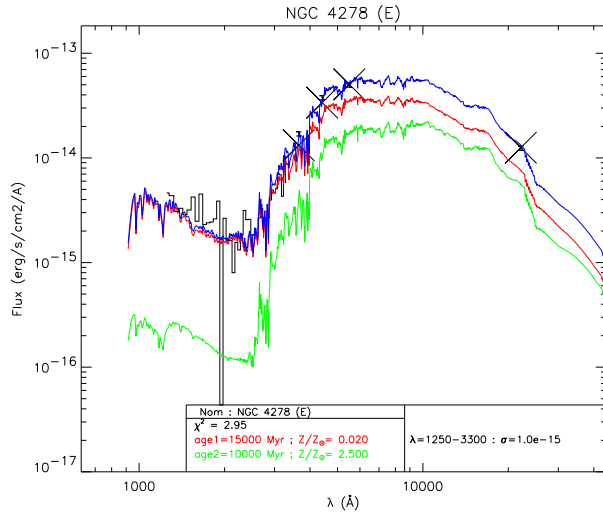






Cas e





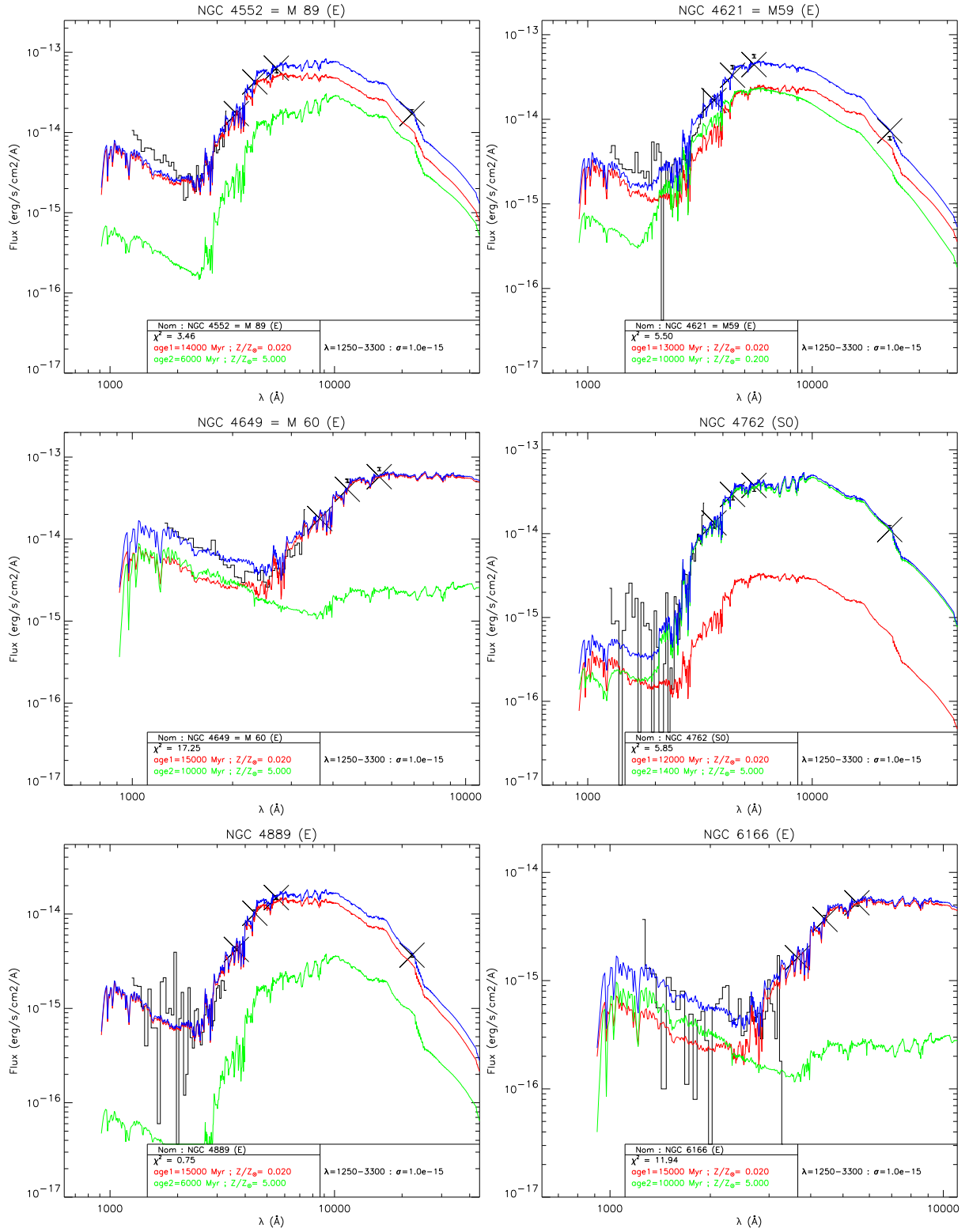


Table des figures

2.1	Relation age–température pour un reste de supernova dans la phase Sedov. . . .	27
2.2	Spectres de restes de supernovae en X modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.	28
2.3	Relation F_X –age pour des restes de supernova dans la phase Sedov. Le flux modélisé dans cette phase est calculé pour plusieurs métallicités. Les flèches indiquent l’influence des paramètres E_{51} (énergie d’explosion) et n_0 (densité). Plusieurs restes brillants sont représentés par des étoiles (RSN thermiques) et des croix (RSN non-thermiques).	31
2.4	Restes de supernovae dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S, M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d’énergie respectives 0.3 – 1 keV, 1 – 2 keV, et 2 – 8 keV. On a T=S+H+M. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).	33
2.5	Évolution d’un système binaire serré conduisant à la formation d’une BXFM. La figure est empruntée à Tauris & van den Heuvel (2003).	34
2.6	Évolution d’un système binaire serré conduisant à la formation d’une BXGM. La figure est empruntée à Tauris & van den Heuvel (2003).	35
2.7	Spectres de binaires X de faible masse en X, tels que modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.	38
2.8	Binaires X de faible masse dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S, M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d’énergie respectives 0.3 – 1 keV, 1 – 2 keV, et 2 – 8 keV. On a T=S+H+M. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).	39

2.9	Spectres de binaires X de grande masse en X, tels que modélisés par différents auteurs. Les spectres sont représentés sans absorption. La normalisation est arbitraire pour chacun des spectres.	40
2.10	Binaires X de grande masse dans un diagramme couleur-couleur en X. Les couleurs font référence aux nombres de coups S, M et H simulés avec le détecteur CHANDRA ACIS dans les bandes d'énergie respectives 0.3 – 1 keV, 1 – 2 keV, et 2 – 8 keV. On a T=S+H+M. Les symboles, reliés par des lignes continues, marquent diverses densités de colonne : 0.0 (cercles), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (croix), 10^{21} cm^{-2} (losanges), $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (triangles), 10^{22} cm^{-2} (carrés), $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (croix obliques), et $10 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (étoiles).	41
2.11	Spectre d'émission du gaz chaud à $0.83 \times 10^7 \text{ K}$ et à métallicité $0.2 \times Z_{\odot}$ (la normalisation est arbitraire).	44
2.12	Profils de densité, de masse, et de luminosité X pour le modèle adopté (tirets), le profil de King (pointillés), et l'ajustement analytique pour NGC 4472 (trait plein). Les pointillés dans le profil de masse (1, 10, 15, et 100%) désignent la fraction de masse du gaz présent dans le réservoir et que l'on suppose émetteur X par rapport à la masse totale ($10^{12} M_{\odot}$) d'une galaxie elliptique. Le losange représente la galaxie NGC 4472.	46
2.13	Spectres de galaxies actives : quasars (QSO), Seyfert 1 et Seyfert 2 (avec une densité de colonne $N_{\text{H}} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. La normalisation est arbitraire.	48
2.14	Section efficace d'absorption par le gaz froid calculée avec le modèle TB (Wilms et al., 2000). En pointillés : section efficace de l'hydrogène atomique neutre uniquement. En traits pleins : section efficace totale du milieu interstellaire à métallicité solaire et abondances de TB, avec 20% de H_2	54
2.15	à gauche : section efficace d'absorption du milieu interstellaire (multipliée par E^3 pour mettre en évidence les écarts à la relation $\sigma \propto E^{-3}$) calculée avec les modèles MM, BM et TB. Les abondances sont celles de Anders & Ebihara (1982). A droite : section efficace d'absorption du milieu interstellaire calculée avec le modèle TB (avec poussières). Trois modèles d'abondances à métallicité solaire (Anders & Grevesse, 1989; Anders & Ebihara, 1982; Wilms et al., 2000) sont représentés.	55
2.16	à gauche : Section efficace totale d'absorption du milieu interstellaire (multipliée par E^3) en fonction de la métallicité. Le modèle et les rapports d'abondances sont ceux de TB. à droite : Courbes de transmission du milieu interstellaire correspondantes. On a adopté $N_{\text{H}} = 10^{21} \text{ atome/cm}^{-2}$	55
3.1	Couleurs optiques pour les scénarios d'évolution du tableau 3.1	63
3.2	Quelques exemples d'ajustement de galaxies sphéroïdales.	69
3.3	Résultats d'ajustements pour les cas a,b,c,d et e.	71

4.1	Taux de supernovae de type Ia (en haut) et II (en bas) dans l'univers local. Les observations (histogrammes en tirets et pointillés) sont données par Cappellaro et al. (1993, 1997). La barre d'erreur observationnelle est proche d'un facteur 2 d'après les auteurs. Les prédictions de PÉGASE (traits plein, pointillé, et tirets) sont faites avec les fonctions de masse initiales de Rana & Basu (1992) et de Salpeter (1955), et une fraction de binaires serrées de 5%. Les masses initiales minimales d'étoiles donnant lieu à des SN II sont comprises entre 5 et 7 M_{\odot} (fonction de leur métallicité), ou fixées à 8 M_{\odot} . La masse minimale d'une binaire serrée nécessaire pour donner lieu aux SN Ia varie de 3 à 4 M_{\odot}	88
4.2	Évolution du rapport L_X/L_B avec l'âge d'une galaxie elliptique. Sont représentées les prédictions du modèle PÉGASE avec (traits pleins) et sans (traits pointillés) évolution de la luminosité X. La zone grisée représente un ajustement sur des observations de 77 galaxies elliptiques qui ne sont pas centrales d'amas (O'Sullivan et al., 2001b).	97
4.3	Transmission du milieu interstellaire à métallicité solaire pour plusieurs densités de colonne d'hydrogène (de 10^{19} à 10^{23} atomes/cm ⁻² , par épaisseur de trait croissante). En traits pleins, le modèle d'extinction de BM avec les abondances solaires de Grevesse. En pointillés, le modèle d'extinction de BM avec les abondances solaires de TB. En tirets, le modèle de TB avec les abondances solaires de TB.	98
4.4	N_H calculé pour divers scénarios d'évolution. En traits pleins, N_H proportionnel à la fraction de gaz. En pointillés, N_H déduit de A_V par la relation de proportionnalité empirique à métallicité solaire (equation 4.12). Les observations sont compilées par Roberts & Haynes (1994).	101
4.5	Effet de l'évolution en métallicité du milieu interstellaire. La quantité représentée est la différence de flux (absorbé par le milieu interstellaire) entre un modèle où la métallicité évolue et un modèle à métallicité constante, solaire. Cette quantité est rapportée à une densité de colonne équivalente d'hydrogène correspondant à 1 M_{\odot} de gaz pour une géométrie de disque. En trait plein, quantité issue de la simulation PÉGASE. En pointillés, la même quantité est estimée avec le modèle analytique très simple décrit dans la section 4.1.4.2.	102
4.6	Evolution de spectres d'un sursaut de formation d'étoiles à métallicité solaire.	104
4.7	Evolution de spectres d'un sursaut de formation d'étoiles à 13 milliards d'années pour plusieurs métallicités.	104
4.8	Spectre X d'une galaxie spirale Sbc âgée de 14 milliards d'années, telle que nous la modélisons. Les contributions des binaires X de faible masse, des binaires X de grande masse et des restes de supernovae sont additionnées. L'ensemble du spectre est éteint par une densité de colonne qui vaut à cet âge $N_H = 2 \times 10^{21}$ atome.cm ⁻²	107

- 4.9 Évolution de la luminosité intégrée dans la bande d'énergie 0.2 – 4 keV (Einstein) pour une masse solaire de galaxie, et pour plusieurs scénarios d'évolution. La métallicité du milieu interstellaire choqué par les explosions de supernovae évolue de façon cohérente avec les rejets par ces supernovae. 108
- 4.10 idem que fig 4.9, dans la bande d'énergie 2 – 8 keV, avec la métallicité des RSN variable. 109
- 4.11 Evolution des couleurs X pour les galaxies sphéroïdales (en haut) et spirales (en bas). Les couleurs sont celles de l'équation 2.25. Les scénarios sont ceux du tableau 3.1. 111
- 4.12 Diagrammes $L_X - L_B$ pour des galaxies spirales tardives. Les observations EINSTEIN+ROSAT à gauche (Bettoni et al., 2003b) ou ROSAT à droite (Read & Ponman, 2001) sont représentées par des points, et les régressions linéaires correspondantes par des lignes droites. Notre modèle de galaxie spirale est représenté pour deux masses différentes, et pour des âges variant de 1 à 13 milliards d'années. 113
- 4.13 Rapport L_X/L_B en fonction du type spectral, des galaxies elliptiques (type=5) jusqu'aux irrégulières (type=10) en passant par les galaxies spirales (Sbc : type=4). Les prédictions réalisées avec PÉGASE sont représentées par les lignes (tirets pour une métallicité solaire des RSN, trait plein pour une métallicité variable). Les points représentent les galaxies qui ont été détectées en X. La zone grisée illustre la moyenne des détections $\pm\sigma$. Les losanges (et les barres d'erreur associées) sont les moyennes calculées par Bettoni et al. (2003b) en tenant compte des non détections en X. 114
- 4.14 Luminosité X en fonction du taux de formation d'étoiles (TFE_8) des étoiles plus massives que $8 M_\odot$. Les observations de L_X et du TFE des galaxies spirales (des Sa jusqu'aux irrégulières) locales sont les régressions de Grimm et al. (2003) et Ranalli et al. (2003). Les modèles (pour les scénarios correspondants) sont en trait plein pour des âges de 2 à 14×10^9 ans (les symboles marquent les âges 2, 5, et 14×10^9 ans). La séquence en pointillés représente les luminosités totales (RSN+BXFM+BXGM) à 14×10^9 ans. La séquence en tirets est la contribution des BXGM seules. 117
- 4.15 Rapport L_X/L_B pour un scénario de galaxie spirale. La métallicité des RSN est prise constante, égale à Z_\odot (pointillés), ou bien variable (trait plein). Les points sur les courbes marquent les âges 1, 5 et 14 milliards d'années (seul les deux derniers sont visibles sur la figure de droite). Les croix représentent des galaxies à $z \approx 0$ de Shapley et al. (2001) et les losanges correspondent aux données de Hornschemeier et al. (2002). 119
- 4.16 Correction k et e pour différents filtres optiques et dans différentes bandes X, avec des scénarios de sursaut instantané (trait plein) et de galaxie Sb (pointillés). Les cassures dans les corrections e vers $z \approx 1.5$ sont dues à l'apparition des premières BXFM à $\approx 3 \times 10^9$ ans. 124

4.17	Fonctions de luminosité en bande B pour les galaxies normales, et dans la bande 0.3 – 3.5 keV pour les galaxies normales et les noyaux actifs.	126
4.18	Evolution de la luminosité comobile des noyaux actifs d’après différents auteurs.	128
4.19	Prédictions de comptages en X de noyaux actifs non-obscurcis avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) évolution de la fonction de luminosité. Les traits épais représentent les ajustements de Cowie et al. (2002) et Campana et al. (2001) des comptages profonds.	129
4.20	Prédictions de comptages et comparaison aux observations récentes, avec tous les types de galaxies et les fonctions de luminosité définies en bande B Fiac & Rocca-Volmerange (1997); Heyl et al. (1997).	131
4.21	Prédictions de comptages en X de galaxies normales avec évolution (trait plein) et sans évolution (trait pointillé), en utilisant les fonctions de luminosité en bande B de Heyl et al. (1997). Les traits épais représentent les ajustements du fond diffus X de Cowie et al. (2002) et Campana et al. (2001).	132
4.22	Contribution des galaxies normales au fond diffus X. Pour chaque magnitude b_j^{sup} , le flux X représenté en ordonnées est celui dû aux galaxies de magnitudes $b_j < b_j^{\text{sup}}$	133
5.1	Relation [O/Fe] en fonction de [Fe/H]. Les petites valeurs de [Fe/H] correspondent à la phase dominée par les SN II. La décroissance du rapport [O/Fe] correspond ensuite à l’enrichissement en fer plus important par les SN Ia. Les symboles sont des observations de divers auteurs, et la ligne continue est correspond au modèle de galaxie spirale adopté.	142
6.1	Couverture de la bibliothèque ÉLODIE pour 9 métallicités	149
6.2	Comparaison des couleurs des 4422 spectres des bibliothèques stellaires BASEL et ÉLODIE. Les valeurs positives (triangles pointant vers le haut) correspondent aux spectres pour lesquels la couleur $B - R$ est plus rouge dans ÉLODIE que dans BASEL. Aux basses températures par exemple, les spectres ÉLODIE sont plus bleus que les spectres BASEL correspondants.	151
6.3	Exemple d’évolution d’une raie du fer.	153
6.4	Variations du spectre autour de la raie H γ avec la métallicité et l’âge, et estimateur de sensibilité à la métallicité ou l’âge.	155
6.5	Grilles de diagnostics d’âge (indices de H γ) et de métallicité (indice $\langle \text{Fe} \rangle$).	160

Liste des tableaux

2.1	Principaux émetteurs de rayons X « durs » (bande 2 – 10 keV) dans la Galaxie (d’après Warwick, 2003).	19
2.2	Principaux émetteurs de rayons X « mous » (bande 0.1 – 2.4 keV) dans le grand nuage de Magellan (Points et al., 2001).	20
3.1	Scénarios adoptés pour les différents types de galaxies. Le temps de chute t_{chute} , l’âge de la galaxie et l’âge des vents t_v sont exprimé en millions d’années. Les paramètres α et β sont décrits dans le texte. β est ici exprimé en $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \cdot (10^{11} M_{\odot})^{-1}$	62
3.2	Échantillon de galaxies de Burstein et al. (1988). Pour les galaxies avec une étoile nous ne disposons pas de photométrie en bande K.	65
3.3	Différents paramètres utilisés pour faire les ajustements. Les âges sont donnés en millions d’années. Chaque cas est la somme de toutes les composantes qui le constituent.	67
3.4	Résultats du cas b (ajustement avec un sursaut jeune et un sursaut évolué). Les âges sont exprimés en millions d’années.	68
4.1	Taux et nombres de BXFM prédits avec différentes fonctions de masse initiale, et différentes valeurs de la masse maximale de l’étoile secondaire d’un couple binaire serré donnant lieu à une BXFM. Le temps de vie de la BXFM est pris égal à 7 millions d’années.	92
4.2	Taux et nombres de BXGM prédits avec différentes fonctions de masse initiale, et différentes valeurs de la masse minimale de l’étoile secondaire d’un couple binaire serré donnant lieu à une BXGM. Le temps de vie de la BXGM est pris égal à 2.5×10^4 ans.	94
4.3	Densités de colonne d’hydrogène par type spectral de galaxie. $N_{\text{H}}^{\text{obs}}$: compilation d’observations de Roberts & Haynes (1994). N_{H}^{A} est calculé à partir de l’équation 4.12. N_{H}^{B} est calculé dans PÉGASE par l’équation 4.11.	99

4.4	Contributions (en pourcentage, sauf la dernière colonne) des différentes sources X à la luminosité X intégrée dans la bande 0.2 – 4 keV pour une masse solaire de galaxie. Les chiffres sont donnés pour des galaxies âgées de 14×10^9 ans, sauf pour les galaxies irrégulières Im (12×10^9 ans).	105
4.5	Idem dans la bande 2 – 8 keV.	105
4.6	Fonction de luminosité b_j pour des galaxies normales	125
5.1	Masses minimales des progéniteurs des SNII dans les tracés de l'équipe de Padoue en tenant compte de la convection pénétrative.	138
5.2	Masses brutes de fer et d'oxygène rejetées par les SNII à $Z = Z_{\odot}$ (Woosley & Weaver, 1995, modèle B). Les masses d'hydrogène et d'hélium ainsi que le rejet total sont également précisés.	140
5.3	Masses rejetées par les SNIa dans le modèle W7 de Nomoto et al. (1997). Les SNIa produisent principalement du ^{56}Fe , et beaucoup moins de ^{16}O	141
6.1	Définitions d'indices spectraux autour de $\text{H}\gamma$	157
6.2	Sensibilités d'indices spectraux à l'âge et à la métallicité.	158
F.1	Différents paramètres utilisés pour faire les ajustements. Les âges sont donnés en millions d'années. Chaque cas est la somme de toutes les composantes qui le constituent.	193

Bibliographie

- Allard, F., Hauschildt, P. H. (1995), *Model atmospheres for M (sub)dwarf stars. 1 : The base model grid*, ApJ, 445, 433
- Almaini, O., Shanks, T., Griffiths, R. E., Boyle, B. J., Roche, N., Georgantopoulos, I., Stewart, G. C. (1997), *A deep ROSAT survey. XIV - X-ray emission from faint galaxies*, MNRAS, 291, 372
- Anders, E., Ebihara, M. (1982), *Solar-system abundances of the elements*, Geochim. Cosmochim. Acta, 46, 2363
- Anders, E., Grevesse, N. (1989), *Abundances of the elements - Meteoritic and solar.*, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- Antonucci, R. (1993), *Unified models for active galactic nuclei and quasars*, ARA&A, 31, 473
- Arnaud, K. (1996), dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, édité par G. 'Jacoby, J. Barnes, volume 101 de *ASP Conf. Series*, 17
- Ballet, J. (2003), *Final stages of stellar evolution*, volume 7, chapitre *Supernovae Remnants*, 217–248, EAS Publications Series
- Balucinska-Church, M., McCammon, D. (1992), *Photoelectric absorption cross sections with variable abundances*, ApJ, 400, 699
- Bertone, E., Buzzoni, A., Rodriguez-Merino, L. H., Chavez, M. (2002), *New insights in high-resolution spectroscopy : a wide theoretical library of R=500000 stellar spectra*, dans *IAU Symp. 210 : Modelling of Stellar Atmospheres*
- Bessell, M. S., Brett, J. M., Scholz, M., Wood, P. R. (1991), *Colors and stratifications of extended static model photospheres of M stars located on the FGB, AGB and supergiant branch*, A&AS, 89, 335
- Bessell, M. S., Brett, J. M., Wood, P. R., Scholz, M. (1989), *Colors of extended static model photospheres of M giants*, A&AS, 77, 1
- Bettoni, D., Falomo, R., Fasano, G., Govoni, F. (2003a), *The black hole mass of low redshift radiogalaxies*, A&A, 399, 869
- Bettoni, D., Galletta, G., García-Burillo, S. (2003b), *A new catalogue of ISM content of normal galaxies*, A&A, 405, 5

- Beuing, J., Dobereiner, S., Bohringer, H., Bender, R. (1999), *X-ray luminosities for a magnitude-limited sample of early-type galaxies from the ROSAT All-Sky Survey*, MNRAS, 302, 209
- Bica, E., Alloin, D. (1986a), *A base of star clusters for stellar population synthesis*, A&A, 162, 21
- Bica, E., Alloin, D. (1986b), *A grid of star cluster properties for stellar population synthesis*, A&AS, 66, 171
- Borkowski, K. J., Lyerly, W. J., Reynolds, S. P. (2001), *Supernova Remnants in the Sedov Expansion Phase : Thermal X-Ray Emission*, ApJ, 548, 820
- Boyle, B. J., Griffiths, R. E., Shanks, T., Stewart, G. C., Georgantopoulos, I. (1993), *A deep ROSAT survey. I - The QSO X-ray luminosity function*, MNRAS, 260, 49
- Branch, D. (2000), *Type Ia Supernovae : Toward the Standard Model ?*, dans *Young Supernova Remnants*, édité par S. S. Holt, volume 565, 31, AIP Conf. Proc., [astro-ph/0012300]
- Brandt, W. N., Hornschemeier, A. E., Schneider, D. P., Alexander, D. M., Bauer, F. E., Garmire, G. P., Vignali, C. (2001), *The Chandra Deep Field-North Survey. VII. X-Ray Emission from Lyman Break Galaxies*, ApJ, 558, L5
- Bregman, J. N., Houck, J. C. (1997), *The Hot Gas Surrounding the Edge-on Galaxy NGC 891*, ApJ, 485, 159
- Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G., Chiosi, C. (1993), *Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II - $Z = 0.02$* , A&AS, 100, 647
- Brighenti, F., Mathews, W. G. (1997), *X-Ray Observations and the Structure of Elliptical Galaxies*, ApJ, 486, L83+
- Brighenti, F., Mathews, W. G. (1998), *Recent X-Ray Observations and the Evolution of Hot Gas in Elliptical Galaxies : Evidence for Circumgalactic Gas*, ApJ, 495, 239
- Brodie, J. P., Huchra, J. P. (1991), *Extragalactic globular clusters. III - Metallicity comparisons and anomalies*, ApJ, 379, 157
- Brown, R. L., Gould, R. J. (1970), *Interstellar Absorption of Cosmic X Rays*, Phys. Rev. D, 1, 2252
- Brown, T. M., Ferguson, H. C., Davidsen, A. F., Dorman, B. (1997), *A Far-Ultraviolet Analysis of the Stellar Populations in Six Elliptical and S0 Galaxies*, ApJ, 482, 685
- Bruzual, G., Charlot, S. (1993), *Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis*, ApJ, 405, 538
- Burleigh, M. R., Saffer, R. A., Gilmore, G. F., Napiwotzki, R. (1999), *Optical spectroscopy of the candidate luminous white dwarf in the young Large Magellanic Cloud cluster NGC 1818*, MNRAS, 310, L1

- Burstein, D., Bertola, F., Buson, L. M., Faber, S. M., Lauer, T. R. (1988), *The far-ultraviolet spectra of early-type galaxies*, ApJ, 328, 440
- Burstein, D., Jones, C., Forman, W., Marston, A. P., Marzke, R. O. (1997), *An Einstein X-Ray Survey of Optically Selected Galaxies. I. Data*, ApJS, 111, 163
- Campana, S., Moretti, A., Lazzati, D., Tagliaferri, G. (2001), *The Deepest X-Ray Look at the Universe*, ApJ, 560, L19
- Cappellaro, E., Evans, R., Turatto, M. (1999), *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, A&A, 351, 459
- Cappellaro, E., Turatto, M., Benetti, S., Tsvetkov, D. Y., Bartunov, O. S., Makarova, I. N. (1993), *The Rate of Supernovae - Part Two - the Selection Effects and the Frequencies Per Unit Blue Luminosity*, A&A, 273, 383
- Cappellaro, E., Turatto, M., Tsvetkov, D. Y., Bartunov, O. S., Pollas, C., Evans, R., Hamuy, M. (1997), *The rate of supernovae from the combined sample of five searches.*, A&A, 322, 431
- Cardiel, N., Gorgas, J., Cenarro, J., Gonzalez, J. J. (1998), *Reliable random error estimation in the measurement of line-strength indices*, A&AS, 127, 597
- Cerviño, M., Gómez-Flechoso, M. A., Castander, F. J., Schaerer, D., Mollá, M., Knödlseher, J., Luridiana, V. (2001), *Confidence limits of evolutionary synthesis models. III. On time-integrated quantities*, A&A, 376, 422
- Cerviño, M., Mas-Hesse, J. M., Kunth, D. (2002), *Evolutionary synthesis models of starbursts. IV. Soft X-ray emission*, A&A, 392, 19
- Cerviño, M., Valls-Gabaud, D. (2003), *On biases in the predictions of stellar population synthesis models*, MNRAS, 338, 481
- Charles, P. A., Seward, F. D. (1995), *Exploring the X-ray universe*, Cambridge, New York : Cambridge University Press, |c1995, ISBN 0521261821
- Chiosi, C., Maeder, A. (1986), *The evolution of massive stars with mass loss*, ARA&A, 24, 329
- Chlebowski, T., Harnden, F. R., Sciortino, S. (1989), *The Einstein X-ray Observatory Catalog of O-type stars*, ApJ, 341, 427
- Christian, D. J., Swank, J. H. (1997), *The Survey of Low-Mass X-Ray Binaries with the Einstein Observatory Solid-State Spectrometer and Monitor Proportional Counter*, ApJS, 109, 177
- Chu, Y., Mac Low, M. (1990), *X-rays from superbubbles in the Large Magellanic Cloud*, ApJ, 365, 510
- Clegg, R. E. S., Middlemass, D. (1987), *Non-LTE model atmospheres for central stars of planetary nebulae*, MNRAS, 228, 759
- Colbert, E., Heckman, T., Ptak, A., Strickland, D. (2003), *Old and Young X-ray Point Source Populations in Nearby Galaxies*, astro-ph/0305476

- Colbert, E. J. M., Mushotzky, R. F. (1999), *The Nature of Accreting Black Holes in Nearby Galaxy Nuclei*, ApJ, 519, 89
- Comastri, A., Setti, G., Zamorani, G., Hasinger, G. (1995), *The contribution of AGNs to the X-ray background.*, A&A, 296, 1
- Cowie, L. L., Barger, A. J., Bautz, M. W., Brandt, W. N., Garmire, G. P. (2003), *The Redshift Evolution of the 2-8 keV X-Ray Luminosity Function*, ApJ, 584, L57
- Cowie, L. L., Garmire, G. P., Bautz, M. W., Barger, A. J., Brandt, W. N., Hornschemeier, A. E. (2002), *The 2-8 keV X-Ray Number Counts Determined from Chandra Blank Field Observations*, ApJ, 566, L5
- Cox, A. N. (2000), *Allen's astrophysical quantities, 4th ed.*, AIP Press, Springer, New York
- Cox, D. P. (1972), *An Evolutionary Thermal Model for the Cygnus Loop*, ApJ, 178, 169
- Cox, D. P., Franco, J. (1981), *Some properties of adiabatic blast waves in preexisting cavities*, ApJ, 251, 687
- Dahlem, M., Parmar, A., Oosterbroek, T., Orr, A., Weaver, K. A., Heckman, T. M. (2000), *Ambiguities in Fits to the Complex X-Ray Spectra of Starburst Galaxies*, ApJ, 538, 555
- Dalton, W. W., Sarazin, C. L. (1995a), *Binary Models for the Solar Neighborhood and Magellanic Cloud W-R Populations*, ApJ, 448, 369
- Dalton, W. W., Sarazin, C. L. (1995b), *High-mass X-ray binary populations. 1 : Galactic modeling*, ApJ, 440, 280
- David, L. P., Forman, W., Jones, C. (1991), *Evolution of the interstellar medium in elliptical galaxies. II - X-ray properties*, ApJ, 369, 121
- de Noyer, L. K. (1975), *Neutral Hydrogen Associated with Supernova Remnants. I. The Cygnus Loop*, ApJ, 196, 479
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Buta, R. J., Paturel, G., Fouque, P. (1991), *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- Di Stefano, R., Kong, A., Primini, F., Garcia, M., Barmby, P., Massey, P., Hodge, P., Williams, B., Murraray, S., Curry, S., Russo, T. (2003), *Supersoft X-ray Sources in M31*, astro-ph/0306440
- Dickel, J., Norton, L., Gensheimer, P. (1990), *Integrated X-ray surface brightnesses of supernova remnants and comparison with radio and infrared values*, dans *IAU Colloq. 115 : High Resolution X-ray Spectroscopy of Cosmic Plasmas*, 168–171
- Dyson, J. E., Williams, D. A. (1980), *Physics of the interstellar medium*, New York, Halsted Press, 1980. 204 p.

- Egret, D., Halbwachs, J.-L., Hameury, J.-M. (2001), *Etoiles Doubles*, Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), 23
- Elson, R. A. W., Sigurdsson, S., Hurley, J., Davies, M. B., Gilmore, G. F. (1998), *Discovery of a Luminous White Dwarf in a Young Star Cluster in the Large Magellanic Cloud*, ApJ, 499, L53+
- Evans, R., van den Bergh, S., McClure, R. D. (1989), *Revised supernova rates in Shapley-Ames galaxies*, ApJ, 345, 752
- Fabbiano, G. (1989), *X rays from normal galaxies*, ARA&A, 27, 87
- Fabbiano, G., Kim, D.-W., Trinchieri, G. (1992), *An X-ray catalog and atlas of galaxies*, ApJS, 80, 531
- Fabbiano, G., Shapley, A. (2002), *A Multivariate Statistical Analysis of Spiral Galaxy Luminosities. II. Morphology-dependent Multiwavelength Emission Properties*, ApJ, 565, 908
- Fabbiano, G., White, N. E. (2003), *Compact Stellar X-ray Sources*, chapitre Compact Stellar X-ray Sources in Normal Galaxies, Cambridge University Press
- Fagotto, F., Bressan, A., Bertelli, G., Chiosi, C. (1994a), *Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. III. $Z=0.0004$ and $Z=0.05$* , A&AS, 104, 365
- Fagotto, F., Bressan, A., Bertelli, G., Chiosi, C. (1994b), *Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. IV. $Z=0.004$ and $Z=0.008$* , A&AS, 105, 29
- Fagotto, F., Bressan, A., Bertelli, G., Chiosi, C. (1994c), *Evolutionary sequences of stellar models with very high metallicity. V. $Z=0.1$* , A&AS, 105, 39
- Feigelson, E. D., Broos, P., Gaffney, J. A., Garmire, G., Hillenbrand, L. A., Pravdo, S. H., Townsley, L., Tsuboi, Y. (2002), *X-Ray-emitting Young Stars in the Orion Nebula*, ApJ, 574, 258
- Feigelson, E. D., Nelson, P. I. (1985), *Statistical methods for astronomical data with upper limits. I - Univariate distributions*, ApJ, 293, 192
- Fioc, M. (1997), Thèse de doctorat
- Fioc, M., Rocca-Volmerange, B. (1997), *PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts.*, A&A, 326, 950
- Fioc, M., Rocca-Volmerange, B. (1999a), dans *Spectrophotometric dating of stars and galaxies*, édité par Hubeny, et al., volume 192 de *PASP Conference series*, 299
- Fioc, M., Rocca-Volmerange, B. (1999b), *"PEGASE.2, a metallicity-consistent spectral evolution model of galaxies : the documentation and the code"*, astro-ph/9912179
- Fiore, F., La Franca, F., Giommi, P., Elvis, M., Matt, G., Comastri, A., Molendi, S., Gioia, I. (1999), *The contribution of faint active galactic nuclei to the hard X-ray background*, MNRAS, 306, L55

- Fluks, M. A., Plez, B., The, P. S., de Winter, D., Westerlund, B. E., Steenman, H. C. (1994), *On the spectra and photometry of M-giant stars*, A&AS, 105, 311
- Foschini, L., Di Cocco, G., Ho, L. C., Bassani, L., Cappi, M., Dadina, M., Gianotti, F., Magaluti, G., Panessa, F., Piconcelli, E., Stephen, J. B., Trifoglio, M. (2002), *XMM-Newton observations of ultraluminous X-ray sources in nearby galaxies*, A&A, 392, 817
- Frogel, J. A., Persson, S. E., Matthews, K., Aaronson, M. (1978), *Photometric studies of composite stellar systems. I - CO and JHK observations of E and S0 galaxies*, ApJ, 220, 75
- Fuhrmann, K. (1998), *Nearby stars of the Galactic disk and halo*, A&A, 338, 161
- Fulbright, J. P. (2002), *Abundances and Kinematics of Field Stars. II. Kinematics and Abundance Relationships*, AJ, 123, 404
- Georgantopoulos, I., Basilakos, S., Plionis, M. (1999), *The X-ray luminosity function of local galaxies*, MNRAS, 305, L31
- Ghosh, P., White, N. E. (2001), *X-Ray Probes of Cosmic Star Formation History*, ApJ, 559, L97
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., Rossi, B. B. (1962), *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*, Physical Review Letters, 9, 439
- Giacconi, R., Rosati, P., Tozzi, P., Nonino, M., Hasinger, G., Norman, C., Bergeron, J., Borgani, S., Gilli, R., Gilmozzi, R., Zheng, W. (2001), *First Results from the X-Ray and Optical Survey of the Chandra Deep Field South*, ApJ, 551, 624
- Gilli, R., Risaliti, G., Salvati, M. (1999), *Beyond the standard model for the cosmic X-ray background*, A&A, 347, 424
- Girardi, L., Bressan, A., Chiosi, C., Bertelli, G., Nasi, E. (1996), *Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. VI. Z=0.0001.*, A&AS, 117, 113
- Gonzalez Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T., Lowenthal, J. D., Ferguson, H. C., Robert, C. (1998), *Far-Ultraviolet Spectra of Starburst Galaxies : Stellar Population and the Kinematics of the Interstellar Medium*, ApJ, 495, 698
- Gorenstein, P., Tucker, W. H. (1976), *Soft X-ray sources*, ARA&A, 14, 373
- Gorgas, J., Faber, S. M., Burstein, D., Gonzalez, J. J., Courteau, S., Prosser, C. (1993), *Old stellar populations. IV - Empirical functions for features in the spectra of G and K stars*, ApJS, 86, 153
- Greggio, L., Renzini, A. (1983), *The binary model for type I supernovae - Theoretical rates*, A&A, 118, 217
- Grimm, H.-J., Gilfanov, M., Sunyaev, R. (2002), *The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data*, A&A, 391, 923

- Grimm, H.-J., Gilfanov, M., Sunyaev, R. (2003), *High-mass X-ray binaries as a star formation rate indicator in distant galaxies*, MNRAS, 339, 793
- Gunn, J. E., Stryker, L. L. (1983), *Stellar spectrophotometric atlas, wavelengths from 3130 to 10800 Å*, ApJS, 52, 121
- Hamilton, A. J. S., Chevalier, R. A., Sarazin, C. L. (1983), *X-ray line emission from supernova remnants. I - Models for adiabatic remnants*, ApJS, 51, 115
- Hansen, B. M. S. (1999), *On the Frequency and Remnants of Hypernovae*, ApJ, 512, L117
- Hasinger, G. (1993a), *Supersoft X-ray Sources*, dans *The evolution of X-ray Binaries*, édité par S. S. Holt, C. S. Day, volume 308 de *AIP Conference Proceedings*, 611, New York, American Institute of Physics
- Hasinger, G. (1993b), *The X-Ray Background*, dans *ASP Conf. Ser. 51 : Observational Cosmology*, 439—
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., Barcons, X., Bergeron, J., Brunner, H., Dadina, M., Dennerl, K., Ferrando, P., Finoguenov, A., Griffiths, R. E., Hashimoto, Y., Jansen, F. A., Lumb, D. H., Mason, K. O., Mateos, S., McMahon, R. G., Miyaji, T., Paerels, F., Page, M. J., Ptak, A. F., Sasseen, T. P., Schartel, N., Szokoly, G. P., Trümper, J., Turner, M., Warwick, R. S., Watson, M. G. (2001), *XMM-Newton observation of the Lockman Hole. I. The X-ray data*, A&A, 365, L45
- Hasinger, G., Burg, R., Giacconi, R., Schmidt, M., Trümper, J., Zamorani, G. (1998), *The ROSAT Deep Survey. I. X-ray sources in the Lockman Field*, A&A, 329, 482
- Hasinger, G., Trümper, J., Schmidt, M. (1991), *Results on the X-ray background and sources from the ROSAT medium sensitivity survey*, A&A, 246, L2
- Heiles, C. (1964), *Supernova Shells and Galactic X-Rays*, ApJ, 140, 470
- Helfand, D. J., Moran, E. C. (2001), *The Hard X-Ray Luminosity of OB Star Populations : Implications for The Contribution of Star Formation to the Cosmic X-Ray Background*, ApJ, 554, 27
- Heyl, J., Colless, M., Ellis, R. S., Broadhurst, T. (1997), *Autofib Redshift Survey - II. Evolution of the galaxy luminosity function by spectral type*, MNRAS, 285, 613
- Holt, S. S., McCray, R. (1982), *Spectra of cosmic X-ray sources*, ARA&A, 20, 323
- Hornschemeier, A. E., Brandt, W. N., Alexander, D. M., Bauer, F. E., Garmire, G. P., Schneider, D. P., Bautz, M. W., Chartas, G. (2002), *The Chandra Deep Field-North Survey. VIII. X-Ray Constraints on Spiral Galaxies from $0.4 < z < 1.5$* , ApJ, 568, 82
- Howell, D. A. (2001), *The Progenitors of Subluminous Type Ia Supernovae*, ApJ, 554, L193
- Hughes, J. P., Hayashi, I., Koyama, K. (1998), *ASCA X-Ray Spectroscopy of Large Magellanic Cloud Supernova Remnants and the Metal Abundances of the Large Magellanic Cloud*, ApJ, 505, 732

- Humphrey, P. J., Fabbiano, G., Elvis, M., Church, M., Balucinska-Church, M. (2003), *Ultra-Luminous X-ray Source Populations in Normal Galaxies : a Preliminary Survey with Chandra*, MNRAS, in press ; astro-ph/0305345
- Iben, I. J., Tutukov, A. V., Yungelson, L. R. (1995), *A Model of the Galactic X-Ray Binary Population. II. Low-Mass X-Ray Binaries in the Galactic Disk*, ApJS, 100, 233
- Irwin, J. A., Athey, A. E., Bregman, J. N. (2003), *X-Ray Spectral Properties of Low-Mass X-Ray Binaries in Nearby Galaxies*, ApJ, 587, 356
- Jacoby, G. H., Hunter, D. A., Christian, C. A. (1984), *A library of stellar spectra*, ApJS, 56, 257
- Jones, L. A., Worthey, G. (1995), *New Age Indicators for Old Stellar Populations*, ApJ, 446, L31
- Kaaret, P. (2002), *A Chandra High Resolution Camera Observation of X-Ray Point Sources in M31*, ApJ, 578, 114
- Kaaret, P., Corbel, S., Prestwich, A. H., Zezas, A. (2003), *Radio Emission from an Ultraluminous X-ray Source*, Science, 299, 365
- Katz, D., Soubiran, C., Cayrel, R., Adda, M., Cautain, R. (1998), *On-line determination of stellar atmospheric parameters T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$ from ELODIE echelle spectra. I. The method*, A&A, 338, 151
- Kilgard, R., Kaaret, P., Krauss, M., Prestwich, A., Roberts, T., Ward, M. (2002a), *Ultra-luminous X-ray Sources in Nearby Spiral Galaxies*, dans *American Physical Society, April Meeting, Jointly Sponsored with the High Energy Astrophysics Division (HEAD) of the American Astronomical Society April 20 - 23, 2002 Albuquerque Convention Center Albuquerque, New Mexico Meeting ID : APR02, abstract #B17.102*, 17102+
- Kilgard, R. E., Kaaret, P., Krauss, M. I., Prestwich, A. H., Raley, M. T., Zezas, A. (2002b), *A Minisurvey of X-Ray Point Sources in Starburst and Nonstarburst Galaxies*, ApJ, 573, 138
- Kirshner, R. P. (1976), *The Cygnus loop - A new look at an old remnant*, PASP, 88, 585
- Kurucz, R. L. (1992), *Model Atmospheres for Population Synthesis*, dans *IAU Symp. 149 : The Stellar Populations of Galaxies*, 225
- Kurucz, R. L. (1998), *Progress on model atmospheres and line data*, dans *IAU Symp. 189 : Fundamental Stellar Properties*, 217+
- La Barbera, A., Burderi, L., Di Salvo, T., Iaria, R., Robba, N. R. (2001), *The 0.1-100 KEV Spectrum of LMC X-4 in the High State : Evidence for a High-Energy Cyclotron Absorption Line*, ApJ, 553, 375
- Le Borgne, D., Rocca-Volmerange, B. (2002), *Photometric redshifts from evolutionary synthesis with PÉGASE : The code Z-PEG and the $z=0$ age constraint*, A&A, 386, 446

- Le Borgne, D., Rocca-Volmerange, B., Prugniel, P., Lançon, A., Fioc, M., Soubiran, C. (2003a), *Evolutionary synthesis of galaxies at high spectral resolution with the code PÉGASE-HR*, soumis à A&A
- Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., Lançon, A., Rocca-Volmerange, B., Sanahuja, B., Schaerer, D., Soubiran, C., Vílchez-Gómez, R. (2003b), *STELIB : A library of stellar spectra at $R \sim 2000$* , A&A, 402, 433
- Lejeune, T., Cuisinier, F., Buser, R. (1997), *Standard stellar library for evolutionary synthesis. I. Calibration of theoretical spectra*, A&AS, 125, 229
- Lejeune, T., Cuisinier, F., Buser, R. (1998), *A standard stellar library for evolutionary synthesis. II. The M dwarf extension*, A&AS, 130, 65
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J. (1995), *X-ray binaries*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA : Cambridge University Press, |c1995, edited by Lewin, Walter H.G. ; Van Paradijs, Jan ; Van den Heuvel, Edward P.J.
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J. (2000), *A catalogue of high-mass X-ray binaries*, A&AS, 147, 25
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J. (2001), *A catalogue of low-mass X-ray binaries*, A&A, 368, 1021
- Long, K. S., White, R. L. (1980), *A survey of soft X-ray emission from hot stars*, ApJ, 239, L65
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., Fruchter, A. (1996), *High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field : colour selection and star formation history to $z \sim 4$* , MNRAS, 283, 1388
- Madau, P., Ghisellini, G., Fabian, A. C. (1994), *The Unified Seyfert Scheme and the Origin of the Cosmic X-Ray Background*, MNRAS, 270, L17+
- Maeder, A. (1990), *Tables for massive star evolution at various metallicities*, A&AS, 84, 139
- Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Ohnishi, T., Tashiro, M., Aruga, Y., Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Ueda, Y., Uno, S., Yamaoka, K., Ebisawa, K., Kohmura, Y., Okada, K. (2000), *The Nature of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies*, ApJ, 535, 632
- Marshall, F. E., Boldt, E. A., Holt, S. S., Miller, R. B., Mushotzky, R. F., Rose, L. A., Rothschild, R. E., Serlemitsos, P. J. (1980), *The diffuse X-ray background spectrum from 3 to 50 keV*, ApJ, 235, 4
- Matsumoto, H., Koyama, K., Awaki, H., Tsuru, T., Loewenstein, M., Matsushita, K. (1997), *X-Ray Properties of Early-Type Galaxies as Observed with ASCA*, ApJ, 482, 133
- Matteucci, F., Greggio, L. (1986), *Relative roles of type I and II supernovae in the chemical enrichment of the interstellar gas*, A&A, 154, 279

- Meurs, E. J. A., van den Heuvel, E. P. J. (1989), *The number of evolved early-type close binaries in the Galaxy*, A&A, 226, 88
- Mewe, R., Kaastra, J., Liedahl, D. (1995), *Update of MEKA : MEKAL*, Legacy 6, 16
- Miyaji, T., Hasinger, G., Schmidt, M. (2000), *Soft X-ray AGN luminosity function from it ROSAT surveys. I. Cosmological evolution and contribution to the soft X-ray background*, A&A, 353, 25
- Miyaji, T., Hasinger, G., Schmidt, M. (2001), *Soft X-ray AGN luminosity function from ROSAT surveys. II. Table of the binned soft X-ray luminosity function*, A&A, 369, 49
- Morrison, R., McCammon, D. (1983), *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV*, ApJ, 270, 119
- Moustakas, L. A., Davis, M., Graham, J. R., Silk, J., Peterson, B. A., Yoshii, Y. (1997), *Colors and K-Band Counts of Extremely Faint Field Galaxies*, ApJ, 475, 445
- Mushotzky, R. F., Cowie, L. L., Barger, A. J., Arnaud, K. A. (2000), *Resolving the extragalactic hard X-ray background*, Nature, 404, 459
- Nomoto, K., Iwamoto, K., Nakasato, N., Thielemann, F.-K., Brachwitz, F., Tsujimoto, T., Kubo, Y., Kishimoto, N. (1997), *Nucleosynthesis in type Ia supernovae*, Nuclear Physics A, 621, 467
- O'Sullivan, E., Forbes, D. A., Ponman, T. J. (2001a), *A catalogue and analysis of X-ray luminosities of early-type galaxies*, MNRAS, 328, 461
- O'Sullivan, E., Forbes, D. A., Ponman, T. J. (2001b), *The X-ray emission in post-merger ellipticals*, MNRAS, 324, 420
- O'Sullivan, E., Ponman, T. J., Collins, R. S. (2003), *X-ray scaling properties of early-type galaxies*, MNRAS, 340, 1375
- Pallavicini, R., Golub, L., Rosner, R., Vaiana, G. S., Ayres, T., Linsky, J. L. (1981), *Relations among stellar X-ray emission observed from Einstein, stellar rotation and bolometric luminosity*, ApJ, 248, 279
- Parsignault, D. R., Grindlay, J. E. (1978), *Intensity and spectral variability of strong galactic X-ray sources observed by ANS*, ApJ, 225, 970
- Persic, M., Rephaeli, Y. (2002), *X-ray spectral components of starburst galaxies*, A&A, 382, 843
- Points, S. D., Chu, Y.-H., Snowden, S. L., Smith, R. C. (2001), *Large-Scale Diffuse X-Ray Emission from the Large Magellanic Cloud*, ApJS, 136, 99
- Ponman, T. (1982), *A survey of the bright galactic bulge X-ray sources*, MNRAS, 201, 769
- Predehl, P., Schmitt, J. H. M. M. (1995), *X-raying the interstellar medium : ROSAT observations of dust scattering halos.*, A&A, 293, 889

- Prestwich, A. H., Irwin, J. A., Kilgard, R. E., Krauss, M. I., Zezas, A., Primini, F., Kaaret, P., Boroson, B. (2003), *Classifying X-ray Sources in External Galaxies from X-ray Colors*, ApJ, in press ; astro-ph/0206127
- Prugniel, P., Heraudeau, P. (1998), *Total magnitude, radius, colour indices, colour gradients and photometric type of galaxies*, A&AS, 128, 299
- Prugniel, P., Soubiran, C. (2001a), *A database of high and medium-resolution stellar spectra*, A&A, 369, 1048
- Prugniel, P., Soubiran, C. (2001b), *ELODIE archive (Prugniel+, 2001)*, VizieR Online Data Catalog, 3218
- Prugniel, P., Soubiran, C. (2003), in prep.
- Ptak, A., Griffiths, R., White, N., Ghosh, P. (2001), *The Consequences of the Cosmic Star Formation Rate : X-Ray Number Counts*, ApJ, 559, L91
- Ptak, A., Serlemitsos, P., Yaqoob, T., Mushotzky, R. (1999), *X-Ray Constraints on Accretion and Starburst Processes in Galactic Nuclei. I. Spectral Results*, ApJS, 120, 179
- Rana, N. C., Basu, S. (1992), *Derivation of the age-metallicity relation and initial mass function of stars in the solar neighbourhood*, A&A, 265, 499
- Ranalli, P., Comastri, A., Setti, G. (2003), *The 2-10 keV luminosity as a Star Formation Rate indicator*, A&A, 399, 39
- Rappaport, S., Doxsey, R., Solinger, A., Borken, R. (1974), *X-ray structure of the Cygnus loop*, ApJ, 194, 329
- Raymond, J. C., Smith, B. W. (1977), *Soft X-ray spectrum of a hot plasma*, ApJS, 35, 419
- Read, A. M., Ponman, T. J. (2001), *ROSAT PSPC observations of nearby spiral galaxies - II. Statistical properties*, MNRAS, 328, 127
- Roberts, M. S., Haynes, M. P. (1994), *Physical Parameters along the Hubble Sequence*, ARA&A, 32, 115
- Roberts, T. P., Warwick, R. S. (2000), *A ROSAT High Resolution Imager survey of bright nearby galaxies*, MNRAS, 315, 98
- Rose, J. A., Bower, R. G., Caldwell, N., Ellis, R. S., Sharples, R. M., Teague, P. (1994), *Stellar population in early-type galaxies : Further evidence for environmental influences*, AJ, 108, 2054
- Salpeter, E. E. (1955), *The Luminosity Function and Stellar Evolution.*, ApJ, 121, 161
- Scalo, J. M. (1986), *The stellar initial mass function*, Fundamentals of Cosmic Physics, 11, 1
- Schmidt, M. (1959), *The Rate of Star Formation.*, ApJ, 129, 243

- Sedov, S. I. (1959), *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Academic Press Inc., New York
- Shapley, A., Fabbiano, G., Eskridge, P. B. (2001), *A Multivariate Statistical Analysis of Spiral Galaxy Luminosities. I. Data and Results*, ApJS, 137, 139
- Shu, F. H. (1992), *The physics of astrophysics. Vol.2 : Gas dynamics*, A Series of Books in Astronomy, Mill Valley, CA : University Science Books, 1992
- Soria, R., Wu, K. (2002), *X-ray sources in the starburst spiral galaxy M 83. Nuclear region and discrete source population*, A&A, 384, 99
- Soubiran, C., Katz, D., Cayrel, R. (1998), *On-line determination of stellar atmospheric parameters T_{eff} , $\log g$, $[Fe/H]$ from ELODIE echelle spectra. II. The library of F5 to K7 stars*, A&AS, 133, 221
- Sunyaev, R. A., Titarchuk, L. G. (1980), *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*, A&A, 86, 121
- Supper, R., Hasinger, G., Pietsch, W., Truemper, J., Jain, A., Magnier, E. A., Lewin, W. H. G., van Paradijs, J. (1997), *ROSAT PSPC survey of M 31.*, A&A, 317, 328
- Tammann, G. A., Loeffler, W., Schroeder, A. (1994), *The Galactic supernova rate*, ApJS, 92, 487
- Tauris, T. M., van den Heuvel, E. (2003), *Formation and Evolution of Compact Stellar X-ray Sources*, dans *Compact Stellar X-Ray Sources*, édité par W. Lewin, M. van der Klis, Cambridge University Press
- Taylor, G. I. (1950), *The formation of a blast wave by a very intense explosion*, Proc. Roy. Soc. A, 201, 159
- Thomas, D., Maraston, C., Bender, R. (2003), *"Stellar population models of Lick indices with variable element abundance ratios"*, MNRAS, in press
- Trager, S. C., Faber, S. M., Worthey, G., González, J. J. (2000), *The Stellar Population Histories of Early-Type Galaxies. II. Controlling Parameters of the Stellar Populations*, AJ, 120, 165
- Tripicco, M. J., Bell, R. A. (1995), *Modeling the LICK/IDS Spectral Feature Indices Using Synthetic Spectra*, AJ, 110, 3035
- Trudolyubov, S. P., Borozdin, K. N., Priedhorsky, W. C., Mason, K. O., Cordova, F. A. (2002), *On the X-Ray Source Luminosity Distributions in the Bulge and Disk of M31 : First Results from the XMM-Newton Survey*, ApJ, 571, L17
- Tsai, J. C., Mathews, W. G. (1995), *Interstellar Grains in Elliptical Galaxies : Grain Evolution*, ApJ, 448, 84
- Tucker, W. H. (1970), *The Secular Behavior of X-Ray and Radio Emission from Supernova Remnants*, Ap&SS, 9, 315

- Tully, R. B. (1988), *Nearby galaxies catalog*, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1988, 221 p.
- Tutukov, A. V., Iungelson, L. R. (1980), *Statistical investigation of spectroscopic binary stars*, dans *IAU Symp. 88 : Close Binary Stars : Observations and Interpretation*, 15–22
- Vacca, W. D. (1994), *On the determination of the number of O stars in H II regions and starburst galaxies*, *ApJ*, 421, 140
- Van Bever, J., Vanbeveren, D. (2000), *Hard X-rays emitted by starbursts as predicted by population synthesis models including a realistic fraction of interacting binaries*, *A&A*, 358, 462
- van den Heuvel, E. P. J. (1975), *Modes of mass transfer and classes of binary X-ray sources*, *ApJ*, 198, L109
- Vazdekis, A., Arimoto, N. (1999), *A Robust Age Indicator for Old Stellar Populations*, *ApJ*, 525, 144
- Verbunt, F., van den Heuvel, E. P. J. (1995), *Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries*, dans *X-ray Binaries*, édité par J. Lewin, W.H.G. and Van Paradijs, E. Van den Heuvel, 547–494, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA : Cambridge University Press
- Waldron, W. L., Cassinelli, J. P. (2001), *Chandra Discovers a Very High Density X-Ray Plasma on the O Star ζ Orionis*, *ApJ*, 548, L45
- Wang, Q. D. (1999), *Detection of X-Ray-emitting Hypernova Remnants in M101*, *ApJ*, 517, L27
- Wang, Q. D., Immler, S., Walterbos, R., Lauroesch, J. T., Breitschwerdt, D. (2001), *Chandra Detection of a Hot Gaseous Corona around the Edge-on Galaxy NGC 4631*, *ApJ*, 555, L99
- Warwick, R. S. (2003), *A new look at the X-ray properties of our Galaxy*, dans *New visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era*, édité par F. Jansen & TBD, ESTEC, The Netherlands, ESA SP-488
- Westera, P., Lejeune, T., Buser, R., Cuisinier, F., Bruzual, G. (2002), *A standard stellar library for evolutionary synthesis. III. Metallicity calibration*, *A&A*, 381, 524
- White, N. E., Nagase, F., Parmar, A. N. (1995), *The properties of X-ray binaries*, dans *X-ray Binaries*, édité par J. Lewin, W.H.G. and Van Paradijs, E. Van den Heuvel, 1–57, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA : Cambridge University Press
- White, R. E., Sarazin, C. L., Kulkarni, S. R. (2002), *X-Ray Binaries and Globular Clusters in Elliptical Galaxies*, *ApJ*, 571, L23
- Wilkes, B. J., Elvis, M. (1987), *Quasar energy distributions. I - Soft X-ray spectra of quasars*, *ApJ*, 323, 243

- Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., Dixon, W. V. D., Ferguson, H. C., Fruchter, A. S., Giavalisco, M., Gilliland, R. L., Heyer, I., Katsanis, R., Levay, Z., Lucas, R. A., McElroy, D. B., Petro, L., Postman, M., Adorf, H., Hook, R. (1996), *The Hubble Deep Field : Observations, Data Reduction, and Galaxy Photometry*, AJ, 112, 1335
- Wilms, J., Allen, A., McCray, R. (2000), *On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium*, ApJ, 542, 914
- Woltjer, L. (1972), *Supernova Remnants*, ARA&A, 10, 129
- Woolsey, S. E., Weaver, T. A. (1995), *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis*, ApJS, 101, 181
- Worthey, G. (1994), *Comprehensive stellar population models and the disentanglement of age and metallicity effects*, ApJS, 95, 107
- Worthey, G., Faber, S. M., Gonzalez, J. J., Burstein, D. (1994), *Old stellar populations. 5 : Absorption feature indices for the complete LICK/IDS sample of stars*, ApJS, 94, 687
- Worthey, G., Ottaviani, D. L. (1997), *H gamma and H delta Absorption Features in Stars and Stellar Populations*, ApJS, 111, 377
- Zombeck, M. B. (1982,1990), *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics, 2nd ed.*, Cambridge University Press