



HAL
open science

Origine du fer dans le milieu intra-amas et distribution du gaz X dans les amas de galaxies

David Elbaz

► **To cite this version:**

David Elbaz. Origine du fer dans le milieu intra-amas et distribution du gaz X dans les amas de galaxies. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1994. Français. NNT: . tel-00724350

HAL Id: tel-00724350

<https://theses.hal.science/tel-00724350>

Submitted on 20 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée par

David Elbaz

**pour obtenir le titre de docteur de
l'Université Joseph Fourier - Grenoble I**

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

(spécialité Physique)

**Origine du fer dans le milieu intra-amas
et distribution du gaz X dans les amas de galaxies**

DATE DE SOUTENANCE: 28 mars 1994

COMPOSITION DU JURY:

Président:	Guy Pelletier
Rapporteurs:	Alain Blanchard
	William Forman
Jury:	Monique Arnaud
	James Lequeux
	Elisabeth Vangioni-Flam
	Laurent Vigroux

*A Guy Pelletier,
merci pour ton enseignement,
merci pour ton soutien,
nos passions communes me laissent
espérer prolonger cette amitié dans l'avenir.*

Thèse

présentée par

David Elbaz

David


**pour obtenir le titre de docteur de
l'Université Joseph Fourier - Grenoble I**

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

(spécialité Physique)

**Origine du fer dans le milieu intra-amas
et distribution du gaz X dans les amas de galaxies**

DATE DE SOUTENANCE: 28 mars 1994

COMPOSITION DU JURY:

Président: Guy Pelletier
Rapporteurs: Alain Blanchard
William Forman
Jury: Monique Arnaud
James Lequeux
Elisabeth Vangioni-Flam
Laurent Vigroux

INTRODUCTION.....	8
I.LE FER DANS LES AMAS.....	12
I.1.Caractéristiques spectrales du MIA vu en X.....	13
I.2.Mesures de l'abondance de fer du MIA avant GINGA.....	17
I.3.Mesures de l'abondance de fer du MIA avec GINGA.....	19
I.3.1.Le satellite GINGA.....	19
I.3.2.Analyse des données spectroscopiques.....	20
I.3.3.Résultats.....	23
I.4.Les corrélations M(Fe), M(gaz), L(optique).....	26
I.5.Conclusion et discussion sur les principales incertitudes.....	30
Annexe I.A.:.....	31
Critères de définition d'un amas.....	31
Annexe I.B.:.....	33
Théorème du viriel et masse cachée.....	33
II.ORIGINE DU FER DANS LE MILIEU INTRA-AMAS.....	36
II.1.Le problème.....	36
II.2.Modélisation des galaxies E/SO et de l'enrichissement du MIA.....	39
II.2.1.Test du modèle sur une galaxie ultra-lumineuse IRAS, F10214+4724.....	41
II.2.1.a.Le problème posé par IRAS F10214+4724.....	41
II.2.1.b.F10214+4724: une galaxie elliptique en formation ?.....	42
II.2.1.c.Discussion sur les dernières observations.....	43
II.2.2.Comparaison à une galaxie à flambée d'étoiles connue, M82.....	44
II.2.3.Résultats et discussion.....	45
Annexe II.A.:.....	48
Invalidité du modèle standard à FMI de Salpeter constante pour enrichir le MIA.....	48
Annexe II.B.:.....	55
"IRAS 10214+4724: an elliptical galaxy in formation ?".....	55
Annexe II.C.:.....	60
"Bimodal star formation in elliptical galaxies and.....	60
the enrichment of the intra-cluster medium".....	60
III.MASSE DE GAZ ET MASSE CACHEE.....	84
III.1.Intérêt de la détermination des différentes masses caractéristiques des amas.....	84
III.2.Distribution du gaz et détermination de sa masse.....	86
III.2.1.Le modèle.....	86
III.2.1.a.Le modèle β	86
III.2.1.b.Les observations et les incohérences du modèle.....	88
III.2.1.c.Estimation de la masse de gaz.....	89
III.2.2.Observations avec le satellite ROSAT.....	90
III.2.2.a.Le satellite ROSAT.....	90
III.2.2.b.La "spectro-imagerie" avec le PSPC.....	91
III.2.2.c.Analyse des données.....	94
III.2.3.Etude de l'amas de galaxies à très haute température, A2163.....	95

III.3.Détermination de la masse totale, masse cachée.....	98
III.3.1.Introduction: les différentes méthodes	98
III.3.2.Détermination à partir des données X.....	99
III.3.3.Modèles paramétriques de distribution de masse totale.	101
III.3.3.a.Propriétés générales.....	101
III.3.3.b.La solution critique.....	104
III.3.4.Application à A2163.....	108
III.4.Perspectives	112
Annexe III.A.:	113
"The gas distribution and binding mass in the A2163 cluster".....	113
Références bibliographiques	130

Un drapeau est dressé dans le temple pour célébrer une fête bouddhiste.
Deux apprentis moines contemplent ensemble ce beau drapeau.
L'un dit à l'autre: "regarde, comme ce magnifique drapeau danse dans le vent"
L'autre répond: "oui, c'est merveilleux de voir comment le vent fait danser le
drapeau"
Le 6ème patriarche, Hui-Neng, passe et surprenant le dialogue de ses deux
disciples, ajoute ceci:
"Ni le drapeau, ni le vent ne peuvent danser à nos yeux,
si notre coeur n'est pas ému par les mouvements de l'univers".

Traduction d'un texte Zen du VII^e siècle par Kar-Fung Wu-Santaro

Si le grain de sable doit son existence à la mer qui l'a taillé, merci

à Monique Arnaud, pour son aide inestimable
à James Lequeux, pour son savoir inépuisable
à Guy Pelletier, pour son enseignement et pour avoir accepté de présider cette
thèse
à Alain Blanchard et Bill Forman, pour avoir accepté d'en être rapporteurs
à Elisabeth Vangioni-Flam, pour sa flamme et sa collaboration généreuse
à Laurent Vigroux, pour avoir accepté de participer à ce jury et par qui ce
travail a commencé
à Michel Cassé, pour son soutien et son humour ressourçant
à Hans Böhringer, pour son aide et son amabilité
à Nicolas Prantzou, pour son aide constructive
à Félix Mirabel, pour ses accents de vérité
à Patrick Blottiau, pour ses "archi-conseils"
à Maxime, pour un coup de maître
à Maman-Petite, pour l'amour dont elle m'a nourri
à Kar Fung, pour son sourire et son souffle porteur
à Alain Curabet, pour avoir donné sens à ma recherche
à Antoine Laigo, pour sa lumière depuis le monde des étoiles
à Hubert, Caroline, Bertrand, Anh, Eddy, Brigitte pour leur amitié
à Marcus, pour ses services et ses coups droits
à mon frère, pour sa présence et son rythme
à ma mère, pour sa bonté et ses apple crumble
à mon père, avec qui cette recherche a commencé un soir avant de m'endormir
alors que l'infini se confondait avec la peur du noir
et qui m'a donné l'amour de la nuit
à Pascale, pour son amour et sa patience (pas science) ...

Si la goutte d'eau participe au fleuve,

Cette thèse est dédiée à celui (celle) qui la lit ...

Introduction

INTRODUCTION

La matière lumineuse des amas de galaxies se présente sous deux formes: les galaxies, visibles en optique, et le gaz chaud intergalactique (milieu intra-amas, MIA), enrichi en éléments lourds et observable en X. La masse totale de ces deux composantes est bien inférieure à la masse nécessaire pour assurer la cohésion gravitationnelle de l'amas: il existe donc une troisième composante, dite masse cachée ou matière noire, dont la nature est encore inconnue. Nous référons aux annexes I.A., pour les critères de définition d'un amas, et I.B., pour les évidences historiques de présence de la masse cachée dans les amas. Nous proposons d'étudier les conséquences des observations du rayonnement X du MIA sur chacune de ces composantes.

L'observation de la raie du fer dans les spectres X indique que le gaz intra-amas n'est pas entièrement primordial: une partie a été éjectée par les galaxies, le fer ne pouvant être produit que par nucléosynthèse stellaire. La comparaison entre la masse de fer présente dans les amas et la masse des galaxies, la masse de gaz et la masse cachée permet de mieux comprendre l'origine et l'évolution des amas par la confrontation avec les prédictions des modèles d'évolution chimique et dynamique (éjection de gaz enrichi) des galaxies et fournit des contraintes importantes pour les modèles cosmologiques de formation des grandes structures.

Dans une première partie, nous présentons les résultats de mesures de température et abondance de fer sur 6 amas de galaxies (A754, A2199, A2634, A3921 et les deux amas distants A1689 ($z=0.1832$) et A2163 ($z=0.201$)) obtenus par spectroscopie X, à l'aide du satellite GINGA dont la résolution spectrale et la sensibilité sont bien supérieures aux satellites X précédents. Ces résultats sont intégrés dans un échantillon de 24 amas permettant de donner une interprétation statistique des corrélations entre la masse de fer dans le MIA et la luminosité visible des galaxies, présentées dans Arnaud et al (1992a).

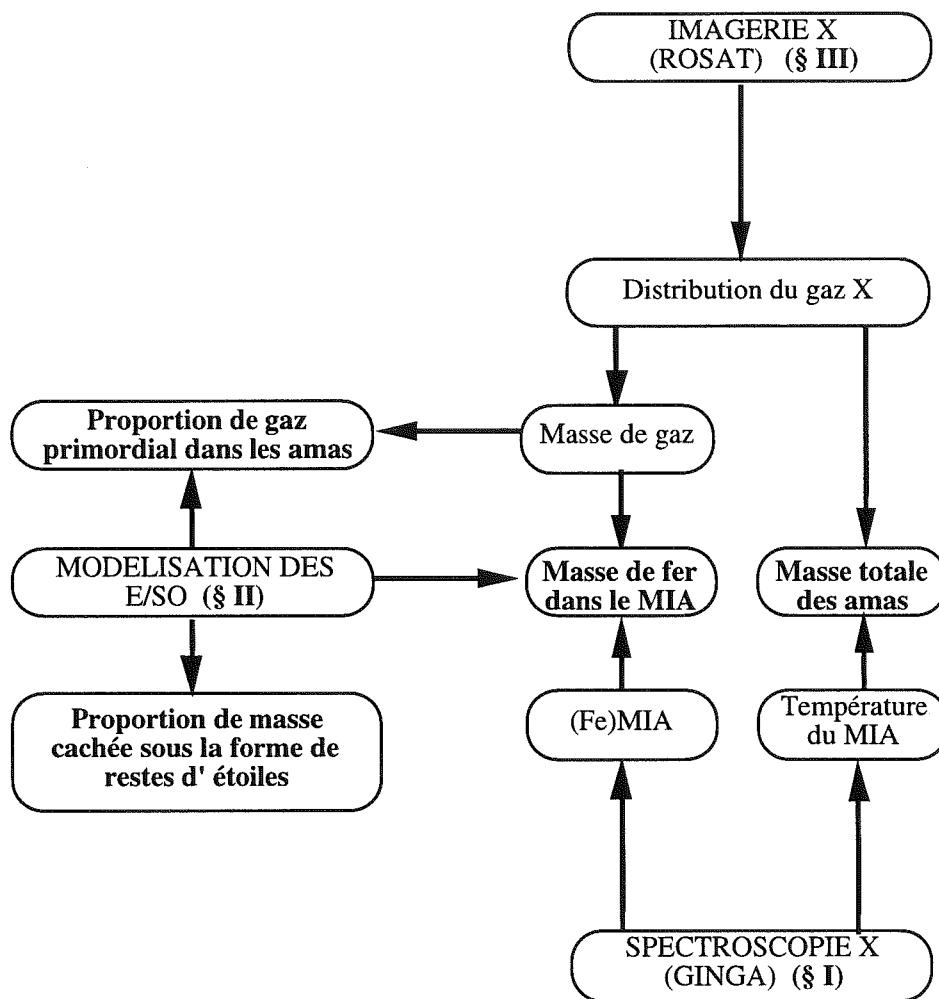
Dans une seconde partie, nous tirons les conséquences de ces observations sur l'évolution des galaxies responsables de l'enrichissement du MIA et modélisons celui-ci pour une population de galaxies typique d'amas (fonction de luminosité de Schechter). Les modèles standards d'évolution chimique prédisent une production de fer insuffisante pour rendre compte à la fois de cet élément dans les galaxies et dans le MIA (cf Annexe II.A.). Pour résoudre ce problème, il est nécessaire de faire appel à un modèle d'évolution chimique des galaxies elliptiques (les seules impliquées dans l'enrichissement du MIA) adapté. L'un des meilleurs candidats est le modèle "bimodal", qui suppose une formation stellaire en deux phases: une première phase où la formation d'étoiles massives est dominante, suivie d'une phase standard (fonction de masse initiale de Salpeter). Les étoiles massives ont des durées de vie très brèves et explosent sous la forme de supernovae de type II, en produisant à la fois le fer nécessaire à l'enrichissement du milieu interstellaire et l'énergie thermique nécessaire à l'éjection de ce gaz dans le MIA. Pour les paramètres compatibles avec les observations à l'échelle des amas et des galaxies E/SO proches (proportion de gaz interstellaire, abondances des éléments lourds, luminosité), on peut déduire la quantité de gaz éjectée par les galaxies de l'amas et la comparer à la masse totale de gaz observée, ce qui permet d'en déduire la quantité de gaz primordial.

Dans une troisième partie, nous présentons la détermination des masses caractéristiques des amas (en dehors de la masse des galaxies); la masse de gaz (MIA) et la masse totale (donc la masse

cachée); en combinant les données des satellites ROSAT (spectro-imagerie X) et GINGA. Une analyse détaillée est présentée de l'amas A2163, l'amas le plus chaud ayant été observé jusqu'à aujourd'hui. Enfin la qualité de ces données spectroscopiques et d'imagerie permet d'estimer la masse totale des amas par une méthode plus sûre que l'analyse de la dispersion de vitesses des galaxies, méthode généralement employée jusqu'à présent. En effet, le gaz étant en équilibre hydrostatique dans le potentiel gravitationnel de l'amas, est un traceur idéal de cette masse. Bien qu'en toute rigueur la connaissance des profils de température et de densité soient nécessaires, ce qui requiert des données spectroscopiques résolues spatialement, des données d'imagerie et de spectroscopie globale d'excellente qualité permettent de contraindre la masse cachée. La comparaison des différentes masses caractéristiques des amas (galaxies, gaz intra-amas et matière noire) est importante en raison des contraintes cosmologiques qu'elle fournit (rapport masse visible/masse cachée, efficacité de formation des galaxies, ...).

L'aspect observationnel de la thèse a été réalisé en collaboration avec les Drs. K.Yamashita et I.Hatsukade de l'ISAS (Tokyo), institut responsable du satellite GINGA, et le Dr. H.Böhringer du MPE (Münich), institut responsable du satellite ROSAT. Une collaboration a d'autre part été établie avec les Drs. E.Vangioni-Flam, N.Prantzos (IAP) et Michel Cassé (SAP Saclay) pour la modélisation des galaxies.

ORGANIGRAMME DE LA THESE



Chapitre I:

Le fer dans les amas

I. LE FER DANS LES AMAS

L'émission X intense ($\approx 10^{43-45}$ ergs.s⁻¹) et diffuse (sur plusieurs Mpc) en provenance des amas de galaxies a été définitivement interprétée comme issue du milieu intra-amas (MIA, séparant les galaxies d'amas; le milieu séparant les amas entre eux étant appelé milieu inter-amas), constitué d'un gaz chaud ($T_{\text{MIA}} \approx 2-10$ keV) rayonnant par effet thermique, grâce à la détection, par spectroscopie X, de la raie K_{α} du fer à 6.7 keV (Mitchell et al. 1976; Serlemitsos et al. 1977). La présence de fer dans le MIA donne une indication essentielle sur son origine, car le fer est uniquement synthétisé par les étoiles (supernovae de type I, SNI, et II, SNI), une partie du MIA doit donc provenir des galaxies (en supposant que les galaxies soient formées avant les étoiles). Le problème de l'origine du MIA est donc lié à celui de l'évolution des galaxies qui l'ont enrichi (nous verrons que la participation des galaxies spirales apparaît négligeable), et même, à une échelle encore inférieure, à l'évolution des étoiles qui produisent du fer (la quantité de fer produite par une SNI, de même que le taux de SNI, sont mal connus; par contre, l'inverse pose moins de problèmes).

Les résultats présentés dans ce Chapitre ont été obtenus avec le satellite japonais GINGA dont les qualités spectroscopiques sont bien meilleures que celles des satellites précédents, ce qui nous permet de prolonger l'étude entamée dans Arnaud et al (1992a) en améliorant la statistique sur le nombre d'amas et en diminuant les barres d'erreur sur ces amas. En particulier, la question de l'enrichissement du MIA nécessite de passer de l'abondance de fer, directement mesurée par spectroscopie, à la masse totale de fer contenue dans un amas, après avoir déterminé la masse totale de gaz intra-amas par imagerie X (cf Chapitre III). En effet, (Fe/H) définit la quantité relative de fer dans le MIA, donc dépend de la quantité de gaz primordial éventuellement présent dans l'amas avant l'éjection de fer par les galaxies, alors que la masse totale de fer présente donne une contrainte absolue sur le processus d'enrichissement. De plus, pour être caractéristique des galaxies mêmes, cette contrainte doit être rapportée à la quantité de galaxies présentes dans un amas, en d'autres termes à sa luminosité totale. La spectroscopie X n'est donc pas autosuffisante pour traiter de l'origine du fer dans le MIA, elle doit être complétée de deux autres modes observationnels: l'imagerie X (cf Chapitre III) et la photométrie. Peu d'amas ont été observés à la fois en spectroscopie X (abondance de fer) et en imagerie X (masse de gaz intra-amas). Une première étude a été présentée dans Arnaud et al (1992a), avec 24 amas (dont 10 observés avec GINGA et 14 avec EXOSAT dont la sensibilité est largement inférieure, en raison d'une surface effective 2.5 fois plus faible), mais dont 6 amas seulement ont été traités à la fois en spectroscopie X (GINGA: Vierge, Coma(A1656), Persée(A426), A1367, A2256, EXOSAT: A2199) et en imagerie X (EINSTEIN). Nous présentons ici un échantillon plus complet contenant 26 amas observés avec GINGA, dont 6 traités directement par nous (A754, A2199, A2634, A3921 et les deux amas distants A1689 ($z=0.1832$) et A2163 ($z=0.201$), dont l'observation ROSAT est présentée au Chapitre III).

Après avoir brièvement présenté les conditions physiques de l'émission spectrale du MIA en X (§I.1.), nous faisons un petit historique des observations du fer dans le MIA avant GINGA (§I.2.), puis nous présentons le satellite GINGA, la méthode d'analyse et les résultats que nous avons obtenus (§I.3.), ces résultats sont ensuite discutés et analysés dans les paragraphes suivants (§I.4. et §I.5.).

Cette analyse observationnelle est la base de la modélisation de l'enrichissement du MIA présentée dans le Chapitre suivant (Chap. II).

I.1. Caractéristiques spectrales du MIA vu en X

Le milieu intra-amas est constitué d'un gaz chaud ($T_{\text{MIA}} \approx 2-10$ keV) et ténu ($\rho_{\text{MIA}} \approx 10^{-3}$ part.cm⁻³), pouvant être considéré comme un plasma mince (entièrement déterminé par les collisions particule/particule; libre parcours moyen des photons > taille de l'amas). Son temps caractéristique de mise à l'équilibre d'ionisation (≈ 20 millions d'années pour des taux d'ionisation de l'ordre de 10^{-12} cm³.s⁻¹) est largement inférieur à l'âge d'un amas. D'autre part, à de telles températures, son émission radiative est largement dominée par le continu émis par le freinage des électrons au voisinage des ions, le rayonnement bremsstrahlung (la recombinaison radiative et l'émission de raies d'excitation collisionnelle sont négligeables). Etant régi par les collisions à deux corps (électron/ion), l'émission bremsstrahlung est proportionnelle à la densité des électrons, des ions et à une fonction de la température, ce qui donne à l'équilibre d'ionisation ($n_{\text{ion}} \propto n_{\text{e}}g(T)$):

$$\varepsilon_X^i \propto n_e^2 f(T) \times \text{abondance de l'élément } i$$

où $f(T)$ donne le rapport de l'abondance en ion i de l'atome j . Globalement l'émission X est proportionnelle à la densité électronique au carré et à une fonction de la température et des abondances des différents éléments lourds présents dans le plasma. La seule raie d'émission généralement détectable dans ce continuum est celle du fer, comme le montre la figure I.a., présentant les largeurs équivalentes ("equivalent width", $EW = \int \left(\frac{I_\nu - I_\nu^o}{I_\nu^o} \right) d(h\nu)$, où I_ν est l'intensité de la raie observée et I_ν^o celle du continuum, en fonction de la fréquence ν) des différents éléments en fonction de la température: les éléments plus légers que le fer sont complètement ionisés aux températures typiques des amas, alors que les éléments plus lourds que le fer ont une abondance négligeable.

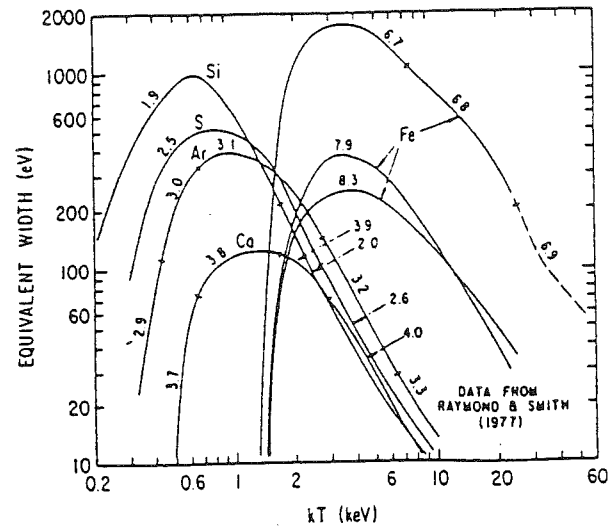


Figure 1.a. Largeur équivalente des raies les plus intenses dans le domaine 1.8-7 keV en fonction de la température. Les raies mélangées sont pondérées par l'énergie que mesurerait un compteur proportionnel. Les raies hydrogénoïde (à 1 électron) et héliumoïde (à 2 électrons) du fer (Fe^{+24} et Fe^{+25}) à "6.7 keV" sont les plus intenses au-delà de 2 keV.

Les seuls endroits où l'on puisse espérer mesurer d'autres abondances que celle du fer sont les groupes de galaxies, dont la température est plus faible en raison du plus faible potentiel gravitationnel, et les courants de refroidissement (cf Fabian, 1992a). Les courants de refroidissement se produisent dans le coeur de certains amas, la région la plus dense, où l'émission bremsstrahlung est la plus intense, pour un temps caractéristique de refroidissement à pression constante de (Sarazin, 1986):

$$t_{\text{refroidissement}} \equiv \frac{nkT}{\Lambda(T)} \equiv \frac{nkT}{n^2(kT)^{1/2}} = 8.5 \times 10^{10} \text{ ans} \left(\frac{n_p}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_{\text{gaz}}}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2}$$

où $\Lambda(T)$ est l'émissivité X. Le temps de refroidissement est largement supérieur au temps de Hubble (âge de l'univers) en dehors de ces régions particulières. La perte d'énergie radiative dans les régions à courant de refroidissement provoque une chute de la température, qui se traduirait en une chute de la pression sans l'effet de la gravité. Mais au centre d'amas, la pression étant maintenue par le gaz environnant, il se produit une augmentation de la densité du gaz, par un courant de matière tombant vers le centre, avec un taux de 50-200 M_{\odot}/an (Fabian, 1992a). On peut les détecter soit par une baisse de la température au centre, par spectroscopie, soit par un pic de l'émission X au centre, par imagerie X.

L'intensité et l'allure du continuum ne sont véritablement sensibles à la température du plasma qu'aux énergies supérieures à l'énergie thermique du gaz (kT). Ceci résulte de la coupure exponentielle de l'émission bremsstrahlung, qui varie de la façon suivante avec E et T:

$$\epsilon_{\text{ff}} = g(E, T) \frac{1}{\sqrt{T}} e^{-\frac{E}{kT}}$$

où le facteur de Gaunt, $g(E,T)$, est une fonction décroissant lentement avec la température. Cette faible dépendance à la température du MIA du spectre X aux basses énergies, impose la nécessité de disposer de détecteurs avec de larges bandes passantes (sensibles aux énergies supérieures à kT , c'est-à-dire typiquement 10 keV) pour déterminer la température d'un amas. La forme du spectre est directement liée à la température et aux abondances, alors que sa normalisation est liée à la densité et au volume (voir figure I.b.).

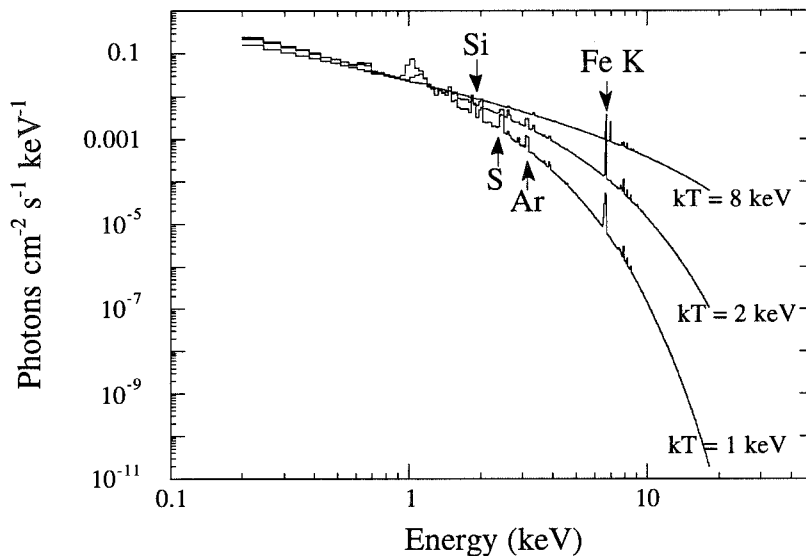


Figure I.b. Modèle du spectre (en $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) de l'émission X d'un plasma mince rayonnant par effet bremsstrahlung ($\epsilon \equiv g(T, E) \frac{1}{\sqrt{T}} e^{-\frac{E}{kT}}$) pour 3 températures différentes du plasma: 1, 2 et 8 keV, dans la bande 0.1-20 keV et pour une abondance 0.35 fois solaire. La différence n'apparaît qu'aux grandes énergies (>2 keV), d'où la nécessité de détecteurs à haute bande passante, si on veut déterminer la température et l'abondance de fer (≈ 7 keV) d'un amas.

La mesure de l'abondance de fer du MIA implique d'avoir accès à des énergies supérieures à 6.7 keV, elle est déduite en principe de la largeur équivalente du fer. En pratique, cette mesure directe n'est pas réalisable car la raie du fer est noyée dans le continuum en raison de la faible résolution des compteurs proportionnels. Il est donc nécessaire de recourir à des modèles d'émission, ajustés au spectre en supposant que les autres éléments lourds autres que le fer observé sont dans le même rapport à ce dernier que dans le voisinage solaire (voir spectres GINGA). Nous avons utilisé pour cela le modèle d'émission de plasma isotherme (décalé vers le rouge en fonction de la distance de l'amas) de Raymond et Smith (1977, 1985). Les incertitudes provenant du choix de la physique atomique (en prenant le modèle de Mewe et al. 1985, 1986, par exemple) sont négligeables car l'émission est dominée par les émissions bremsstrahlung et des raies K du fer, qui sont bien connues. Les principales incertitudes sur les mesures viennent du fait que l'émission X des amas est intégrée sur la ligne de visée, sur un champ recouvrant la totalité de l'amas (sauf exception). Les éventuels gradients en

température et en abondance de fer sont donc supposés négligeables. Les quelques données de spectro-imagerie obtenues jusqu'à aujourd'hui semblent indiquer une isothermalité du gaz sur de grandes distances au centre (jusqu'à plusieurs rayons de coeur), en dehors de certaines régions à courant de refroidissement. Ces données ont été obtenues sur les amas de Persée, Coma et de la Vierge (Hughes et al. 1988a,b; Koyama et al. 1991; Allen et al. 1992; Hughes et al. 1993) par balayage à l'aide de GINGA ou en comparant les données obtenues avec des détecteurs de différents champs de vue (GINGA, EXOSAT, TENMA). Des données plus complètes ont été obtenues sur l'amas de Persée à l'aide de l'expérience Spartan I, par balayages à l'aide d'un compteur proportionnel collimaté pour un champ de vue de $5 \times 3^\circ$ (Ulmer et al. 1987; Snyder et al. 1990) et à l'aide d'un masque codé sur Spacelab 2 (Ponman et al. 1990; Eyles et al. 1991). Concernant le gradient de l'abondance de fer, il aurait pour effet d'entraîner une surestimation lors de la mesure, car l'émission X est proportionnelle à la densité du gaz au carré. On n'a donc accès à une abondance moyenne de fer que dans le cas où le gradient est négligeable, sinon l'émission centrale prédominant, une surabondance du centre par rapport aux bords provoquerait une surestimation de la masse totale de fer. Hughes et al (1993) ont montré à l'aide de données spatialement résolues qu'elles étaient compatibles avec une absence de gradient. Par contre, les données obtenues sur Persée (Ponman et al. 1990) et la Vierge (Koyama et al. 1991) semblent indiquer une surabondance de fer au centre de ces amas. Mais l'émission centrale de ces deux amas est dominée par la galaxie centrale et un courant de refroidissement, pouvant entraîner une large incertitude sur la détermination de l'abondance de fer (voir discussion de Hughes et al. 1993).

Dans la suite de ce chapitre, nous centrerons notre analyse sur la détermination de l'abondance de fer du MIA et des corrélations qu'elle présente avec d'autres caractéristiques des amas de galaxies. Notons que la température du MIA est elle aussi essentielle dans la connaissance de la physique des amas, elle permet entre autres d'avoir des informations sur l'énergétique du gaz, en particulier sur le mécanisme à l'origine de son chauffage par l'intermédiaire d'une comparaison de l'énergie thermique du gaz à l'énergie cinétique des galaxies, sur l'existence d'éventuels courants de refroidissement et sur la détermination de la masse totale, donc de la masse cachée, lorsqu'elle est combinée à l'imagerie X (voir §III).

I.2. Mesures de l'abondance de fer du MIA avant GINGA

La première détection d'une raie d'émission en provenance des amas de galaxies fut obtenue en 1976 par Mitchell et al en pointant sur l'amas de Persée à l'aide du satellite de spectroscopie X ARIEL V (compteur proportionnel), puis par Serlemitsos et al (1977) pour les amas de Coma, Persée et de la Vierge, avec le satellite OSO 8 (compteur proportionnel). Cette raie était en fait un mélange de plusieurs raies d'ions du fer (principalement Fe^{+24} et Fe^{+25}) et de raies d'intensité plus faible d'ions du nickel, entre 6.5 et 7.0 keV. Les premières observations en spectroscopie X avaient été réalisées à l'aide du satellite UHURU en 1970, mais avec une sensibilité trop faible pour détecter la raie du fer. Le satellite EINSTEIN (HEAO 2, 1978) équipé d'un compteur proportionnel sensible à la position (PSPC) au foyer du télescope, n'a pas permis de détecter cette raie en raison de sa trop faible coupure en énergie (< 4.5 keV). Il emportait d'autre part le MPC (hors télescope), mais de sensibilité trop faible pour détecter la raie du fer (David et al. 1993). Par contre, HEAO-1 A-2 (2-30 keV) équipé lui aussi d'un compteur proportionnel a permis la résolution des raies K_{α} et K_{β} du Fe^{+24} dans les amas du Centaure et de Persée (Mitchell & Mushotzky 1980) prouvant ainsi l'origine thermique de l'émission. D'autres observations ont confirmé cette détection (e.g. Rothenflug et Arnaud 1985), puis avec les satellites EXOSAT (1983; ME=compteurs proportionnels: FWHM=45', S=1600 cm², 35 amas proches, voir Edge & Stewart 1991) et TENMA (Astro B, 1983; Okumura et al. 1988), équipé de compteurs proportionnels à gaz et scintillation (GSPC). L'abondance de fer déduite de ces observations est de l'ordre de 0.35 fois solaires (Edge & Stewart 1991, pour une abondance solaire de $(n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}})_{\odot}=4 \times 10^{-5}$; Allen 1973) et ne varie pas avec la richesse des amas (figures II.c. et II.d.).

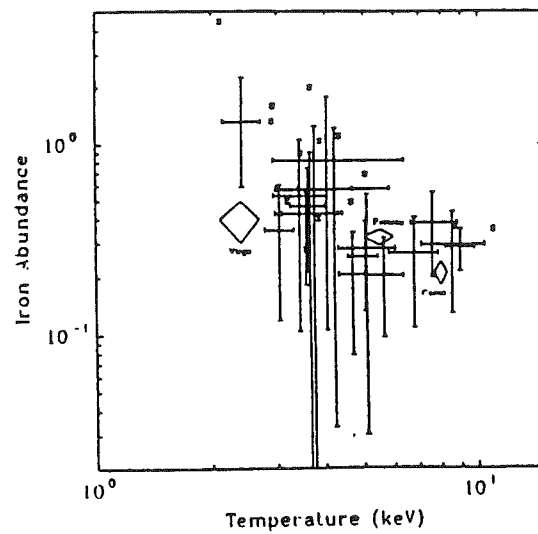


Figure I.c. Abondances en fer d'un échantillon d'amas observés avec EXOSAT en fonction de la température (Edge, 1989), ces deux valeurs étant déterminées à partir d'un modèle de spectre de Raymond & Smith.

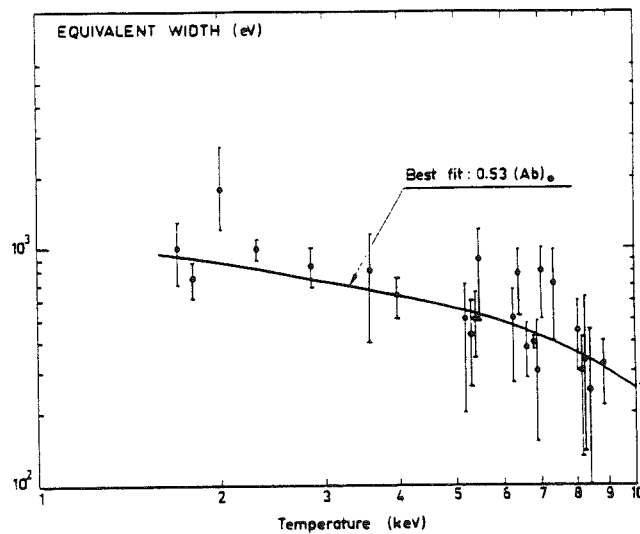


Figure I.d. Comparaison de la variation en température des largeurs équivalentes du fer dans un échantillon d'amas avec la prédiction théorique du modèle de Rothenflug et Arnaud (1985), tenant compte des raies d'émission, du continu et de l'équilibre ionique. Les barres d'erreurs correspondent à $\pm 1\sigma$, les erreurs en température ne sont pas incluses. La courbe a été obtenue par la méthode du χ^2 , en laissant les abondances élémentaires libres. Le meilleur accord donne une valeur de $\chi^2 \approx 18$ pour 22 degrés de liberté et une abondance de fer constante de 0.53 ± 0.03 (1σ) par rapport à la valeur solaire ($(n_{Fe}/n_H)_\odot = 3 \times 10^{-5}$; Meyer, 1985).

I.3. Mesures de l'abondance de fer du MIA avec GINGA

Le satellite GINGA est le premier à donner des abondances en fer à $\approx 20\%$ près (voir tableau I.a.) et à permettre de détecter une variation de l'abondance de fer en fonction de la température du MIA (donc de la richesse des amas), avec des mesures sur des amas pauvres et des groupes de galaxies (Hatsukade, 1989; Ikebe et al, 1992; Tsuru, 1993). Nous présentons dans un premier paragraphe le satellite GINGA, puis la méthode d'analyse des données spectrales obtenues à l'aide de ce satellite et enfin les résultats de cette analyse.

I.3.1. Le satellite GINGA

Astro C est le troisième satellite X japonais, baptisé GINGA ("galaxie" en japonais) lors de son lancement le 5 février 1987, depuis le Kagoshima Space Center (KSC) de l'ISAS (Institut of Space and Astronautical Science). Il emporte à son bord trois instruments scientifiques: le All Sky Monitor (ASM), le Gamma-ray Burst Detector (GBD) et le Large Area Counter (LAC), destiné aux observations en spectroscopie X. Le LAC (Large Area Counter) contient huit compteurs proportionnels, pour une surface effective totale de 4000 cm^2 couvrant un domaine d'énergies de 1.5 à 37 keV (voir figure I.e.).

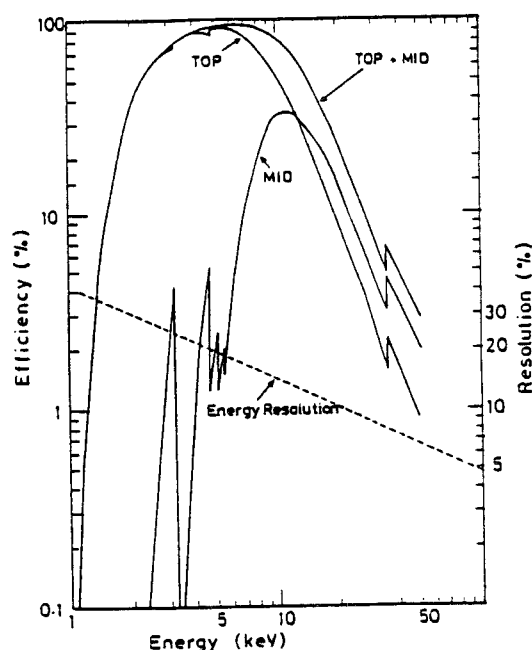


Figure I.e. Efficacité du LAC pour les couches TOP, MID et TOP+MID (courbes en trait plein), et résolution en énergie ($\Delta E/E$) en fonction de l'énergie ($\propto E^{-0.5}$) (Turner et al, 1989)

Sa résolution en énergie est de 18 % à 6 keV (FWHM, i.e. "full width half-maximum", largeur à mi-hauteur) et varie en $E^{-0.5}$ (figure I.e.). Le grand avantage du LAC est sa très grande sensibilité en énergie avec une limite de détection de 0.2 mCrabe (4×10^{-12} erg.cm⁻².s⁻¹ dans la bande 2-10 keV). Son champ est limité par des collimateurs à $1.1^\circ \times 2.0^\circ$ (FWHM). Chacun des huit détecteurs est composé de deux couches: la couche TOP pour la bande d'énergies 1.5-17 keV et la couche MID pour 6-30 keV (bandes définies à 10% du maximum de sensibilité).

Les origines du bruit de fond sont:

- le fond diffus X, dont l'émission est bien décrite par une émission thermique bremsstrahlung pour une température de $kT = 40 \pm 5$ keV (Marshall et al. 1980). Le taux de comptage associé au fond diffus pour le LAC (TOP+MID) sur toute la bande d'énergie 1.5-37 keV est de 18 coups/s. Le fond diffus ne présente pas de variation dans le temps, mais varie de 0.86 coups/s à 1σ dans la bande 2-10 keV.

- les rayons cosmiques, principalement constitués de protons à des énergies allant jusqu'à 10^{21} eV, produisent des photons γ par diffusion Compton sur le satellite et le LAC même.

- le bruit de fond généré par les particules chargées et les rayonnements gamma formant l'environnement radiatif local.

- la contamination occasionnelle due aux rayons X solaires diffractés par le collimateur, pour certaines orientations du satellite (évitée pour les angles supérieurs à 90°).

GINGA a une surface effective 2.5 fois plus grande que son prédécesseur EXOSAT (ME; Edge 1989), ce qui représente un gain considérable en sensibilité. Son principal défaut est d'avoir un grand champ de vue, ce qui peut entraîner des risques de confusion avec des sources extérieures à l'amas étudié. Les noyaux actifs de galaxies (AGN), par exemple, dont les récentes estimations de ROSAT ont montré la densité importante ($\approx 20,000$ AGN ont été détectées avec ROSAT), sont des sources intenses dans le domaine des X, dont la variabilité temporelle et la variation de la pente de l'émission en fonction du domaine d'énergie rendent difficiles la modélisation en vue d'une soustraction. Deux amas chauds, qui avaient été observés avec GINGA (A483, A2507; Arnaud et al. 1991), se sont révélés contaminés par des AGN dans le champ de GINGA lors de leur observation avec ROSAT.

I.3.2. Analyse des données spectroscopiques

La première étape, lors de l'étude des données spectroscopiques du satellite GINGA consiste à soustraire le bruit de fond. Deux méthodes sont pour cela possibles:

- utiliser un bruit de fond typique, modélisé en fonction de la position du satellite (cf Hayashida et al. 1989)

- pointer une région vide du champ adjacent et soustraire le spectre ainsi mesuré de celui obtenu pour la source étudiée.

La première méthode permet de s'affranchir de la perte de temps imposée par un second pointé, mais n'est efficace que pour les sources présentant des flux intenses. Nous avons donc utilisé la seconde méthode. Le spectre du bruit de fond y est de plus normalisé aux grandes énergies où la contribution du rayonnement de la source est négligeable (cf Arnaud et al. 1991 pour plus de détails). Les données sont ensuite calibrées à l'aide de la raie de fluorescence de l'Ag à 22.1 keV émise par les parois du

collimateur (recouvertes d'argent). Ceci permet de calibrer les canaux du détecteur en énergie avec une erreur systématique de 0.05 keV pour 6 keV. La calibration a dû être réalisée pour chaque observation en raison des dérives des compteurs. De plus, un des compteurs fuyait. Enfin, l'interprétation des données en termes de photons et non de coups par seconde nécessite l'obtention de la matrice de réponse du détecteur. Cette matrice doit être déterminée pour chaque observation elle aussi, car elle dépend de la position de la source dans le collimateur. Elle intègre la calibration (canal → énergie).

Nous avons utilisé un programme développé par J.Hughes, grâce auquel le modèle d'émission de Raymond et Smith est comparé aux données en laissant libres la température, l'abondance de fer et la densité de colonne d'hydrogène (N_H). L'incertitude sur N_H est élevée en raison de la coupure du LAC aux basses énergies.

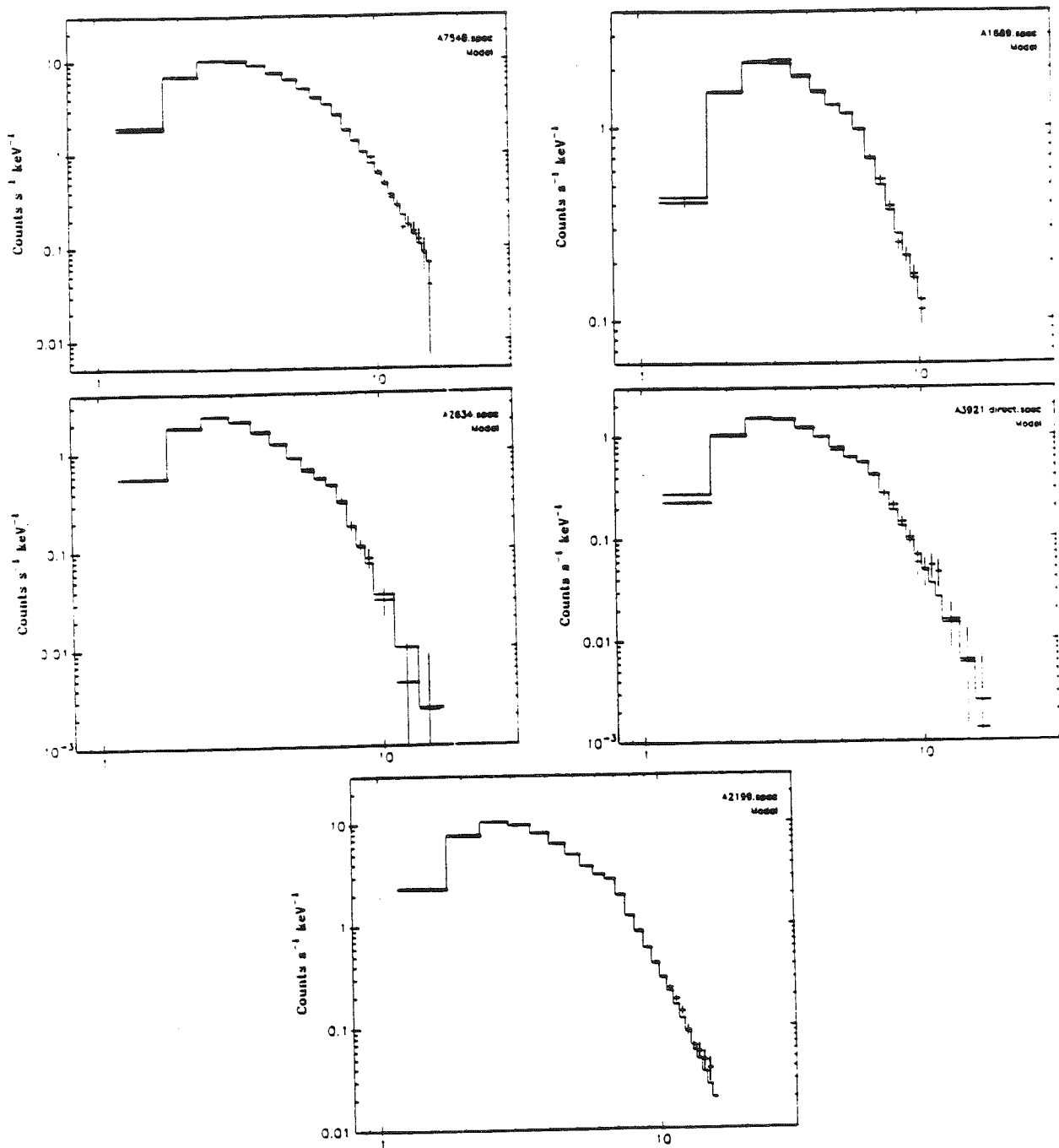


Figure I.f. Spectres des amas A754, A2199, A2634, A3921, A1689 obtenus avec GINGA.

I.3.3. Résultats

Le tableau suivant (I.a.) présente une compilation des données obtenues avec GINGA pour un échantillon de 26 amas de galaxies (voir les références ci-dessous), dont A754, A2199, A2634, A3921, A1689, A2163 que nous avons analysés (zones grisées, ref.10).

Nom	redshift (z)	L_X (10^{44} ergs/s)	kT (keV)	(Fe/H) en (Fe/H) $_{\odot}$	réf.
A426	0.0183	12.9	6.080±0.20	0.333±0.034	3
A478	0.088	23	6.840±0.22	0.380±0.040	8
A496	0.032	2.99	3.907±0.064	0.421±0.041	3
A644	0.0704	10.6	6.590±0.17	0.332±0.046	3
A754	0.0534	11.6	7.570±0.31	0.233±0.060	10
A1060	0.0114	0.333	2.545±0.043	0.404±0.030	3
A1367	0.0215	0.909	3.500±0.18	0.310±0.13	3
A1656	0.0232	8.17	8.109±0.069	0.223±0.023	3
A1795	0.0616	10.6	5.340±0.11	0.364±0.041	3
A2063	0.0337		3.400±0.35	0.350±0.29	4
A2142	0.0899	29.1	8.680±0.20	0.275±0.040	3
A2199	0.0299	3.14	4.340±0.060	0.345±0.030	10
A2256	0.0601	11.1	7.510±0.19	0.284±0.043	3
A2634	0.0321	0.709	3.070±0.11	0.380^{+0.12}_{-0.10}	10
AWM4	0.0315	0.24	2.320±0.26	0.990 ^{+0.68} _{-0.69}	9
AWM7	0.0179	1.6	3.800±0.30	0.470±0.20	9
Fornax	0.00445	0.02	1.450±0.13	0.900	7
Hydra A	0.0522	4.1	3.780±0.15	0.412	2
MKW3S	0.0434	1.3	3.000±0.12	0.460±0.13	9
A3921	0.087	4.37	4.580±0.50	0.270^{+0.12}_{-0.10}	10
Vierge	0.0038	0.203	2.342±0.019	0.440±0.018	3
A665	0.182	15.5	8.260±0.90	0.490±0.16	6
A1413	0.1427	18.9	8.850±0.20	0.190±0.10	3
A1689	0.1832	32.2	7.820±0.50	0.340^{+0.09}_{-0.08}	10
A2163	0.201	59.5	14.6^{+0.9}_{-0.8}	0.350^{+0.15}_{-0.13}	1,10
A2218	0.171	9.5	6.700±0.50	0.200±0.20	3,5

Tableau I.a. Résultats obtenus à l'aide du satellite GINGA: luminosité X, température (kT, avec erreur) et abondance de fer ((Fe/H)=n(Fe)/n(H) relatif à la valeur solaire; 4×10^{-5} , Allen 1973; avec erreur) des amas de galaxies. Les zones grisées (ref.10) correspondent à nos résultats. Les erreurs sont données pour 90% de degré de confiance. Les cinq derniers amas sont des amas distants ($z > 0.1$).

Références:

- [1] Arnaud, M., Hughes, J.P., Forman, W., Jones, C., Lachieze-Rey, M., Yamashita, K., Hatsukade, I., 1992, ApJ **390**, 345
- [2] Forman W., et al., communication privée.
- [3] Hatsukade, 1989, ISAS Reseach Note 435
- [4] Hatsukade I., Yamashita K., communication privée
- [5] Hughes J.P., communication privée
- [6] Hughes J.P., Tanaka Y., 1992, ApJ **398**, 62
- [7] Ikebe Y., Ohashi T., Makishima K., Tsuru T., Fabbiano G., Kim D.W., Trinchieri G., Hatsukade I., Yamashita K., Kondo H., 1992, ApJ **384**, L5
- [8] Johnstone R.M., Fabian A.C., Edge A.C., Thomas P.A., 1992, MNRAS, **255**, 431
- [9] Résultats présentés dans la thèse de T.Tsuru (1993) sur des groupes de galaxies .
- [10] Nos résultats (zones grisées)

A3921 (S2246-647): cet amas a été proposé par M.Arnaud, K.Yamashita et I.Hatsukade, dans le cadre de leur programme d'observation d'amas distants. Son décalage spectral a été mesuré par G.Soucail ($z=0.094$). La densité de colonne d'hydrogène, N_H , dans cette direction n'est pas cohérente avec la valeur mesurée en radio par l'émission à 21 cm de H_I (qui est très incertaine). Par conséquent, N_H est un paramètre libre dans la détermination de kT et de (Fe/H) .

A754, A1689, A2199, A2634: ces amas ont été proposés dans le temps garanti de l'Angleterre (et du Japon, dans le cas de A754). Leurs spectres soustraits du bruit ont été obtenus lors d'un séjour à l'ISAS (en collaboration avec J.Hughes et K.Yamashita). A2199 est un amas à courant de refroidissement et le meilleur accord avec les données est obtenu pour un modèle à deux températures (en combinant les données de GINGA à celles du SSS d'EINSTEIN). Les résultats présentés dans le tableau pour cet amas sont quand même obtenus pour un modèle isotherme, par soucis de cohérence avec les autres résultats présentés.

La dépendance en température de l'abondance de fer du MIA est représentée sur la figure I.e. pour l'ensemble des amas présentés dans le tableau I.a. La décroissance de $(Fe/H)_{MIA}$ en fonction de la richesse des amas (ou de leur température) remarquée par I.Hatsukade (1989) et présentée dans Arnaud et al (1992) pour 10 amas GINGA (Edge 1989) et 14 amas EXOSAT (Hatsukade 1989) est confirmée avec un nombre plus important d'amas GINGA ($n=26$), avec une meilleure précision. Un bon accord est obtenu avec les données pour une loi de puissance (trait gras sur la figure):

$$(Fe/H)/(Fe/H)_{\odot} = (0.605 \pm 0.04) kT^{-0.37 \pm 0.05}$$

avec un χ^2 de 22 pour 24 degrés de liberté. On ne remarque pas de différence importante entre l'abondance de fer des amas proches (cercles pleins sur la figure) et celle des amas distants (cercles vides). Si on exclu les amas distants de l'échantillon, on obtient des résultats sensiblement équivalents:

$$(Fe/H)/(Fe/H)_{\odot} (\text{sans amas distant}) = 0.611 kT^{-0.38}$$

avec un χ^2 de 18 pour 18 degrés de liberté. On peut rejeter la possibilité d'une valeur constante de l'abondance de fer à 99% de degré de confiance: $\chi^2=80$ pour 25 degrés de liberté (pour une valeur moyenne de $(Fe/H) \approx 0.35 (Fe/H)_{\odot}$). L'interprétation de cette décroissance est donnée dans le paragraphe suivant (§I.4.). La comparaison avec la courbe présentée par Arnaud et al (1992; figure

I.h.) montre l'apport des données GINGA dans la détermination de l'abondance de fer: sa décroissance avec la température apparaît beaucoup plus nettement sur la figure I.g.

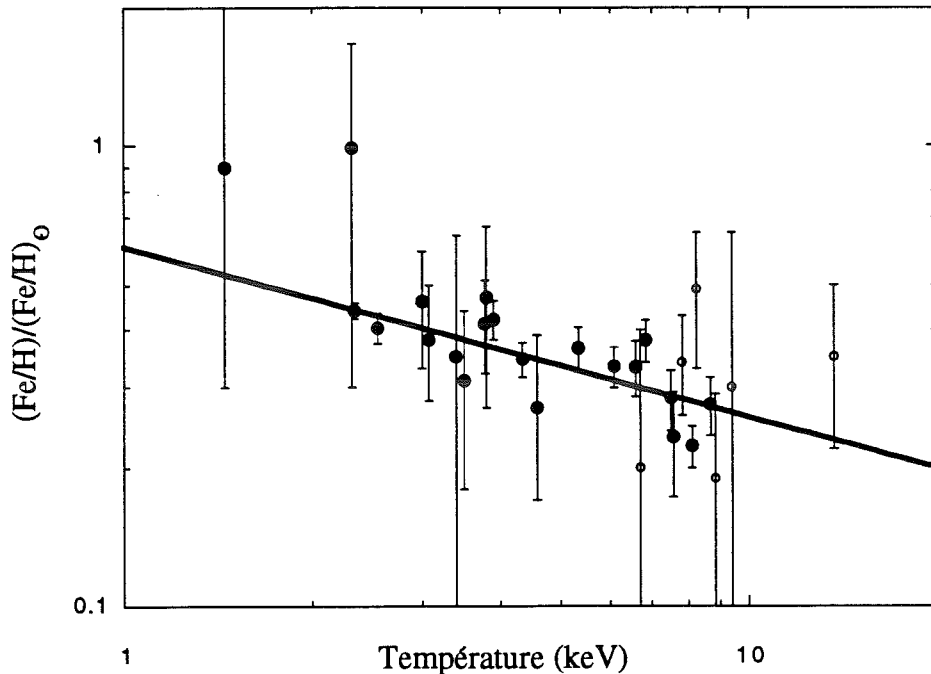


Figure I.g. Abondance du fer (relative au voisinage solaire) dans le milieu intra-amas en fonction de la température du MIA, pour un échantillon de 26 amas observés avec GINGA.

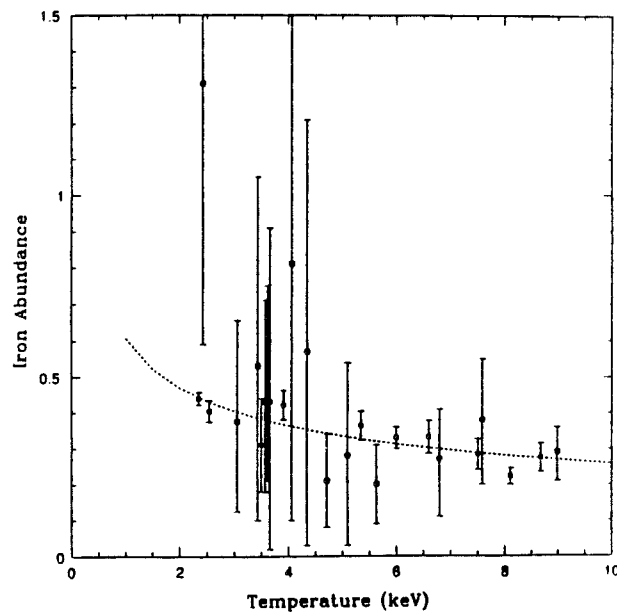


Figure I.h. Abondance du fer (relative au voisinage solaire) dans le milieu intra-amas en fonction de la température du MIA (Arnaud et al, 1992a), pour un échantillon de 24 amas, dont 10 observés avec GINGA (Hatsukade, 1989; cercles pleins) et 14 observés avec EXOSAT (Edge, 1989; cercles vides). Les barres d'erreurs des données d'EXOSAT sont largement supérieures à celles des données GINGA.

I.4. Les corrélations $M(\text{Fe})$, $M(\text{gaz})$, $L(\text{optique})$

Afin de compléter les données obtenues à l'aide du satellite GINGA (tableau I.a.), nous utilisons dans ce paragraphe les résultats d'observations en imagerie X (M_{gaz} , voir méthode décrite au Chapitre III) et en optique (L_V), dont les références sont données ci-dessous (tableau I.b.). La combinaison de ces données avec les abondances en fer mesurées avec GINGA, permettent d'étudier la variation de la masse de fer totale présente dans le MIA avec la luminosité des galaxies, E/SO et Sp. Ce type d'analyse donne des informations sur l'origine du fer dans le MIA puisqu'on s'attend, d'une part, à ce que la luminosité totale des galaxies soit corrélée avec la masse de fer du MIA si celle-ci provient des galaxies, et d'autre part, à ce que seuls les types de galaxies ayant participé à l'enrichissement du MIA présentent une telle corrélation (Arnaud et al. 1992a). La détermination de la luminosité visible des amas est réalisée selon la méthode présentée dans Arnaud et al (1992a). La fonction de luminosité des galaxies est en général donnée dans les articles d'origine. Afin de la prolonger aux régions étudiées et au-delà de la limite de complétude des observations, on la suppose séparable en deux fonctions indépendantes:

$$\frac{dN(r,L)}{drdL} = n(r)f(L)$$

où la distribution spatiale des galaxies, $n(r)$, est supposée suivre un profil de King (voir Chapitre III), et la fonction de luminosité indépendant du rayon, $f(L)$, est la fonction de Schechter (1976). Ensuite une luminosité moyenne est supposée par type de galaxies, connaissant les fractions de Sp, E/SO globales.

Nom	Extension (Mpc)	M_{gaz} ($10^{13} M_{\odot}$)	L_{v} ($10^{11} L_{\odot}$)	M_{Fe} ($10^{10} M_{\odot}$)	$L_{\text{v}}(\text{E/SO})$ ($10^{11} L_{\odot}$)	$\frac{M_{\text{Fe}}}{M_{\text{v}}^{\text{EISO}}}(10^{-3})$	Rem
A426 (Persée)	R<3	30	83	16.3	78.0	2.09	1
A754	2.7*1.3*1.3	9.00	31.2	3.42	21.0	1.63	2
A1060	R<3	4.00	21.0	2.63	11.8	2.23	3
A1367	R<3	13	32.0	6.57	18.0	3.65	1
A1656 (Coma)	R<3	27	93.0	9.81	78.0	1.26	1
A2063	R<3	11	37.0	6.28	22.5	2.79	1
A2199	R<3	15	50.0	8.44	39.0	2.16	1
A2256	R<3	36.5	98.0	16.9	74.5	2.27	1
A2634	R<3	22	45.0	13.6	28.0	4.87	1
AWM4	R<0.5	0.55	5.10	0.89	2.45	3.62	4
AWM7	R<0.9	2.5	14.0	1.92	9.40	2.04	4
Fornax	R<0.5	0.3	6.00	0.44	4.10	1.07	4
MKW3S	R<0.9	3.40	11.0	2.55	6.60	3.86	4
Vierge	R<3	2.50	23.0	1.79	11.5	1.56	1

Tableau I.b. Résultats combinés d'observations en spectroscopie X (GINGA, (Fe/H)), en imagerie X (M_{gaz}) et en optique (L_{v}). La masse de fer contenue dans le MIA, M_{Fe} , est obtenue en multipliant l'abondance de fer donnée dans le tableau I.a. par la masse de gaz (colonne 3). La luminosité visible des galaxies de type E/SO uniquement, $L_{\text{v}}(\text{E/SO})$, est déduite de la luminosité visible totale et des fractions de galaxies Sp et E/SO, selon la méthode décrite dans Arnaud et al (1992a). Le rapport de la masse de fer présente dans le MIA sur la masse "lumineuse" est déduit de la luminosité visible totale des amas pour un rapport de la luminosité visible sur la masse "lumineuse" constant ($M_{\text{v}}/L_{\text{v}}=10 M_{\odot}/L_{\odot}$, voir la discussion sur ce rapport dans le Chapitre II).

Remarques:

Amas riches:

1. Arnaud et al. 1992a.

2. La masse de gaz et la luminosité optique sont tirées de Fabricant et al (1986, ApJ 308, 530) ramenées à une valeur de $H_0=50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ (au lieu de 100) et en terme de luminosité visible (au lieu de bleue, en supposant $L_{\text{v}}=1.2L_{\text{B}}$). Cet amas a une distribution spatiale "bimodale", la masse de gaz n'a donc pas été calculée dans un rayon de 3 Mpc, mais dans une région définie dans leur article ($2.7 \times 1.3 \times 1.3$, pour $H_0=50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$). La proportion de galaxies E/SO, Sp est tirée de Dressler (1980, ApJ 236, 351).

3. La masse de gaz provient de Jones C. & Forman W. (1984, ApJ 276, 38). La luminosité visible totale a été calculée dans un rayon de 3 Mpc à partir de Richter (1989, A&ASuppl.Ser. 77, 237) et Fuchs & Materne (1982, A&A 113, 85). Le contenu en galaxies est décrit dans Wirth (1983, ApJ 274, 541).

4. Amas pauvres:

L'estimation des masses et luminosités sont très incertaines pour ces amas. Nous n'avons donc pas extrapolé les données jusqu'à 3 Mpc comme pour les autres amas. Les valeurs données pour la masse de gaz et pour la luminosité sont calculées pour l'extension donnée par l'émission X, qui correspond à peu près à 5 rayons de coeur (alors que la distance de 3 Mpc prise pour les amas riches correspond à ≈ 10 rayons de coeur). Cependant, étant donné que la distribution du gaz décroît moins vite que celle des galaxies, donc de la luminosité optique, on risque de sous-estimer le rapport de la masse de fer à la masse stellaire pour les amas pauvres relativement aux amas riches.

Fornax: données de Ikebe, Y. et al (1992, ApJ 384, L5), où la luminosité bleue a été convertie en luminosité visible. La population de galaxies est tirée Wirth (1983, ApJ 274, 541).

AWM4, MKW3S: masses de gaz tirées de Kriss et al (1983, ApJ 272, 439). Pour MKW3S, la luminosité est extrapolée à partir de la valeur donnée pour une extension de 0.5 Mpc jusqu'à 0.9 Mpc (ce qui correspond à l'extension de l'émission X.) en supposant le rayon de coeur de la distribution des galaxies égal à celui du gaz ($r_c=0.118$ Mpc, Forman, communication privée). La population de galaxies est mal connue: la fraction de galaxies spirales a été tirée de Bahcall (1980, ApJ 238, L117) et la fraction de E/SO est supposée être la même que pour les groupes compacts de Hickson et al (1988, ApJ 331, 64).

AWM7: la masse de gaz et son rayon de coeur sont déduits des résultats de ROSAT (Böhringer et al. 1992, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 71). La même extrapolation que ci-dessus a été réalisée pour la luminosité et la population de galaxies est tirée de la même référence.

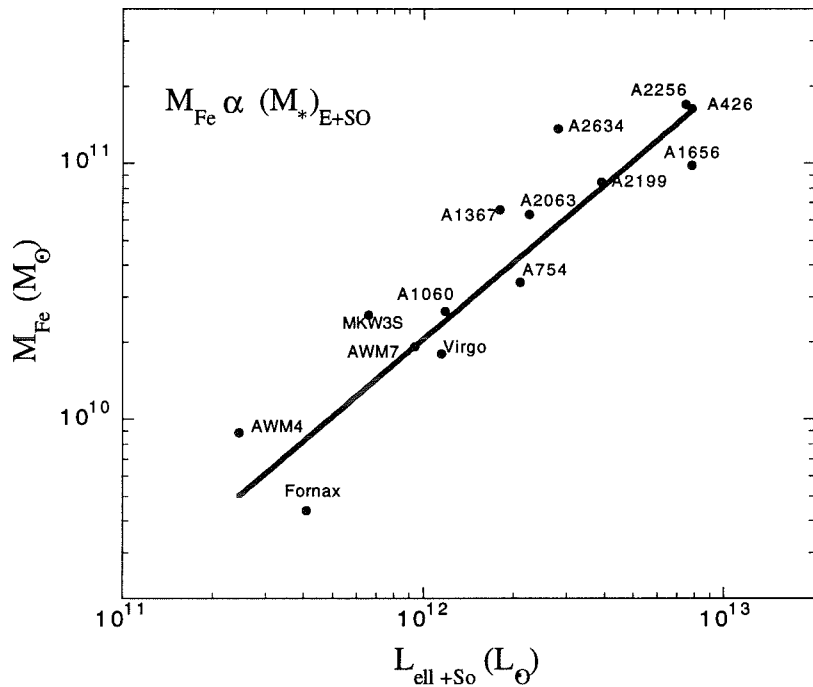


Figure I.i. masse de fer en fonction de la luminosité des galaxies elliptiques (et lenticulaires; E/SO).

La figure I.i. montre que la corrélation présentée pour 6 amas dans Arnaud et al. (1992) est confirmée avec 14 amas, par les nouvelles données du satellite GINGA. La corrélation obtenue, en tenant compte des barres d'erreur sur la masse de fer uniquement, est:

$$M_{Fe} = 1.96 \times 10^{-2} L_{E/SO}^{0.99}$$

Le rapport de la masse de fer dans le MIA à la luminosité visible des E/SO est donc quasiment constant (masse de fer directement proportionnelle à la luminosité des galaxies E/SO), ce qui s'explique naturellement si on suppose que le MIA est enrichi en fer par les galaxies E/SO. Cependant, on peut remarquer une dispersion dans les rapports présentés dans le tableau I.b. En particulier, les deux amas A2634 et A1367, s'écartent assez nettement de la valeur obtenue pour un meilleur accord avec les données. En fait, ces deux amas présentent une sur-luminosité X au centre (Jones & Forman 1984) ayant pu entraîner une surestimation de la masse de gaz, donc de la masse de fer, en raison d'un écart avec le modèle β appliqué pour déterminer la distribution du gaz (cf Chapitre III).

On comprend aussi la décroissance observée de l'abondance de fer en fonction de la richesse des amas (figure I.g.): Arnaud et al. (1992a) et David et al. (1990) ont montré que la proportion de gaz contenue dans un amas relativement à la masse des galaxies (E/SO) augmente avec la richesse des amas, or on observe aussi un rapport constant de la masse de fer à la masse des galaxies (E/SO), il s'ensuit que l'abondance de fer doit naturellement diminuer avec la richesse des amas, par simple effet de dilution dans une plus grande quantité de gaz. D'autre part, la valeur constante de ce rapport est une très forte contrainte sur l'efficacité avec laquelle une galaxie E/SO produit et éjecte du fer (voir Chapitre II sur la modélisation de l'enrichissement en fer du MIA par les galaxies E/SO).

I.5. Conclusion et discussion sur les principales incertitudes

Les observations réalisées à l'aide du satellite GINGA ont permis d'augmenter considérablement la statistique et d'améliorer la précision des résultats présentés dans Arnaud et al. (1992). Nous avons confirmé que la masse de fer mesurée dans le MIA:

$$M_{\text{Fe}}(\text{dans le MIA}) = (\text{abondance de fer})_{\text{spectroscopie}} \times M_{\text{imagerie}}(\text{MIA})$$

est directement proportionnelle à la luminosité des galaxies elliptiques (E/SO). D'autre part, le rapport $\frac{M_{\text{Fe}}^{\text{MIA}}}{L_{\nu}^{\text{E/SO}}}$, indépendant de la richesse de l'amas, est une forte contrainte sur l'évolution des galaxies E/SO

(voir Chapitre II).

Les principales incertitudes sur les résultats présentés sont:

- l'hypothèse d'isothermalité du MIA qui joue sur la détermination de l'abondance de fer mais aussi sur la masse de gaz (voir Chapitre III).
- les mesures optiques: difficulté de distinguer E/SO et Sp, voir discussion dans Arnaud et al. (1992a).
- l'hypothèse d'une absence de gradient dans la distribution du fer dans le MIA.
- le choix de l'extension des amas. La distribution du gaz étant plus étendue que celle des galaxies, le rapport entre la masse de gaz (donc de fer) et la luminosité intégrée des galaxies dépend de l'extension choisie. Les observations réalisées à l'aide du satellite ROSAT ont confirmé une large extension du gaz jusqu'à au moins 3 Mpc (voir Chapitre III et article sur A2163, dont l'extension est de 4.6 Mpc). Les groupes de galaxies semblent présenter une plus grande dispersion (Forman 1994). Cette différence pourrait s'expliquer si l'on suppose que les groupes de galaxies ont pu perdre une quantité de leur gaz en raison de leur faible potentiel gravitationnel.

Annexe I.A.:

Critères de définition d'un amas

Annexe I.A.: critères de définition d'un amas

Les amas de galaxies sont les objets gravitationnellement liés les plus étendus que l'on connaisse (en dehors des "super-amas", moins bien connus). Ils peuvent contenir de 100 à 1000 galaxies dans un volume de quelques Mpc^3 . Selon Van den Berg (1961), à peu près la moitié des galaxies de l'univers appartiendraient à des amas. La première étude des amas de galaxies remonte à 1906 (Wolf), bien que leur existence ait été connue bien avant. Il n'existe pas de définition absolue d'un amas, mais on parle de critères de définition d'un "amas riche", tels que ceux définis dans les catalogues d'Abell (1958), avec 2712 amas riches de décalage vers le rouge inférieur à 0.3, et de Zwicky et al. (1961). Un catalogue n'étant statistiquement complet que s'il est limité en décalage vers le rouge (z) et en magnitude (m).

Critères d'Abell:

(i) l'amas doit contenir au moins 50 galaxies de magnitudes comprises entre m_3 et m_3+2 , où m_3 est la magnitude de la troisième plus brillante galaxie.

(ii) ces galaxies doivent être contenues dans un cercle de rayon: $1.7/z$ minutes d'arc = rayon d'Abell.

(iii) $0.02 \leq z \leq 0.20$

Critères de Zwicky:

(i) l'extension de l'amas est déterminée par le contour à partir duquel la densité en galaxies n'est plus que deux fois supérieure à celle du champ.

(ii) ce contour doit contenir au moins 50 galaxies entre m_1 et m_1+2 , où m_1 est la magnitude de la plus brillante galaxie.

Les amas sont classés en différents types morphologiques, allant des amas irréguliers aux amas réguliers, dynamiquement plus évolués et relaxés. Deux systèmes de classification sont principalement utilisés, faisant référence aux galaxies centrales les plus brillantes et en particulier à la présence d'une éventuelle cD (galaxie centrale et dominante ou centrale et diffuse), galaxies les plus lumineuses et étendues détectées en optique (généralement situées au coeur des amas): Bautz-Morgan (1970) et Rood-Sastry (1971).

Annexe I.B.:
Théorème du viriel et masse cachée

Annexe I.B.: théorème du viriel et masse cachée

Observées en optique, la moitié des galaxies de l'univers appartiennent à des concentrations de galaxies (Van den Bergh 1961) généralement appelées amas lorsque le nombre de galaxies est supérieur à 100, en passant des groupes aux amas riches, par les amas pauvres, sans en donner de définition précise. La première question que l'on peut se poser en découvrant ces structures est de savoir si elles sont liées, donc auto-gravitantes. Les vitesses des galaxies décrivant généralement une gaussienne autour d'une vitesse moyenne de l'ensemble, on peut définir la distance de l'amas par cette vitesse et supposer que la dispersion de vitesses correspond aux vitesses internes des galaxies de l'amas. Une première façon de tester l'hypothèse d'un système auto-gravitant consiste à supposer qu'il n'est constitué que de la matière visible en optique, les galaxies, et que le système a eu le temps de se relaxer en un temps de Hubble (âge de l'univers). Alors l'intégration des mouvements des galaxies permet d'aboutir à la relation suivante:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W$$

avec:

$$I = \sum_i m_i r_i^2, T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 \text{ et } W = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}}$$

où I est le moment d'inertie mesuré depuis le centre de masse, T l'énergie cinétique et W l'énergie potentielle gravitationnelle de l'amas. Si on suppose que les amas sont gravitationnellement liés et qu'ils sont stationnaires, le membre de gauche de l'équation est égal à zéro (théorème du Viriel). On peut définir la dispersion de vitesse pondérée par la masse, σ^2 , et le rayon gravitationnel, R_G , comme suit:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_i m_i v_i^2}{M_{tot}} \text{ et } R_G = 2 M_{tot}^2 \left[\sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right]^{-1}$$

Alors le théorème du Viriel devient:

$$M_{tot} = \frac{R_G \sigma^2}{G}$$

Et si les orbites des galaxies sont isotropes ($\sigma^2 = 3\sigma_r^2$, on est ramenés à la seule vitesse que l'on puisse mesurer directement, par décalage spectral, la vitesse radiale):

$$M_{tot} = \frac{3R_G \sigma_r^2}{G} = 7 \times 10^{14} M_\odot \left[\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right]^2 \left[\frac{R_G}{\text{Mpc}} \right]$$

Ce qui donne une masse typique de l'ordre de $10^{15} M_\odot$ ($\sigma_r \approx 1000 \text{ km/s}$, $R_G \approx 1 \text{ Mpc}$), pour un amas de galaxies. Or la luminosité visible d'un amas de galaxies est de l'ordre de $L_v \approx 10^{12} - 10^{13} L_\odot$, pour un rapport masse lumineuse sur luminosité visible des galaxies de l'ordre de $M/L_v \approx 1 - 12 M_\odot/L_\odot$. La masse lumineuse des galaxies ($M_{lum} \approx 10^{12} - 10^{14} M_\odot$) est donc insuffisante pour qu'elle soient auto-gravitantes, ce qui paraît contradictoire avec la morphologie apparemment relaxée des amas, où les vitesses des galaxies décrivent une gaussienne comme si elles étaient effectivement virialisées. Pour être gravitationnellement liées à un amas, les galaxies doivent être soumises à un potentiel supérieur à celui de la masse visible, il doit donc exister une composante cachée dans les amas, appelée masse cachée ou matière noire (Zwicky 1933).

Chapitre II:

Origine du fer dans le milieu intra-amas

Un cheval non ferré trébuche sur un chemin
Moralité: faux pas sans fer ...

II.ORIGINE DU FER DANS LE MILIEU INTRA-AMAS

II.1.Le problème

La combinaison des observations en optique, spectroscopie et imagerie X présentées dans le chapitre précédent impose les contraintes suivantes sur le MIA:

1-Le MIA contient une masse importante de fer, $(M_{Fe})_{MIA}$ (de $\approx 5 \times 10^9 M_{\odot}$, pour les groupes, à $\approx 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, pour les amas riches), qui est le produit de l'abondance en masse de fer, X_{Fe} , par la masse de gaz intra-amas, M_{gaz} . Cette masse est directement proportionnelle à la luminosité des galaxies (E/SO), alors que les spirales présentent une dispersion:

$$\frac{(M_{Fe})_{MIA}}{(L_V)_{E/SO}} = 2 \times 10^{-2} (M_{\odot}/L_{\odot}) \quad \forall \text{ l'amas}$$

où $(L_V)_{E/SO}$ est la luminosité visible intégrée des galaxies E/SO (comprise entre $\approx 2 \times 10^{11} L_{\odot}$, pour les groupes, et $\approx 10^{13} L_{\odot}$, pour les amas riches).

2- La proportion de gaz intra-amas contenue dans un amas par unité de luminosité visible des galaxies E/SO croît avec la richesse de l'amas dans l'intervalle:

$$23 \leq \frac{M_{MIA}}{(L_V)_{E/SO}} \leq 50 (M_{\odot}/L_{\odot})$$

La borne inférieure correspond aux groupes de galaxies, la borne supérieure aux amas riches.

Conséquences:

1→ Le fer observé dans le MIA provient des galaxies et la corrélation observée pour les galaxies E/SO indique que ces dernières sont responsables de l'enrichissement. L'enrichissement du MIA par les galaxies avait été prédit par Larson et Dinerstein (1975): les galaxies E/SO se distinguent des galaxies spirales (Sp) par leur population stellaire âgée et une proportion très faible de gaz, alors que les Sp forment encore des étoiles et ont une proportion de gaz de 10-20 %, ce qui a été interprété comme l'indication que les galaxies E/SO ont vécu une flambée d'étoiles en début d'évolution suivie d'un vent dû à l'explosion de SNII (Mathews et Baker 1971; Faber et Gallagher 1976).

1→ La quantité de fer présente dans le MIA est très élevée. Bien que de métallicité sous solaire, le MIA contient une énorme quantité de fer, ramenée à la luminosité des galaxies. Arnaud et al. (1992a) ont montré qu'un modèle standard, ne permettait pas d'expliquer une telle quantité de fer, et qu'il fallait donc faire appel à un taux de supernovae (le milieu interstellaire n'est enrichi en fer que par la nucléosynthèse explosive se produisant lors de l'explosion de supernovae) plus élevé dans le passé (voir Annexe II.A.), la question étant de savoir à quel type de SN il fallait faire appel (e.g. Renzini 1993).

2→ La proportion de gaz relativement à la masse d'étoiles (à M/L donné) augmente avec la richesse de l'amas. La masse de gaz est de 2 à 5 fois supérieure à la masse lumineuse, pour un rapport $M_{lum}/L_V=10$, il doit donc exister une quantité importante de gaz primordial (non issu des galaxies) dans les amas et celle-ci est d'autant plus grande, relativement à la masse de gaz éjectée par les galaxies, que l'amas est riche. La masse de fer éjectée par les galaxies a par conséquent été plus diluée dans un amas

riche que dans un amas pauvre, (Fe/H) ne donne donc pas d'information directe sur les galaxies (Vigroux 1977).

Les questions qui en découlent:

- 1- Est-il possible que les galaxies E/SO d'amas aient pu produire une telle masse de fer au cours de leur existence ?
- 2- Comment cette quantité de fer a-t-elle été extraite des galaxies E/SO ?

Pour y répondre, il est nécessaire de modéliser l'évolution chimique et dynamique (chemo-dynamique) des galaxies E/SO, afin d'en déduire la quantité de fer synthétisée par les étoiles et la proportion qui va être éjectée dans le MIA. Il serait pour cela idéal de disposer d'un programme traitant à la fois l'évolution chimique et l'hydrodynamique du gaz, en tenant compte de plusieurs zones en température et densité. Les paramètres utilisés dans la modélisation des galaxies sont: le taux de formation d'étoiles (en M_{\odot}/an , TFE; "Star Formation Rate", en anglais), la fonction de masse initiale (en M_{\odot}^{-1} , FMI, fonction de distribution en masse des étoiles au moment de leur formation; "Initial Mass Function", en anglais) et dans le cas d'un vent dû au chauffage du milieu interstellaire (MIS) par l'explosion de SN, le taux de perte de masse (dM_{gal}/dt , en M_{\odot}/an). Pour la cohérence du modèle, les contraintes à l'échelle des amas doivent être complétées par les observations réalisées sur les galaxies E/SO (voir discussion de l'article en Annexe II.C.):

- la métallicité des étoiles galaxies E/SO est une information sur le passé des galaxies, pendant lequel ces métaux ont été formés (métallicité du gaz au moment de leur formation):

$$[Fe / H] = \log_{10} \left(\frac{(Fe / H)}{(Fe / H)_{\odot}} \right) \approx 0.15 \pm 0.10 \quad \text{Buzzoni, 1992}$$

$$[Mg / Fe] = \log_{10} \left(\frac{(Mg / H) / (Mg / H)_{\odot}}{(Fe / H) / (Fe / H)_{\odot}} \right) = 0.2 - 0.3 \quad \text{Worthey, 1992}$$

- valeur mesurée par Forman et al. (1993) dans le halo de la galaxie NGC 4472 (de l'amas de la Vierge):

$$(Fe/H)_{\text{gaz}} \approx 1-2 (Fe/H)_{\odot}$$

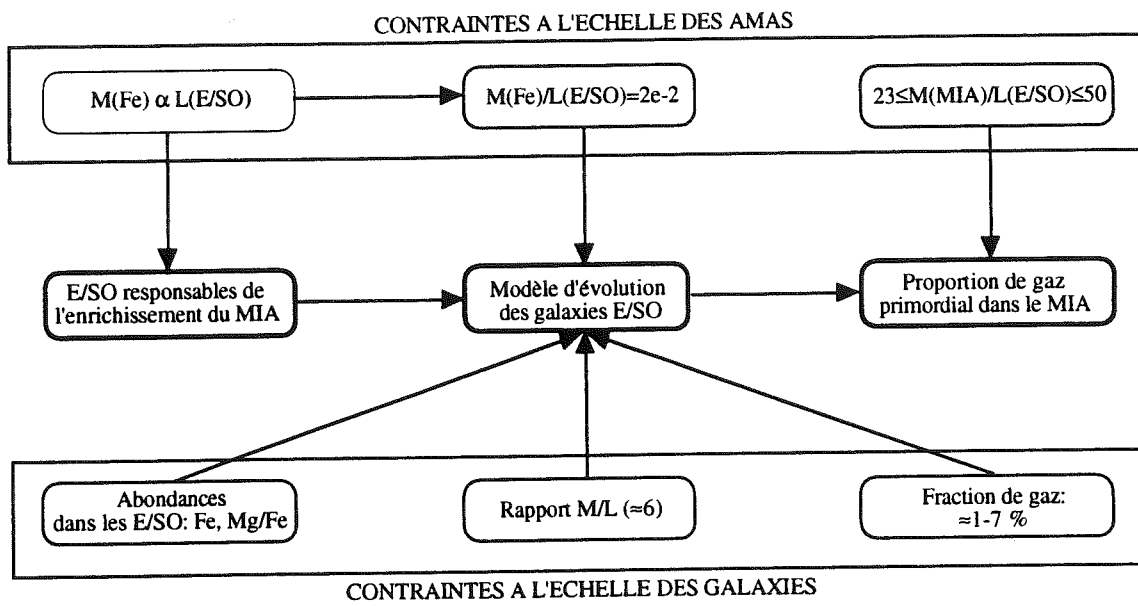
- le rapport de la masse lumineuse sur la luminosité bleue des galaxies elliptiques (avec $L_V=1.2 L_B$):

$$\frac{M}{L_B} \approx 6 (M_{\odot}/L_{\odot}) \quad \text{Bender et al. (1992)}$$

- Gallagher et al. (1975) ont montré que les galaxies E/SO contenaient une très faible quantité de gaz. Ces estimations ont depuis évolué avec l'observation de halos de gaz chaud émettant en X, conduisant à une fraction de gaz dans les elliptiques de l'ordre de:

$$\left(\frac{M_{\text{gaz}}}{M_{*}} \right)_{E/SO} \approx 0.01 - 0.07 \quad \text{Forman et al. (1985)}$$

L'ensemble de ces contraintes est résumé dans l'organigramme en page suivante.



II.2. Modélisation des galaxies E/SO et de l'enrichissement du MIA

Nous présentons dans cette partie une introduction aux articles présentés en annexes II.B. et II.C. Un modèle classique d'évolution chimique des galaxies, comme celui généralement appliqué à notre Galaxie (FMI de Salpeter) ne permet pas de rendre compte à la fois de la quantité de fer présente dans les galaxies et dans le MIA (Arnaud et al. 1992). Nous avons donc été amenés à proposer un scénario de formation d'étoiles différent, de type "bimodal". En effet, la combinaison d'une formation d'étoiles massives suivie d'une formation d'étoiles standard, permet à la fois de synthétiser la quantité de fer observée dans les galaxies elles-mêmes et dans le milieu environnant, sous réserve de pouvoir éjecter une partie du gaz enrichi.

Au cours de la première phase du modèle bimodal, une période de formation intense et rapide d'étoiles massives est susceptible d'inhiber la formation d'étoiles de petites masses (Doane & Mathews 1993). On peut attendre d'une galaxie E/SO en formation d'être soumise aux mêmes conditions physiques de formation stellaire que les galaxies à flambée d'étoiles, où il a été proposé de couper la FMI à $\approx 3 M_{\odot}$ pour rendre compte des observations sans avoir à faire appel à une masse de gaz supérieure à la masse dynamique des galaxies (voir références de l'article en Annexe II.C.). Après le vent provoqué par le mode que nous appellerons "massif" et pendant lequel la formation stellaire est supposée s'arrêter, un deuxième mode de formation d'étoiles prend le relais, à partir du gaz restant (éjection partielle) et des éjecta stellaires. Cette formation, répartie sur tout le spectre de masses ($0.1-100 M_{\odot}$), génère les étoiles encore présentes aujourd'hui (toutes celles du premier mode ayant une durée de vie inférieure la durée de vie d'une étoile de $3 M_{\odot} \approx 5 \times 10^8$ ans) et reproduit correctement les contraintes observationnelles des galaxies E/SO proches, telles que leurs fraction de masse de gaz, luminosité visible, abondances (Fe, Mg/Fe).

Ce type de modèle semble bien adapté pour reproduire l'ensemble des contraintes observationnelles à la fois dans les galaxies et dans le MIA. D'autre part, ce modèle a déjà été appliqué avec succès aux disques des galaxies spirales, moyennant des paramètres moins extrêmes. Le TFE étant plus faible que pour les E/SO, le taux de SNII l'est aussi et la condition propre à l'occurrence d'un vent (énergie fournie par les SNII supérieure à l'énergie de liaison gravitationnelle du gaz) n'est probablement jamais remplie, en accord avec la quantité de masse plus importante restant dans les galaxies Sp (10-20%). Ce modèle conduit à une destruction plus importante du deutérium (Vangioni-Flam et Audouze 1988), par un plus grand recyclage du gaz (en raison des durées de vie plus courtes des étoiles massives), laquelle a des conséquences importantes pour la nucléosynthèse primordiale et la cosmologie. D'autre part, il permettrait aussi de résoudre le problème des naines G dans le disque galactique (absence d'étoiles de métallicité nulle; François et al. 1990).

Un modèle alternatif a été suggéré, qui donne le rôle principal aux SNIa dans la production du fer. Les SN de type Ia et celles de type II (comprenant les supernovae de type Ib). Les SNIa sont le produit de l'explosion d'une naine blanche en système binaire, mais dont la modélisation est très mal connue: on connaît leur production en masse de fer ($\approx 0.7 M_{\odot}$ alors qu'une SNII de $20 M_{\odot}$ en produira dix fois moins, d'après les mesures réalisées sur SN1987A), mais leur taux reste inconnu. Les modèles proposant une contribution majeure des SNIa à la production du fer dans les galaxies E/SO supposent un taux exponentiellement élevé dans le passé, associé à une FMI de type Salpeter pour la formation

d'étoiles (Ciotti et al. 1991; Matteucci 1986, 1987, 1993; David et al. 1991; Renzini 1993). L'idée d'un taux de SNIa élevé dans le passé a été proposée par Ciotti et al. (1991) et David et al. (1991) pour expliquer la luminosité X des galaxies E/SO, à l'aide de modèles hydrodynamiques. Matteucci et Greggio (1986) ont proposé un modèle donnant un taux de SNIa semblable. Ces modèles produisent une quantité de fer suffisante, mais David et al. (1991) ont montré qu'ils ne permettaient pas d'éjecter suffisamment de fer dans le MIA et ont donc proposé une FMI de pente plus faible ($x=0.95$), ce qui revient à former plus d'étoiles massives. L'inconvénient de changer la pente de la FMI au lieu de la tronquer aux petites masses, comme dans le modèle bimodal, est de produire une grande quantité d'étoiles de petite masse alors que la métallicité du gaz est encore relativement faible, ce qui entraîne une faible métallicité présente des étoiles alors qu'on observe une métallicité de 1-2 solaire dans les elliptiques proches. Le problème essentiel posé par les SNIa est la longue durée de vie de leurs progéniteurs ($>0.1 \text{ Gan} = 10^8 \text{ ans}$), ce qui rend plus difficile de provoquer un vent (Matteucci 1993, ne trouve pas de vent après le premier vent dû aux SNI). D'autre part, la masse fer présente dans les galaxies E/SO est sensiblement égale à celle observée dans le gaz intra-amas:

$$\left(\frac{M_{Fe}}{M_*}\right)_{E/SO} = (X_{Fe})_{E/SO} \approx 1 - 2(X_{Fe})_{\odot} = 1 - 2 \times 10^{-3} \approx \frac{(M_{Fe})_{MIA}}{(M_*)_{E/SO}}$$

Ceci s'explique naturellement dans le cas d'un modèle bimodal où la totalité du fer est produite avant le vent: il suffit, en principe, d'éjecter 50% de la masse des galaxies E/SO pour enrichir suffisamment le MIA. Dans le cas d'une participation majoritaire des SNIa, l'enrichissement du MIS est étalé dans le temps et la réalisation de la condition précédente, observée de façon générale dans les amas est plus difficile à expliquer.

Les paramètres du modèle bimodal sont $v_1, v_2, m_1^{\text{inf}}, \alpha$ avec pour indice 1, pour la première phase (mode "massif") de formation d'étoiles (jusqu'au vent, pendant lequel on suppose la formation stellaire arrêtée), et 2, pour la phase suivante, dite "normale". Avec $\Psi_1(t) = v_1 e^{-t/\tau}$, taux de formation d'étoiles du mode massif et $\Psi_2(t) = v_2 \sigma_{\text{gaz}}$ où $\sigma_{\text{gaz}} = \frac{M_{\text{gaz}}}{M_{\text{Gal}}(t=0)}$, taux de formation d'étoiles du mode normal. $\varphi_i(m) = A_i m^{-(1+x_i)}$, pour $m_i^{\text{inf}} \leq m \leq m^{\text{sup}}$ et $A_i = \frac{1}{\int_{m_i^{\text{inf}}}^{m^{\text{sup}}} m^{-(1+x_i)} m dm}$, est la FMI des deux modes,

avec une pente de $x=1.35$ (Salpeter), $m^{\text{sup}}=100 M_{\odot}$, $m_1^{\text{inf}} = 3 M_{\odot}$ et $m_2^{\text{inf}} = 0.1 M_{\odot}$. Le dernier paramètre, α , étant le coefficient de perte de masse lors du vent: $\frac{dM_{\text{gal}}}{dt} = \alpha M_{\text{gal}}(t)$. Il est ajusté pour éjecter la quantité de fer nécessaire à enrichir le MIA ($\alpha \approx 20 \text{ Gan}^{-1}$), et inférieur à la valeur maximale qu'il peut atteindre sans provoquer la destruction de la galaxie, d'après le modèle de Vader (1987): $\alpha_c = 30 \left(\frac{M_{\text{Gal}}}{10^{12}}\right)^{-0.38} \text{ Gan}^{-1}$.

Les deux paragraphes suivants présentent l'application du modèle à deux objets particuliers: 10214+4724, découvert par le satellite IRAS, et la galaxie à flambée d'étoiles la mieux connue, M82.

II.2.1. Test du modèle sur une galaxie ultra-lumineuse IRAS, F10214+4724

Un moyen de tester l'existence d'une phase de formation stellaire intense favorisant les étoiles massives ($\geq 3 M_{\odot}$), comme celle préconisée en début d'évolution des galaxies E/SO selon le modèle bimodal, est l'observation des galaxies à forte luminosité infrarouge (IR). En effet, les étoiles massives enrichissent rapidement le MIS en éléments lourds qui peuvent alors s'agglomérer en grains de poussière, comme l'ont montré les observations de la supernova SN1987A, dont le reste contient de la poussière émettant en IR (Biermann et al. 1990). La poussière est chauffée par le rayonnement ultraviolet (UV) qu'elle absorbe et réémet cette énergie dans l'infrarouge. Les principaux émetteurs de rayons UV sont les étoiles les plus massives, O et B. Les régions à fort taux de formation d'étoiles massives peuvent donc émettre une grande quantité de leur rayonnement dans le domaine IR, car elles sont à la fois rapidement enrichies en poussière et baignées dans un fort flux UV. Les galaxies ultra-lumineuses découvertes par le satellite IRAS sont de formidables émetteurs IR et, en particulier, l'objet découvert par Rowan-Robinson et al. (1991), IRAS F10214+4724, dont le décalage spectral est de 2.3, pouvant tout à fait correspondre à une galaxie en formation. Dans une première partie, nous présentons le problème qui a été posé par cette objet lors de sa découverte, ensuite, nous résumons brièvement l'article "IRAS 10214+4724: an elliptical galaxy in formation ?" (1992) et enfin, nous discutons les observations récentes, montrant que l'émission détectée par IRAS provient d'une galaxie probablement en interaction et approximativement âgée d'un milliard d'années.

II.2.1.a. Le problème posé par IRAS F10214+4724

F10214+4724 fut observé lors du balayage des sources faibles du ciel (FSS) par le satellite infrarouge IRAS (Rowan-Robinson et al. 1991). Sa distance (confirmée par une contrepartie optique, $z=2.286$, univers âgé de 1 à 5 milliards d'années) et son énorme luminosité ($L_{IR(6-36\mu m)}$ dans ref. au repos) $\approx 10^{14} h^{-2} L_{\odot}$, $H_0=100 h \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et $q_0=0.5$), 20 fois supérieure aux galaxies "ultra-lumineuses" détectées par IRAS et comparable à la luminosité bolométrique des quasars (QSO) les plus lumineux. La question posée étant de savoir s'il était ou non nécessaire de faire appel à un objet extrêmement massif, du type trou noir noyé dans un bain de poussières, pour expliquer de telles caractéristiques. L'alternative proposée par Rowan-Robinson et al. (1991) est celle d'une proto-galaxie de masse exceptionnellement élevée en phase de formation d'étoiles intense. Les nombreuses raies d'émission détectées (CII,III et IV, NeIV, MgII, NV, OIV, SiV, Ly α) et la masse importante de poussière nécessaire pour expliquer une telle luminosité dans l'IR, montrent, en effet, qu'une grande quantité d'éléments lourds ont dû être synthétisés par les étoiles alors que la galaxie était encore jeune, en raison de son décalage spectral élevé. Les observations réalisées ensuite dans le domaine radio des raies de transition rotationnelle de la molécule CO (1 \rightarrow 0, 3 \rightarrow 2, 4 \rightarrow 3, 6 \rightarrow 5; Brown & Van den Bout 1991; Solomon et al. 1992) ont confirmé la présence d'une très grande masse de gaz moléculaire, égale à la masse d'une galaxie spirale comme la notre ($M(H_2) \approx 10^{11} h^{-2} M_{\odot}$ déduite des rapports de raies CO, Solomon et al. 1992), pour une luminosité CO ($L_{CO(3\rightarrow 2)} = 1.3 \times 10^{11} h^{-2} \text{ K.km.s}^{-1} \text{ pc}^2$) 30 fois supérieure à celle des galaxies spirales dont l'émission CO est la plus intense (NGC3147, NGC7771, Solomon & Sage 1988). La détection de la raie de l'état J=6 de la molécule CO indique que ce gaz

moléculaire est plus chaud et dense que dans notre Galaxie, où elle n'est observée que dans le coeur des nuages moléculaires près des régions de formation d'étoiles massives (Jaffe et al. 1989), et le rapport normal de la masse de gaz sur la masse de poussière estimée suggère des abondances solaires (Downes et al. 1992). Enfin, le spectre radio à 1.49-8.44 GHz, cohérent avec une loi de puissance de pente 0.9 ± 0.1 (Rowan-Robinson et al. 1993), l'extension radio $(10 \times 4) \pm 4 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ (pour un flux de $3.5 \pm 0.5 \text{ Jy.km.s}^{-1}$; Radford et al. 1993) et le rapport élevé $H\alpha/\text{radio}$ (Clements et al. 1993) sont compatibles avec une flambée d'étoile à l'échelle d'une galaxie complète. D'autres données sont plus difficilement compatibles avec cette hypothèse:

- l'existence d'une polarisation de l'émission optique à $16.4 \pm 1.8\%$ (Draper et al. 1992) implique qu'au moins cette fraction de lumière a été diffractée par une région anisotrope, alors qu'on attendrait d'un "starburst" qu'il illumine l'ensemble de la galaxie.
- la faible dispersion de vitesse du gaz moléculaire, mesurée en CO ($\approx 250 \text{ km.s}^{-1}$, Solomon et al. 1992), plus typique d'une galaxie relaxée que d'une galaxie à haut niveau d'activité de formation stellaire.

Les propriétés de F10214+4724 en font soit un objet extrême (starburst d'une galaxie extrêmement massive, QSO baigné dans un énorme nuage de poussière, ou mélange des deux), soit un objet "normal", c'est-à-dire pouvant évoluer en une galaxie telle que nous les observons aujourd'hui, auquel cas, la phase évolutive observée est extrêmement brève. Ceci pour deux raisons: d'une part, pour pouvoir expliquer les observations pour une galaxie de masse "normale" ($< 10^{13} M_{\odot}$), d'autre part, pour que la probabilité d'observer une telle phase dans l'évolution d'une galaxie normale soit relativement faible, puisque IRAS n'a détecté qu'un seul objet de ce type, lors de son balayage du ciel. Nous avons proposé dans l'article "IRAS 10214+4724: an elliptical galaxy in formation?" (A&A 265, L29, 1992; cf Annexe II.B.) d'étudier quantitativement la seconde possibilité: celle d'une galaxie de masse "normale" en formation, que nous avons supposée elliptique, en accord avec l'idée généralement admise que les galaxies elliptiques ont subi une phase de formation stellaire intense en début d'évolution et afin d'utiliser les observations réalisées sur cet objet pour contraindre les paramètres de notre modèle.

II.2.1.b.F10214+4724: une galaxie elliptique en formation ?

Nous avons comparé deux modèles permettant d'expliquer la luminosité totale et la masse de gaz (pour un rapport des masses de HI sur H_2 égal à 0.2-0.5, typique des galaxies actives en IR); dont le rapport est directement lié au taux de formation d'étoiles; la masse de poussière estimée par Downes et al. (1992) (en tant que limite inférieure à la masse d'éléments lourds); typique de celle observée dans les galaxies ultra-lumineuses IR dont la métallicité est solaire; avec une limite supérieure pour la masse totale de $10^{13} M_{\odot}$. Le premier modèle, dit "standard", a un taux de formation d'étoiles directement proportionnel à la masse de gaz et une FMI de Salpeter, le second est le modèle bimodal, que nous avons proposé pour expliquer l'enrichissement en fer du MIA et où on suppose une coupure en masse inférieure de la FMI à $3 M_{\odot}$, en début d'évolution (voir l'article).

Nous montrons que les deux modèles permettent d'expliquer les observations, mais que seul le modèle bimodal est compatible avec une galaxie elliptique "normale", si on suppose que la galaxie est en formation. En effet, pour que la galaxie atteigne rapidement la luminosité observée (condition

impliquée par la limite supérieure imposée à la masse totale), il faut un taux de formation stellaire de l'ordre de $7000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, pour lequel le modèle "standard" nécessite des paramètres plus extrêmes que le modèle bimodal (masse totale de $7.5 \times 10^{12} M_{\odot}$, pour le modèle "standard", comparée à $3 \times 10^{11} M_{\odot}$ pour le modèle bimodal, et un temps caractéristique de formation stellaire beaucoup plus faible). Une grande quantité d'étoiles de faible masse sera donc formée à partir d'un gaz à métallicité quasi-nulle, aboutissant à une métallicité des étoiles égale à la moitié de la métallicité solaire en fin d'évolution, ce qui est incompatible avec les observations de galaxies elliptiques de masse similaire dont la métallicité est 1 à 2 fois solaire (Buzzoni et al. 1992). Au contraire, le modèle bimodal permet, pour une masse totale typique des galaxies elliptiques ($3 \times 10^{11} M_{\odot} \approx$ masse de coupure de la fonction de Schechter), d'être à la fois en accord avec les observations sur 10214+4724, mais aussi avec la métallicité des étoiles des elliptiques proches et avec la masse de fer présente dans le MIA, si on suppose que le modèle est généralisable à toutes les galaxies elliptiques d'amas.

II.2.1.c. Discussion sur les dernières observations

Des images de F10214+4724 ont été réalisées en IR proche dans les bandes larges de 1.99 à 2.32 μm et de 1.11 à 1.40 μm , sur un champ de $38'' \times 38''$, avec une largeur de la fonction d'étalement (PSF) respectivement égale à 0.6" et 0.8" ($1'' \approx 10$ kpc à $z=2.286$, pour $h=0.5$ et $q_0=0$), à l'aide de la caméra NIRC sur le télescope de 10m du Keck (Matthews et al. 1994). Plusieurs objets sont résolus, interprétés par les auteurs comme des galaxies appartenant à un groupe, bien que ces objets n'aient pas été résolus en optique, donc sans connaître leurs décalages spectraux. F10214+4724 apparaît comme constitué de quatre objets étalés sur 50 kpc, dont le plus brillant (contenant les émissions H_{α} , [NII] et radio), décrit par les auteurs comme la source dominante, a une taille déconvoluée par la PSF de $0.7'' \times 0.5''$ ($\approx 7 \times 5$ kpc). Elle présente des signes d'interaction ayant pu induire la flambée d'étoiles, permettant à l'aide de la taille des queues observées d'estimer un âge minimum de 0.5 milliard d'années (temps orbital de deux galaxies à une distance de 50 kpc = temps minimum pour qu'un effet de marée se produise). D'autre part, la couleur des queues (J-K=2 mag) est plutôt caractéristique d'étoiles âgées d'au moins un milliard d'années.

L'hypothèse d'un objet "normal", tel qu'une galaxie elliptique de masse "normale" ($< 10^{13} M_{\odot}$) en formation est donc incompatible avec ces observations (existence d'étoiles relativement âgées, signature d'une dynamique évoluée, présence de 4 objets à très faible distance), montrant qu'il s'agit peut-être du centre d'un groupe ou d'un amas de galaxies en formation (Matthews et al. 1994). Néanmoins, l'hypothèse d'une émission IR intense lors de la formation d'une galaxie elliptique dans le cadre d'un modèle bimodal reste une hypothèse que les observations prochaines du satellite ISO permettront peut-être de tester. Dans le paragraphe suivant, nous présentons le cas de la galaxie à flambée d'étoiles la mieux connue, M82, dont les observations apportent une possibilité directe de tester au niveau du coeur d'une galaxie, ce qu'on peut attendre à l'échelle d'une galaxie complète lors de la formation d'une galaxie elliptique. Nous montrons que les paramètres de formation d'étoiles choisis pour être en accord avec 10214+4724, la masse de fer dans le MIA et la métallicité des elliptiques proches, peuvent rendre compte de M82, s'ils sont ramenés à l'échelle de la masse de la région active.

II.2.2. Comparaison à une galaxie à flambée d'étoiles connue, M82

La galaxie à flambée d'étoiles ("starburst") M82 a été présentée par Rieke et al. (1980, 1993) comme un cas typique de "starburst" permettant de tester la FMI de ces galaxies. M82 a l'avantage d'être proche, de petite masse (galaxie naine), où la région de formation stellaire intense est localisée dans une région centrale de 200 pc (Doane & Mathews 1993), pour une galaxie de rayon optique égal à 5 kpc (Fabbiano 1988), et domine largement l'émission de la galaxie. D'autre part, ses propriétés sont typiques de celles observées dans d'autres "starbursts" plus massifs, on peut donc s'attendre à ce que sa FMI soit applicable à ces galaxies (Rieke et al. 1993). Nous proposons de comparer les paramètres de formation stellaire calculés dans le modèle de Doane et Mathews (1993; où le modèle proposé par Rieke et al. 1993) est développé, à ceux présentés précédemment pour 10214+4724 (Annexe II.B.) et dans l'article sur le modèle bimodal appliqué à l'enrichissement du MIA (Annexe II.C.), afin de montrer qu'une telle physique de formation stellaire (masse de coupure inférieure de $3 M_{\odot}$ pour la FMI en début d'évolution, efficacité de formation stellaire de l'ordre de $30-50 \text{ Gan}^{-1}$ (par milliard d'années)) est non seulement possible, mais aussi effectivement observée. On interprète les conséquences du "starburst" à l'échelle du noyau de la galaxie M82, si celui-ci était généralisé à l'ensemble d'une galaxie elliptique en formation, pour une galaxie de masse typique ($10^{11} M_{\odot}$). Nous ne discutons pas ici de l'origine de l'activité de M82.

Doane et Mathews (1993) ont comparé deux modèles appliqués à M82: un modèle à FMI "standard" (Salpeter; étoiles comprises entre 0.1 et $100 M_{\odot}$) et le modèle de Rieke, où seules sont formées les étoiles de masse supérieure à $3 M_{\odot}$, pour une même pente de la FMI. Les contraintes appliquées à ces modèles étant d'une part, le taux de SNII estimé par Kronberg et al. (1985) à 0.1-0.3 SN par an (interprété à partir de la décroissance du flux radio de 40 restes de SN observés pendant plusieurs années en combinant des données X et optiques) et d'autre part, la masse dynamique dans la région centrale correspondant au "starburst" ($\approx 200 \text{ pc}$) estimée à $6 \times 10^8 M_{\odot}$. Les paramètres variables sont, pour les deux modèles, l'efficacité de formation stellaire et la masse initiale du gaz froid en début de "starburst".

Le modèle "standard" est difficilement compatible avec les deux nécessités antagonistes d'avoir un fort taux de formation d'étoiles, pour expliquer le taux de SNII, et une masse initiale de gaz inférieure à la masse dynamique. Au contraire, le modèle de Rieke a l'avantage de produire une plus grande quantité de SNII pour une même masse de gaz initiale et donc d'être plus facilement en accord avec les observations. Les paramètres les mieux adaptés à ce dernier modèle sont: une efficacité de formation stellaire de 50 Gan^{-1} (le taux de formation d'étoiles étant égal à $50 \times M(\text{gaz})$, en M_{\odot}/Gan) et une masse de gaz initiale de $2 \times 10^8 M_{\odot}$, pour un âge de $3-6 \times 10^7$ ans. La formation stellaire interprétée en terme d'efficacité est indépendante de la masse de la galaxie, elle constitue donc un critère comparatif idéal avec un modèle pouvant s'appliquer à une phase similaire, mais à l'échelle d'une galaxie entière.

D'autre part, Fabbiano (1988) a détecté une émission de gaz chaud émettant en X à l'aide du satellite ROSAT jusqu'à une distance de 9 kpc, qu'elle a interprétée comme une excroissance typique d'un "super-vent" dû aux SNII. La différence entre la luminosité X intégrée jusqu'à l'anneau situé à 3 kpc du centre de la galaxie (supposé contenir l'émission X de la galaxie) et celle intégrée jusqu'à 9 kpc, lui a permis d'estimer une masse totale de gaz chaud s'étendant au-delà de 3 kpc, interprétée comme masse de gaz éjectée, de l'ordre de $3 \times 10^7 M_{\odot}$ (en supposant une émission thermique à une température

du gaz de $\approx 3 \times 10^7$ K). Connaissant l'âge du "starburst" (≈ 0.045 Gan), la masse de gaz éjectée ($\approx 3 \times 10^7 M_{\odot}$) et la masse initiale de gaz ($\approx 2 \times 10^8 M_{\odot}$), en supposant que les estimations réalisées par Doane et Mathews (1993) et par Fabbiano (1988) donnent un bon ordre de grandeur à ces valeurs, on peut en déduire une valeur approximative du taux d'éjection de gaz dû au "super-vent", α :

$$\frac{\Delta M (= M_{ej})}{\Delta t (= \hat{age})} = \alpha M_{gaz}(t=0) \rightarrow \alpha \approx 30 \text{ Gan}^{-1}$$

Nous obtenons, en fin de compte, trois informations essentielles dans cette approche d'une physique typique d'une région à flambée d'étoiles:

- une masse de coupure égale à $3 M_{\odot}$
- une efficacité de formation d'étoiles de $\approx 50 \text{ Gan}^{-1}$
- un coefficient de perte de masse lors du super-vent de $\approx 30 \text{ Gan}^{-1}$

Nous verrons dans le paragraphe suivant que les valeurs les mieux adaptées au modèle bimodal que nous avons développé pour expliquer l'enrichissement du MIA en accord avec la métallicité des elliptiques proches, correspondent à une première phase de formation stellaire très semblable à celle observée dans le cas de M82, à l'échelle d'une galaxie entière. En particulier, ces valeurs sont cohérentes avec celles que nous avons choisies dans l'article précédent pour expliquer la galaxie 10214+4724.

II.2.3. Résultats et discussion

Un modèle "bimodal" où la formation stellaire se déroule en deux phases, où la FMI est différente, permet à la fois de rendre compte de la masse de fer observée dans le MIA et des propriétés des galaxies E/SO proches ($[Fe/H]$, $[Mg/Fe]$, faible quantité de gaz, M/L). La différence avec les modèles à FMI constante provient de la première phase pendant laquelle un fort taux de formation d'étoiles à FMI tronquée (pas d'étoiles $< 3 M_{\odot}$ formées) produit un enrichissement rapide du milieu interstellaire, dont approximativement la moitié sert à enrichir le MIA, lors du vent provoqué par l'explosion des étoiles $> 8 M_{\odot}$ sous la forme de SNII, et l'autre moitié étant le creuset de la formation d'étoiles lors de la seconde phase, où les étoiles sont formées sur tout le spectre. La quantité de métaux présente dans les E/SO et dans le MIA serait la seule trace d'une telle phase, en supposant qu'elle soit généralisable à l'ensemble des galaxies E/SO. En effet, aucune étoile formée lors de la première phase ($> 3 M_{\odot}$) n'est encore en vie après ≈ 12 milliard d'années (âge des galaxies proches), elles ne participent donc pas à la luminosité des galaxies. Un raisonnement simple permet de retrouver la fraction de masse ayant dû être éjectée par les galaxies E/SO dans le cas d'un modèle bimodal: puisque la métallicité est entièrement fixée par la première phase (mode massif), on peut supposer une métallicité moyenne du gaz au moment du vent égale à la métallicité observée dans les E/SO proches, alors l'égalité des masses de fer dans le MIA et dans les galaxies impose une fraction de masse éjectée par les galaxies de $\approx 50\%$. D'autre part, l'effet de dilution du fer éjecté permet de déduire la quantité approximative de gaz primordial présent dans le MIA: si le gaz a été éjecté avec une métallicité quasi-solaire, le rapport de la masse de gaz éjectée à la masse totale de gaz intra-amas est :

$$\frac{M_{ej}}{M_{gaz}} \approx \left[\frac{M_{Fe}(MIA)}{(Fe/H)_{\odot}} \right] / \left[\frac{M_{Fe}(MIA)}{(Fe/H)} \right] = \frac{(Fe/H)}{(Fe/H)_{\odot}} \approx 0.35$$

Ce qui signifie que $\approx 65\%$ du MIA est d'origine primordiale et confirme que l'abondance de fer mesurée dans les amas résulte d'un effet de dilution. L'application du modèle à une population de galaxies suivant une distribution en luminosité de Schechter (1976) a permis d'estimer une proportion de gaz issu des galaxies de l'ordre de 50% pour les groupes de galaxies à 80% pour les amas riches. D'autre part, les prédictions du modèle en terme de rapports d'abondances dans le MIA, en particulier la surabondance des éléments α (O, Si, Mg) par rapport au fer. La surabondance des éléments α est typique d'une contribution majoritairement issue des SNII à l'enrichissement du MIA, car ils ne sont produits que par ce type de supernova. Le satellite Japonais ASCA lancé en mars 1993 a une sensibilité et une résolution spectrale suffisantes pour réaliser de telles mesures, en particulier dans les régions où la température du MIA est plus basse, comme les courants de refroidissement au centre de certains amas et les groupes de galaxies, on peut donc s'attendre à pouvoir rapidement trancher entre une contribution majoritaire des SNI ou des SNII. Un organigramme présente les conséquences observables d'une formation bimodale d'étoiles (voir fin de paragraphe).

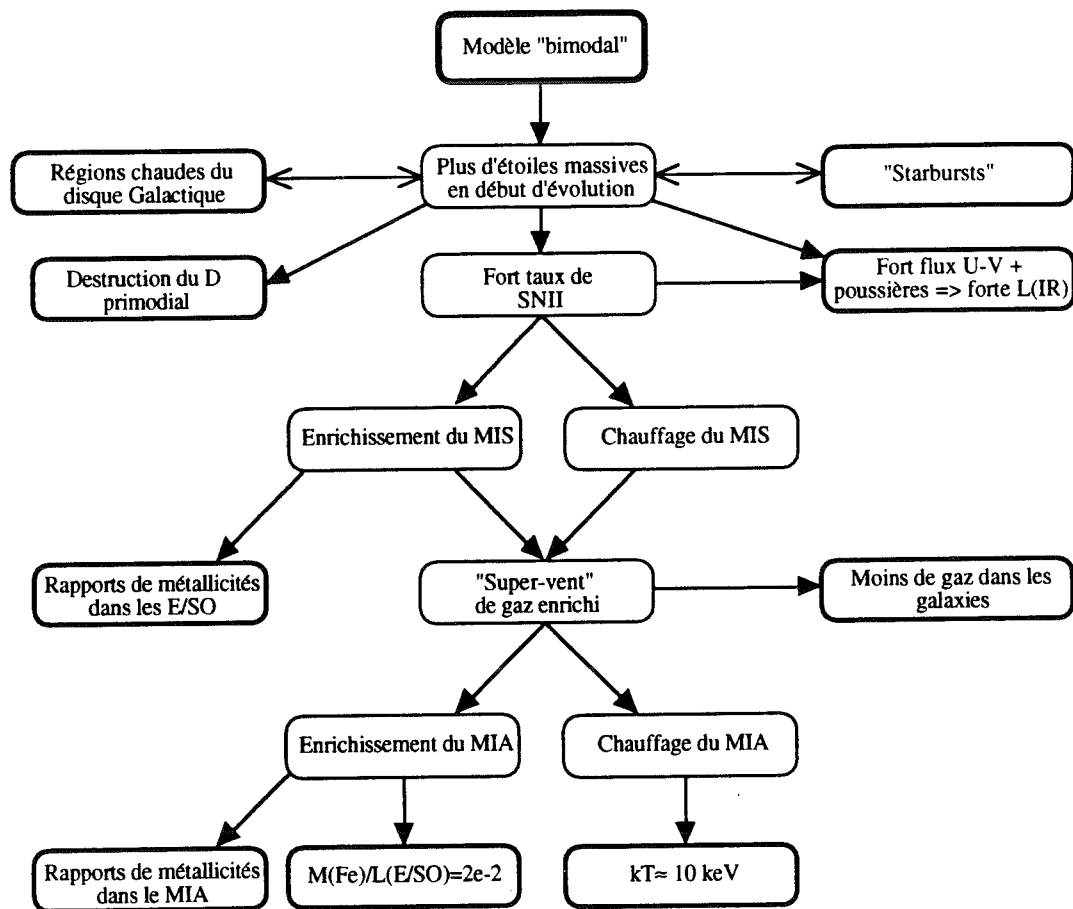
Ce type de modèle peut néanmoins présenter un inconvénient s'agissant de la variation des propriétés chimiques des galaxies en fonction de leur masse, comme l'augmentation de $[Mg/Fe]$ (proposée par Worthey et al. 1992, mais rejetée par Buzzoni 1993) ou de M_{Gal}/L avec M_{Gal} . En effet, l'intensité du taux de SNII provoqué par le mode "massif" de formation stellaire permet assez rapidement à l'énergie thermique du MIS d'être supérieure au potentiel gravitationnel, provoquant un vent quasi-indépendant de la masse des galaxies et dont la durée est essentiellement fixée par la durée de vie d'une étoile de $8 M_{\odot}$ (le vent s'arrête après l'explosion des dernières SNII). Si une forte différence de la variation de $[Fe/H]$ relativement à $[Mg/H]$ était confirmée, le modèle bimodal pourrait difficilement en rendre compte. Néanmoins, nous avons vu que cela provenait des conditions d'éjection, que nous avons traitées sans considération hydrodynamique. Un modèle d'éjection plus sophistiqué, comme celui de David et al. (1991), permettant de rendre compte de l'émission X des galaxies E/SO, permettrait probablement de justifier une plus grande variation des résultats avec la masse des galaxies.

Un autre test possible de ce modèle serait de connaître la métallicité des galaxies à grand redshift, puisqu'il prévoit un enrichissement extrêmement rapide du MIS. Elston et al. (1994) ont détecté une forte émission de fer en provenance de deux quasars à un redshift >3 . Les auteurs attribuent une abondance quasi-solaire à cet objet à un âge de l'univers $\approx 7 \times 10^8$ ans ($H_0 = 100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, $q_0 = 0.5$) et proposent de réduire la/les valeur(s) de H_0 et/ou q_0 , en arguant qu'il est impossible d'atteindre une telle quantité de fer en si peu de temps à l'aide des SNIa principalement. La bimodalité apporte une alternative: si le fer est majoritairement produit par les SNII, le temps d'enrichissement est cohérent avec l'observation de Q0014+813 et Q0663+680.

Enfin, l'éjection d'une telle quantité de gaz chauffé par un taux élevé de SNII pourrait provoquer un chauffage du MIA. En effet, le gaz éjecté par les galaxies est propulsé avec une énergie égale à l'énergie cinétique des galaxies elles-mêmes à laquelle s'ajoute l'énergie thermique propre au gaz éjecté, fournie essentiellement par les SNII. Un tel chauffage du MIA n'est pas nécessaire pour expliquer sa température, puisque la simple relaxation violente dans le potentiel gravitationnel total de l'amas suffit (cf Sarazin 1986). En contre-partie, le rapport des énergies spécifiques des galaxies par rapport au gaz intra-amas ($\beta = \frac{\mu m_H \sigma_{gal}^2}{kT_{MIA}}$, cf Chap.III) a tendance à augmenter avec la richesse des

amas. Ceci pourrait provenir du chauffage par les vents galactiques qui sont plus dilués dans les amas riches (voir White, 1991, pour une discussion générale sur ce sujet).

Organigramme: conséquences observables d'une formation stellaire bimodale.



Annexe II.A.:
Invalidité du modèle standard à FMI de
Salpeter constante pour enrichir le MIA

Annexe II.A.: invalidité du modèle standard à FMI de Salpeter constante pour expliquer l'enrichissement du MIA

Il est possible, à partir des données observationnelles obtenues à l'échelle des amas et des galaxies, de montrer qu'un modèle dit "standard" est incapable d'expliquer les masses de fer impliquées. Nous parlerons ici de modèle "standard" pour désigner un modèle à fonction de masse initiale (FMI, ou IMF en anglais) et à taux de SNIa constants. Il s'agit généralement de la FMI de Salpeter:

$$\varphi(m) = Am^{-(1+x)}, \text{ pour } 0.1 \leq m \leq 100M_{\odot} \text{ et } x=1.35$$

Normalisée à 1:

$$\int_{0.1}^{100} \varphi(m) m dm = 1$$

Cette fonction permettant de retrouver la fonction de luminosité présente de notre Galaxie (pour une pente qui varie légèrement selon les auteurs), il s'agit d'infirmer ou de confirmer que le scénario de formation stellaire de la Voie Lactée peut s'appliquer aux galaxies E/SO et plus particulièrement aux débuts de l'évolution de ces galaxies. Pour cela, nous proposons l'analyse suivante, dans laquelle nous supposons que l'enrichissement du MIA est uniquement dû aux galaxies elliptiques (voir la corrélation entre leur luminosité et la masse de fer dans le MIA, fig. I.1. et § I.4.):

nous montrons dans un premier temps que la masse de fer totale (gaz+étoiles) produite par une galaxie en vase clos (c'est-à-dire sans échange de masse avec l'extérieur), par unité de masse stellaire, reste toujours inférieure à un terme que nous appellerons "production intégrée de fer" ("integrated iron yield", en anglais), $Y_{Fe}(t)$, directement liée à la FMI. Après avoir estimé ce rapport de masse au moment précédant le vent (donc en vase clos), nous montrons qu'il est largement supérieur à la valeur attendue dans le cas d'une FMI constante de Salpeter.

1. Définition et valeur de la "production intégrée de fer", $Y_{Fe}(t)$:

Pour une FMI donnée, on peut définir la production intégrée de fer, $Y_{Fe}(t)$, qui ne dépend que de l'âge de la galaxie et de sa FMI, et est indépendante du taux de formation d'étoiles (TFE). $Y_{Fe}(t)$ a une interprétation physique évidente dans le cas idéal d'un "burst" instantané ayant consommé la totalité du gaz primordial à l'instant $t=0$, si on suppose que la formation stellaire est ensuite arrêtée: c'est le rapport de la masse de fer totale produite par les étoiles sur la masse d'étoiles (étoiles+restes). Dans le cas général, où la FMI est constante mais le TFE inconnu, on peut quand même calculer $Y_{Fe}(t)$ et montrer qu'elle constitue une borne supérieure au rapport précédent.

$$Y_{Fe}(t) = \frac{\int_{m_i}^{100} y_{Fe}(m) \varphi(m) dm}{1 - R(t)}, \quad R(t) = \int_{m_i}^{100} \varphi(m) (m - w_m) dm$$

Où:

- $y_{Fe}(m)$: masse de fer produite par une étoile de masse m et éjectée au moment de sa mort ("stellar iron yield", en anglais), toutes supernovae confondues.
- $R(t)$: fraction de masse éjectée par les étoiles mortes entre 0 et t ("return mass fraction", en anglais). $1 - R(t)$ définit la masse d'étoiles encore en vie et de restes d'étoiles, $M_*(t)$, dans le cas idéal du "burst" instantané ayant consommé la totalité du gaz à $t=0$.
- m_i : masse d'une étoile de durée de vie égale à t ("turn-over mass", en anglais).
- w_m : masse du reste d'une étoile de masse m après sa mort ("remnant mass", en anglais) - cf Prantzos et al. (1993). $m - w_m$ est la masse éjectée par l'étoile au moment de sa mort.

$m (M_{\odot})$	≤ 0.5	$] 0.5; 9]$	$] 9, 25]$	≤ 25
$w_m (M_{\odot})$	m	$0.446+0.106m$	1.5	3

Si on suppose le cas idéal d'une masse de gaz, non enrichie en fer, ayant subi une flambée de formation stellaire brutale, au cours de laquelle la totalité du gaz est consommée sous la forme d'étoiles dont la distribution en masses suit une loi de Salpeter, alors $Y_{Fe}(t)$ est exactement égal au rapport de la masse totale de fer produite par ces étoiles au cours du temps à la masse d'étoiles encore présentes. Il peut être décomposé en deux termes selon que le fer est produit par les supernovae de type Ia ou de type II:

$$Y_{Fe}(t) = Y_{Fe}^{Ia}(t) + Y_{Fe}^{II}(t)$$

Avec:

$$Y_{Fe}^{II}(t) = \frac{\int_{\sup\{m_i, m_{SNII}\}}^{100} y_{Fe}^{II}(m) \varphi(m) dm}{1 - R(t)}$$

Où:

- $y_{Fe}^{II}(m)$: masse de fer produite par une étoile de masse m et éjectée au moment de sa mort sous la forme d'une SNII.

Nous prendrons ici, pour simplifier, la valeur observée pour les supernovae SN1987A et SN1993J: $0.07 M_{\odot}$, quelle que soit la masse du progéniteur.

- m_{SNII} : plus petite masse autorisée pour une étoile progéniteur d'une SNII; nous avons pris $m_{SNII} = 8 M_{\odot}$.

Et:

$$Y_{Fe}^{Ia}(t) = \frac{M_{Fe}^{SNIa}(t) / M_{tot}}{1 - R(t)} = \frac{[y_{Fe}^{Ia}(m) \tau_{SNIa}^o t(100ans) L_B(10^{10} L_{\odot})] / M_{tot}}{1 - R(t)}$$

Où:

$y_{Fe}^{Ia}(m)$: masse de fer produite par une étoile de masse m et éjectée au moment de sa mort sous la forme d'une SNIa.

Nous prendrons ici: $0.7 M_{\odot}$, quelle que soit la masse du progéniteur.

τ_{SNIa}^o : taux de SNIa supposé constant et égal à la valeur observée dans les galaxies elliptiques:

$$\tau_{SNIa}^o = \tau_{SNIa}^{present} = 0.25 \text{ SNU (Capellaro et al. 1993)}$$

où 1 SNU = 1 SN / 100ans / $10^{10} L_{\odot}$. Ce taux doit être multiplié par la luminosité de la galaxie pour donner un nombre de SNIa par unité de temps.

$\frac{L_B(10^{10} L_{\odot})}{M_{tot}}$: on prendra pour rapport masse sur luminosité bleue de la galaxie, la valeur donnée par

$$\text{Bender et al. (1992), } \frac{M}{L_B} \approx 6 M_{\odot} / L_{\odot}.$$

On obtient finalement les valeurs suivantes, pour un âge de la galaxie de 12 milliards d'années et une FMI de Salpeter:

$$A=0.17, R(10^{10} \text{ ans}) = 0.3, \frac{L_B(10^{10} L_{\odot})}{M_{tot}} \approx 1.7 \times 10^{-11} L_{\odot} / M_{\odot}$$

D'où:

$$Y_{Fe}(t = 10^{10} \text{ ans}) = Y_{Fe}^{Ia}(t) + Y_{Fe}^{II}(t) \approx 0.55 \times 10^{-3} + 0.74 \times 10^{-3} \approx 1.3 \times 10^{-3}$$

2. Démonstration de la supériorité de la production intégrée de fer sur la masse totale de fer par unité de masse stellaire (en vase clos):

2.a. Calcul de la masse de fer totale, $M_{Fe}^{tot}(t)$, présente dans la galaxie en vase clos:

$$M_{Fe}^{tot}(t) = \int_0^t \int_{m_i}^{100} dt' dm [y_{Fe}(m) \varphi(m) \psi(t' - \tau_m)] y_{Fe}(m) \varphi(m)$$

où $y_{Fe}(m)$ est la production en fer d'une étoile de masse m , toutes supernovae confondues.

$$M_{Fe}^{tot}(t) = \int_{m_i}^{100} dm y_{Fe}(m) \varphi(m) \int_{\tau_m}^t dt' \psi(t' - \tau_m) = \int_{m_i}^{100} dm y_{Fe}(m) \varphi(m) \int_0^{t-\tau_m} dt' \psi(t')$$

Donc, en particulier:

$$M_{Fe}^{tot}(t) < \int_{m_i}^{100} dm y_{Fe}(m) \varphi(m) \int_0^t dt' \psi(t') = \left\{ [1 - R(t)] \int_0^t dt' \psi(t') \right\} Y_{Fe}(t)$$

2.b. Calcul de la masse d'étoiles, $M_*(t)$, présente dans la galaxie:

$$\frac{dM_*}{dt} = \psi(t) - E(t)$$

où $E(t)$ est la masse totale éjectée par les étoiles par unité de temps.

$$\begin{aligned} M_*(t) &= \int_0^t \psi(t') dt' - \int_0^t \int_{m_r}^{100} dt' dm [(m - w_m) \varphi(m) \psi(t' - \tau_m)] \\ &> \int_0^t \psi(t') dt' - \int_{m_r}^{100} dm (m - w_m) \varphi(m) \int_0^t dt' \psi(t') = [1 - R(t)] \int_0^t \psi(t') dt' \end{aligned}$$

Finalement:

$$\frac{M_{Fe}^{tot}}{M_*}(t) < Y_{Fe}(t), \text{ à tout moment de l'évolution d'une galaxie en vase clos.}$$

3. Contrainte observationnelle:

La masse totale de fer produite par les galaxies E/SO est égale à la masse de fer présente dans les galaxies elles-mêmes (essentiellement dans les étoiles, en raison de la faible proportion de gaz) et dans le MIA (si on suppose ce dernier enrichi en fer par les galaxies E/SO):

$$(M_{Fe})_{Tot} = (M_{Fe})_{E/SO} + (M_{Fe})_{MIA}$$

La masse de fer contenue dans les galaxies elliptiques est:

$$(M_{Fe})_{E/SO} = \frac{M_{Fe}^*}{M_*} (M_*)_{E/SO} = X_{Fe}^* (M_*)_{E/SO}$$

où la fraction de masse de fer contenue dans les étoiles des galaxies E/SO est (Buzzoni et al. 1992):

$$X_{Fe}^* \approx 1 - 2(X_{Fe})_{\odot} \text{ avec } (X_{Fe})_{\odot} = 1.17 \times 10^{-3} \text{ (Anders \& Grevesse 1989)}$$

La masse de fer contenue dans le MIA est:

$$(M_{Fe})_{MIA} = \frac{(M_{Fe})_{MIA}}{(L_v)_{E/SO}} \left(\frac{M_*}{L_v} \right)^{-1} (M_*)_{E/SO}$$

où $\frac{(M_{Fe})_{MIA}}{(L_v)_{E/SO}} = 2 \times 10^{-2} M_{\odot}/L_{\odot}$ (Arnaud et al. 1992) et $\frac{M_*}{L_v} = 5 M_{\odot}/L_{\odot}$ (pour $L_v = 1.2 L_B$):

$$(M_{Fe})_{MIA} = 4 \times 10^{-3} (M_*)_{E/SO}$$

On a donc finalement une masse totale de fer produite par les galaxies E/SO, par unité de masse stellaire de:

$$\frac{(M_{Fe})_{Tot}}{(M_*)_{E/SO}} = 5.2 - 6.3 \times 10^{-3}$$

Ce rapport peut aussi être directement appliqué à une seule galaxie elliptique: une galaxie E/SO moyenne doit produire cette quantité de fer par unité de masse stellaire présente.

4. Valeur du rapport de la masse totale de fer à la masse stellaire avant éjection (vase clos):

Afin de comparer la valeur du rapport précédent à la production de fer intégrée, $Y_{Fe}(t)$, pour une galaxie E/SO à FMI constante, il est nécessaire de connaître sa valeur avant le vent, c'est-à-dire alors que la galaxie peut encore être considérée comme un vase clos.

Pour cela, nous supposons que la majorité de l'évolution chimique de la galaxie a eu lieu avant le vent. Cette hypothèse est supportée par deux arguments:

- la masse élevée de fer observée dans le MIA impose une quantité de gaz éjecté d'autant plus grande que le milieu interstellaire (MIS) est peu enrichi. Ainsi, si on suppose une métallicité du MIS de l'ordre de deux fois la valeur solaire au moment de l'éjection, la galaxie doit perdre 50 % de sa masse pour enrichir suffisamment le MIA. Le pourcentage de gaz éjecté croissant proportionnellement avec la métallicité du gaz, on voit qu'il est difficile de rendre compte de l'enrichissement du MIA par l'éjection de gaz enrichi issu des galaxies E/SO, si on suppose que la métallicité du gaz augmente après le vent.

- Bower et al. (1992) ont trouvé sur un échantillon de 92 galaxies E/SO appartenant aux amas de la Vierge et de Coma, une relation couleur-magnitude UV avec une très faible dispersion rms ("root mean square", en anglais; ≈ 0.05 mag, dont ≈ 0.03 mag d'erreur intrinsèque), pouvant s'expliquer si ces galaxies ont subi une flambée de formation d'étoiles il y a ≈ 10 milliards d'années, avec une dispersion de ≈ 1 milliard d'années. D'autre part, la population stellaire âgée et la faible proportion de gaz de ces galaxies montre qu'elles ont peu évolué depuis les 10 derniers milliard d'années.

Dans ce cas, la masse de fer totale produite par une galaxie E/SO peut être considérée comme déjà atteinte au moment du vent:

$$\frac{M_{Fe}^{tot}(t_{ej})}{M_*(t_{present})} = \frac{(M_{Fe})_{Tot}}{(M_*)_{E/SO}}$$

Il reste à déduire la masse stellaire à t_{ej} (moment du vent):

le vent n'affecte par la masse d'étoiles présentes, mais seulement la masse de gaz,

$$M_*(t_{present}) = M_*(t_{ej}) + M_{gaz}(t_{ej} + \delta t) - M_{gaz}(t_{present})$$

où la masse de gaz présente est de l'ordre de 1-10 % de la masse totale. Sachant que la galaxie doit perdre une quantité importante de gaz pour enrichir le MIA, pour une métallicité normale du MIS, la masse de gaz restant après le vent, $M_{gaz}(t_{ej} + \delta t)$, peut difficilement atteindre plus de 10 % de la masse totale présente. On peut donc finalement considérer que la masse stellaire présente ne diffère pas de plus de ≈ 10 % de la masse stellaire au moment du vent:

$$M_*(t_{ej}) = (1 \pm 0.1)M_*(t_{present})$$

La masse totale de fer par unité de masse stellaire au moment du vent est donc égale à:

$$\frac{M_{Fe}^{tot}(t_{ej})}{M_*(t_{ej})} \approx (1 \pm 0.1) \frac{M_{Fe}^{tot}(t_{ej})}{M_*(t_{present})} = (1 \pm 0.1) \frac{(M_{Fe})_{Tot}}{(M_*)_{E/SO}} = 5.8 \pm 1.1 \times 10^{-3} \gg Y_{Fe}(12 \times 10^9 \text{ ans}) \approx 1.3 \times 10^{-3}$$

On trouve un rapport de l'ordre de 4 fois supérieur à la production intégrée de fer, obtenue pour une FMI de Salpeter supposée constante et pour un taux de SNIa lui aussi constant. Pour que $Y_{Fe}(t)$ soit de l'ordre du rapport de la masse totale de fer produite sur la masse d'étoiles, en conservant une FMI constante au cours du temps, il faudrait que la pente de la FMI soit de $x=0.85$. Ce qui avantage fortement les étoiles massives, donc les SNII. Plus généralement, ceci impose une production plus importante de fer en début d'évolution des galaxies E/SO: un taux supérieur soit de SNIa, soit de SNII dans le passé. D'autres arguments sont en faveur d'un enrichissement majoritairement issu des SNII, comme nous le proposons dans le modèle bimodal (voir article en Annexe II.C.).

Annexe II.B.:
**"IRAS 10214+4724: an elliptical galaxy
in formation ?"**

1992, A&A 265, L29

*Letter to the Editor***IRAS 10214+4724: an elliptical galaxy in formation?**D. Elbaz¹, M. Arnaud¹, M. Cassé¹, I.F. Mirabel¹, N. Prantzos², and E. Vangioni-Flam²¹ Service d'Astrophysique, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Bd Arago, F-75014 Paris, France

Received May 11, accepted August 20, 1992

Abstract. We present here a quantitative model of the ultra-bright object IRAS 10214+4724 ($z=2.286$) where this object is described as a primeval elliptical galaxy in intense star formation phase. As observational constraints we use the total luminosity $L_{tot} \approx 10^{14} h^{-2} L_{\odot}$ and the luminosity over gas mass ratio $L_{tot}/M_{gas} \approx 750 L_{\odot}/M_{\odot}$ deduced from the observed submm to IR luminosity and CO emission. These main features are reproduced by a model of galactic evolution with bimodal star formation (lower mass cut-off of the high mass mode of $3 M_{\odot}$) for a 3×10^7 yr old galaxy of $\approx 3 \times 10^{11} M_{\odot}$, with a star formation rate of $6000 M_{\odot}/yr$. Despite this early age, we show that the metallicity is higher than solar and the mass of heavy elements is consistent with the dust mass estimated by Downes et al. We also consider and discuss a standard burst model (star formation rate proportional to gas mass fraction, Salpeter IMF with no lower mass cut-off) that we compare to the bimodal model. In addition, we show that the high rate of SNII in our model entails a high Fe production and is likely to drive a superwind. If 10214+4724 represented a generic phase in the evolution of ellipticals, this would explain the observed iron enrichment in the intra-cluster medium.

Key words: Galaxies: elliptical - Galaxies: evolution of - Galaxies: formation of - Infrared radiation - Intergalactic medium

1. Introduction

Apparently, the IRAS Faint Source 10214+4724, discovered by Rowan-Robinson et al. (1991; hereafter RR91), is a very exotic object. Located at a redshift of 2.286, it exhibits an enormous total luminosity of $\approx 10^{14} h^{-2} L_{\odot}$ ($H_0 = 100 h km.s^{-1}.Mpc^{-1}$ and $q_0 = 0.5$), higher than the total luminosity of most luminous known QSOs. If we compare this object to ultraluminous galaxies, it appears to be a kind of a giant ultraluminous galaxy with a higher L_{FIR}/L_{CO} ratio (ten times higher than Arp 220, Solomon et al. 1992). The L_{FIR}/S_{radio} ratio fits the correlation observed for starbursts, like ultraluminous galaxies (Condon et al. 1991) and the ratio $M(H_2)/M_{dust}$ is about the same than in ultraluminous galaxies. Since its discovery, it has been debated whether the luminosity is powered by a hidden quasar or a burst of star formation (RR91; Lilly 1991; Soifer et al. 1991; Sanders 1992; Draper et al. 1992; Clements

et al. 1992). However recent observations with the VLA show a diffuse radio emission ($4.8 kpc \times 1.6 kpc$), which clearly favors the hypothesis of a starburst (Lawrence et al. 1992). In view of the enormous luminosity, such an explanation has to involve the formation of an entire galaxy. Note that the idea of a giant starburst on the scale of a whole galaxy has been proposed for a long time to modelize the early evolutionary phase of elliptical galaxies (Tinsley 1980). A striking point is that, despite its high redshift, this object shows evidence of an already highly enriched gas (emission lines of heavy elements like C, Ne, Mg and Si in the optical spectrum, RR91; strong CO emission, Brown and Van den Bout 1992, Solomon et al. 1992c; and high dust mass, Downes et al. 1992). We present here a numerical model of galactic evolution applied to 10214+4724 to check quantitatively the hypothesis of a giant starburst in a primeval galaxy. Using as constraint the observed total luminosity over gas mass ratio, we deduce the mass and age of this galaxy and compute the expected metallicity that proves to be consistent with observations. Furthermore, assuming that we are witnessing in IRAS 10214+4724 a typical phase in the evolution of elliptical galaxies, we discuss the implications of our model in terms of the metallicity in nearby elliptical galaxies and in the intra-cluster medium.

2. Observational constraints

We will use the ratio L_{tot}/M_{gas} as a constraint for our models. $L_{tot} \approx 10^{14} h^{-2} L_{\odot}$ can be considered as a good approximation for the total luminosity: the integrated luminosity in the range $\lambda = 25 - 1200 \mu m$, at earth, is $8 \times 10^{13} h^{-2} L_{\odot}$ and one can safely assume that most of the luminosity is absorbed by dust and reemitted in this range (Downes et al. 1992). Using a model consistent with the ratios of the CO emission lines, Solomon et al. (1992c) found a molecular hydrogen mass of $M(H_2) = 10^{11} h^{-2} M_{\odot}$. To deduce the total gas mass, we refer to Mirabel and Sanders (1989), who showed that the typical atomic hydrogen mass for IR active galaxies equals $0.2 - 0.5 \times M(H_2)$. We therefore consider the total gas mass, M_{gas} , to lie between $1.2 - 1.5 \times M(H_2) = 1.2 - 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$. Hence, $L_{tot}/M_{gas} = 750 \pm 100 L_{\odot}/M_{\odot}$ (with no Hubble constant dependence). This is significantly higher than the typical ratios observed in ultraluminous IR galaxies ($L_{IR}/M(H_2) \approx 70$; Sanders et al. 1991) or in Markarian starburst galaxies ($L_{tot}/M_{gas} \approx 100$; Krügel et al. 1988), where extreme cases do not exceed ratios of about 250. We will compare the to-

Send offprint requests to: D. Elbaz

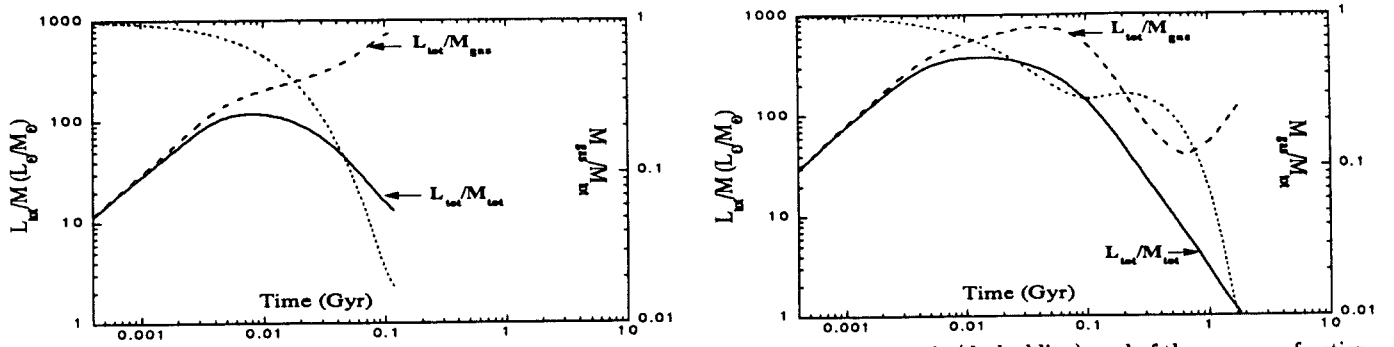


Fig. 1. Time variation of the total luminosity over total mass ratio (full line), over gas mass ratio (dashed line), and of the gas mass fraction (dotted line) for: left (a), the burst model, where the star formation is proportional to the gas density, $SFR = \nu\sigma$, with $\sigma = M_{gas}/M_{tot}$ and $\nu = 55 \text{ Gyr}^{-1}$, the IMF has a slope of 1.35 in the mass range of $0.1 - 100 M_{\odot}$; right (b), the bimodal star formation model combining a "normal" mode of star formation (in the mass range of $0.1 - 100 M_{\odot}$) proportional to the gas density, $\psi_1(t) = \nu_1\sigma$ ($\nu_1 = 4 \text{ Gyr}^{-1}$), and a second mode for high mass stars (in the mass range of $3 - 100 M_{\odot}$), $\psi_2(t) = \nu_2 \exp(-t/0.05)$ ($\nu_2 = 32 \text{ Gyr}^{-1}$).

tal mass of heavy elements obtained in our computations to the dust mass estimated by Downes et al. (1992) from the submm to IR spectrum, $M_{dust} = 2.5 \times 10^8 h^{-2} M_{\odot}$. The ratio $M(H_2)/M_{dust} = 400$ is thus about the same than in ultraluminous galaxies, where $M(H_2)/M_{dust} = 540 \pm 290$ (Sanders et al. 1991) and the metallicity is roughly solar. Finally, as the evaluation of the total mass of the galaxy is uncertain (its derivation from the width of the CO emission line depending on the geometry and dynamical state of the object), we will consider the conservative maximum value of $10^{13} M_{\odot}$, appropriate for an elliptical galaxy.

3. Models

The evolution model is described elsewhere in full detail and has previously been applied to the study of the chemical evolution of our galaxy (Prantzos et al. 1992) and to the study of the Fe content of the Intra-Cluster Medium (Arnaud et al. 1992). We considered two types of models: a 'classical' burst model and a model with bimodal star formation (e.g. François et al. 1990). In the burst model, the Star Formation Rate is proportional to the gas mass fraction, σ , with a high astration rate ν : $SFR = \nu\sigma$. We assume a normal Salpeter Initial Mass Function, $\phi(m) \propto m^{-(1+x)}$, with $x = 1.35$, between $m_{low} = 0.1 M_{\odot}$ and $m_{up} = 100 M_{\odot}$. This type of model accounts well for the present chemical and photometric properties of ellipticals (Matteucci and Tornambé 1987; Arimoto and Yoshii 1986, 1987). In the bimodal case, the SFR is the linear combination, $\nu_1\sigma + \nu_2 \exp(-t/\tau)$, of a burst producing only high mass stars (lower mass cut off of $3 M_{\odot}$; Silk 1987) and a normal mode proportional to the gas mass fraction, producing stars in the whole mass range $0.1 - 100 M_{\odot}$. The IMFs corresponding to the two modes have the same Salpeter slope and are normalized independently. It has been suggested that this type of model could explain the ICM enrichment (Arnaud et al. 1992). It allows for a more intense production of high mass stars and, as the astration keeps proceeding after the burst phase, the birth of a second generation of stars from an initially enriched gas. It has become popular in the recent years (see for instance the reviews by Scalo, 1987, Mezger, 1987, Silk, 1987 for a comprehensive discussion) and has already been invoked for ultraluminous IRAS galaxies (Chini et al. 1986; Mezger 1987) in particular to explain the two peaks observed in the FIR spectra. The recent work of Henriksen (1991) on

star formation processes presents theoretical support for such models in terms of gravitationally driven turbulence in molecular clouds. The stellar lifetimes are taken from the work of Maeder and Meynet (1989), the yields from Thielemann et al. (1990; in agreement, for the Fe production by SNIIs, with the observations on SN1987A). Note that in our problem, the SNIIs play a minor role, since we are only interested in the early galactic evolution (their low mass progenitors have rather long lifetimes). We also computed the evolution of the luminosity, calculated with the mass-luminosity relation for the stars on the zero-age main sequence given by Schaller et al. (1992). In principle, one should follow the stellar luminosity tracks outside the main sequence (Mass-Hess and Kunth 1991). However, our computations should be a good approximation for the first phase of evolution. Indeed, during the period of intense star formation ($t < 0.1 \text{ Gyr}$), when the luminosity is compared to observations, most of it comes from stars with masses above $12 M_{\odot}$, the luminosity of which does not vary much with time (Schaller et al. 1992). Later on, the red supergiants and the AGB become predominant and our computation is certainly no longer valid (it underestimates the luminosities).

4. Results and discussion

As mentioned above, our first constraint is the observed ratio L_{tot}/M_{gas} . We therefore tested several sets of parameters for the two models to find the consistent ones. The bimodal star formation model and the burst model reach the value $L_{tot}/M_{gas} \approx 750 L_{\odot}/M_{\odot}$ for respectively $\nu_1 = 4 \text{ Gyr}^{-1}$, $\nu_2 = 32 \text{ Gyr}^{-1}$, $\tau = 5 \times 10^7 \text{ yr}$ (at $t = 3 \times 10^7 \text{ yr}$) and $\nu = 55 \text{ Gyr}^{-1}$ (at $t = 1.2 \times 10^8 \text{ yr}$). The minimum value $L_{tot}/M_{gas} = 650 L_{\odot}/M_{\odot}$ is reached for $\nu_2 = 30 \text{ Gyr}^{-1}$ for the bimodal model and $\nu = 48 \text{ Gyr}^{-1}$ for the burst, and the maximum value $L_{tot}/M_{gas} = 850 L_{\odot}/M_{\odot}$ for $\nu_2 = 33 \text{ Gyr}^{-1}$ and $\nu = 58 \text{ Gyr}^{-1}$. Figures 1a and 1b show the time variation of the total luminosity (normalized to the total mass), the gas mass fraction and the L_{tot}/M_{gas} ratio, for the two models with $L_{tot}/M_{gas} \approx 750$. Detailed results are given in table 1.

We emphasize that the burst models which fit the observations of 10214+4724 involve quite high astration rates as compared to current models of elliptical galaxies. In current models, consistent with their present chemical and photometric properties, the astration rate is typically less than 9 Gyr^{-1} . In the burst model, the luminosity reaches rapidly

Table 1.

	burst $\nu=55 \text{ Gyr}^{-1}$	bimodal $(\nu_1, \nu_2)=(4, 32) \text{ Gyr}^{-1}$
age (Gyr)	0.12	0.03
$L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$	750	750
$L_{\text{tot}}/M_{\text{tot}}$	13.3	330
σ	0.018	0.44
$M_{\text{tot}}(M_{\odot})$	7.5×10^{12}	3.0×10^{11}
SFR ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	7300	6200
$Z_{\text{Fe}}(Z_{\text{Fe}})_{\odot}$	2.3	1.6
$Z_{\text{C}}(Z_{\text{C}})_{\odot}$	1.2	1.4
$Z_{\text{O}}(Z_{\text{O}})_{\odot}$	3.9	4.4
$Z_{\text{Si}}(Z_{\text{Si}})_{\odot}$	2.6	2.3
$M_{\text{heavy elements}}(M_{\odot})$	7.5×10^9	7.7×10^9
(SNII rate/ M_{tot}) _{max} : $M_{\odot}^{-1} \text{ yr}^{-1}$	1.5×10^{-10}	5.8×10^{-10}
$(M_{\text{Fe}}/M_{\text{H}})_{\text{max}}$	2.7×10^{-4}	2.7×10^{-3}
today's dark matter from remnants	3%	30%

a maximum (figure 1a). After this maximum the luminosity decreases, as the SFR decreases. However, the luminosity decreases less rapidly than the gas mass fraction and the ratio $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$ keeps increasing without bound in any burst model. Whatever the astration rate, any value of $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$ could then be reached, if M_{tot} were unbounded. The limit on M_{tot} ($10^{13} M_{\odot}$) and the observed gas mass entails a lower limit for the gas mass fraction, at which the observed $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$ ratio must be reached ($\sigma > 0.013$ for $M_{\text{gas}} = 1.3 \times 10^{11} M_{\odot}$). This actually implies a minimum astration rate, since the luminosity at a given gas mass fraction (i.e. at a given quantity of star formed) increases with increasing ν (for shorter star formation time scales, short lived high mass stars prevail in the total luminosity). The astration rate ν would have to be greater than 48 Gyr^{-1} in order for the minimum value $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}} = 650 L_{\odot}/M_{\odot}$ to be reached. The bimodal star formation model allows for larger luminosities on longer time scales (and thus a greater probability to observe this high luminosity phase) and with smaller astration rates (figure 1b). The $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$ ratio presents a maximum during the early phase ($t < 0.1 \text{ Gyr}$), where, due to the selective production of high mass stars the luminosity keeps very high values ($L_{\text{tot}}/M_{\text{tot}} \approx 200 - 400$). In this phase, the gas mass fraction is still important. As a result, a less massive galaxy is required than for the single burst model ($3 \times 10^{11} M_{\odot}$, which is quite standard for an elliptical galaxy). Around $0.1 - 0.3 \text{ Gyr}$, the evolution of the gas mass fraction presents a bump (figure 1), that reflects the instant when the ejection rate from supernovae becomes stronger than the astration rate, and corresponds to the passage from a SFR dominated by the high mass mode ($\nu_2 \exp(-t/\tau)$) to a SFR where the normal mode ($\nu_1 \sigma$) prevails. During this transition phase the total luminosity and therefore the $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}}$ ratio decrease (due to a decrease of the proportion of massive stars). The normal mode eventually leads to gas exhaustion much later than in the burst model: $\tau_{\text{ex}} \approx 1 \text{ Gyr}$.

The metal abundance in the gas increases very steeply (figure 2), following the rate of SNIIs (figure 3), and reaches a plateau around 0.1 Gyr . Abundances are higher and increase more rapidly in the bimodal model, due to the higher proportion of massive stars in the early phase. The necessary ingredients to the formation of CO and dust are very rapidly available (see ta-

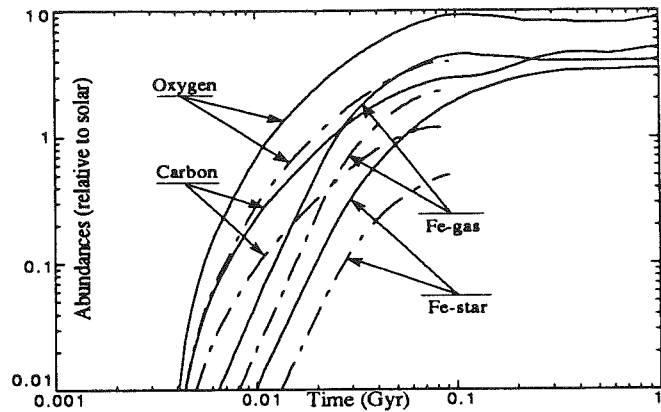


Fig. 2. Time variation of the carbon, oxygen and iron abundances relative to solar in the gas and in the stars for iron. Full line: bimodal star formation model. Dash-dotted line: burst model

ble 1): at the time corresponding to $L_{\text{tot}}/M_{\text{gas}} = 750 L_{\odot}/M_{\odot}$ the C, O, Si abundances are higher than solar in the two models. The mass of heavy elements is $\approx 8 \times 10^9 M_{\odot}$ in the two models, which is consistent with the dust mass estimated by Downes et al (1992) of $2.5 \times 10^8 h^{-2} M_{\odot}$, since dust formation proceeds very quickly (as exemplified by the detection of dust around SN1987A, Biermann et al., 1990).

5. The metallicity of elliptical galaxies and of the intra-cluster medium

In a second step, assuming that the parameters, such as SFR and IMF, found for IRAS 101214 + 4724 are typical of elliptical galaxies, we study the implications of the models considered here for such galaxies. We will consider their present chemical properties (i.e. at $t \approx 10 \text{ Gyr}$) and the enrichment of the ICM by elliptical galaxies. Buzzoni et al, 1992, derived that today ellipticals are old metal-rich stellar systems with a large spread in stellar metallicity as given by $[Fe/H]$ (the logarithm of the iron abundance relative to solar). The metallicity increases with the luminosity or mass (see e.g. de Carvalho and Djorgovski 1989). Using the correlation established by Vader (1986) between the M_{g_2} index and mass, and the calibration of Buzzoni et al. (1992) for the $[Fe/H]$ value versus M_{g_2} index, we expect $[Fe/H] \approx +0.15$ for a mass of $3.3 \times 10^{11} M_{\odot}$, the mass of 10214+4724 deduced from our bimodal model. We show, on figure 2, the evolution of the iron metallicity in stars still alive today ($M \leq 1 M_{\odot}$): $[Fe/H] \approx 0.15$ at $t = 7.5 \times 10^7 \text{ yr}$. If a superwind occurs around that time and stellar formation stops then, the bimodal model agrees perfectly with observations. The high rate of supernovae (190 SNI/yr at its maximum for the bimodal model, see figure 3) seems favorable to the onset of a galactic superwind. This wind could occur around 0.1 Gyr , when a large amount of thermal energy provided by the SNIIs has accumulated and the gas mass fraction is low. However the inferred stellar metallicity will strongly depend on the time of ejection and a detailed model of the ejection is required: if the wind occurs later, star formation has proceeded further and the inferred stellar metallicity is too high (for instance at $t = 2.0 \times 10^8 \text{ yr}$, $[Fe/H] \approx +0.45$). In any case standard burst models yield too low values of $[Fe/H]$: the very rapid star formation implies a large proportion of low metallicity stars. $[Fe/H]$ is less than -0.22 which would correspond

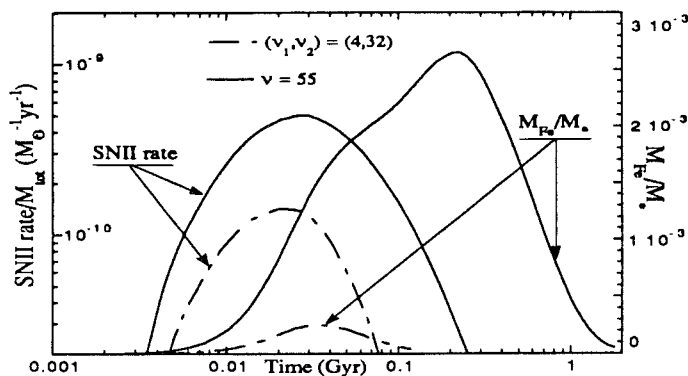


Fig. 3. Time variation of the type II supernovae rate over total mass ratio, together with the iron mass in the gas over stellar mass ratio. In the bimodal model, the maximum SNII rate is higher by a factor ≈ 4 than in the burst, and the M_{Fe}/M_* ratio, is an order of magnitude greater and reaches a maximum value $> 2 \times 10^{-3}$, the value observed in clusters of galaxies. Full line: bimodal star formation model. Dash-dotted line: burst model

to the observed metallicity of a galaxy of a much smaller mass ($\approx 2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$) than the one inferred here.

Arnaud et al. (1992) argued that ellipticals are responsible for the iron enrichment in the intra-cluster medium and derived from observations a value of 2×10^{-3} for the ratio between iron mass in the ICM and the stellar mass in those galaxies (see also this reference for a review and discussion on models proposed for the ICM enrichment). M_{Fe}/M_* must therefore have exceeded this value during the history of ellipticals, in order for them to enrich the ICM. We show on figure 3 the evolution of M_{Fe}/M_* , where M_{Fe} is the iron mass in the interstellar medium and M_* is the stellar mass. The burst model is not consistent with this value (M_{Fe}/M_* is too low by an order of magnitude); the bimodal model is, thanks to the low mass cut of its burst mode. If a wind does occur around 0.1 Gyr (when M_{Fe}/M_* is above 2×10^{-3}), our model can account for the intra-cluster enrichment. This would mean that what we are witnessing in 10214+4724 is a generic phase in the evolution of ellipticals. Note also that our model predicts an overabundance of O and Si in the gas. Around 0.1 Gyr, the O over Fe abundance ratio equals twice the solar value but Canizares et al. (1982) found that there is indeed an overabundance of O over Fe, around M87 in the Virgo cluster. Finally, we computed the amount of dark matter in the form of remnants. It reaches 30% of the total mass in the bimodal case.

6. Conclusion

A simple model, where the IRAS Faint Source 10214+4724 is considered as a very young elliptical galaxy of quite standard mass in the first phase of a bimodal star formation, seems sufficient to account for both its luminosity and gas mass. This model allows for a very rapid heavy element enrichment and gives a metallicity consistent with observations without assuming any previous enrichment. We suggest that we are witnessing a standard phase in the evolution of elliptical galaxies. If this is the case, our model could account both for the metallicity observed in nearby ellipticals and in the intra-cluster medium. This is not so for a 'standard' burst model (no lower mass cut-off) consistent with the observations on 10214+4724, which furthermore requires more extreme parameters (star formation timescale and total mass) than the bimodal model.

Acknowledgements. We are very much indebted to J. Lequeux for very fruitful discussions and comments on this work.

References

- Arnaud M., Rothenflug R., Boulade O., Vigroux L., Vangioni-Flam E., 1992, A&A 254, 49
- Arimoto N., Yoshii Y., 1986, A&A 164, 260 and 1987, 173, 23
- Biermann P.L., Chini R., Haslam G., Kreysa E., Lemke R., 1990, A&A 236, L17
- Brown R., Van den Bout P., 1992, AJ 102, 6
- Buzzoni A., Gariboldi G., Mantegazza L., 1992, AJ 103(6), 1814
- Canizares C., Clark G.W., Jernigan J.G., Markert T.H., 1982, ApJ 262, 33
- Chini R., Kreysa E., Krügel E., Mezger P.G., 1986, A&A 166, L8
- Clements D.L., Rowan-Robinson M., Lawrence A., Broadhurst T., McMahon R., 1992, MNRAS 256, 35
- Condon J.J., Huang Z.-P., Yin Q.F., Thuan T.X., 1991, ApJ 378, 65
- De Cavalho R.R., Djorgovski S., 1989, ApJ 341, L37
- Downes D., Radford S.J.E., Greve A., Thum C., Solomon P.M., Wink J.E., 1992, ApJ(Letters), submitted
- Draper P., Rolph C., Scarrott M., Tadhunter C., Lawrence A., McMahon R., 1992, Gemini 34, 14
- François P., Vangioni-Flam E., Audouze J., 1990, ApJ 361, 487
- Henriksen R.N., 1991, ApJ 377, 500
- Krügel E., Chini R., Kreysa E., Sherwood W.A., 1988, A&A 193, L16
- Lawrence A., Rowan-Robinson M., Scarrott S.M., McMahon R.G., Broadhurst T., 1991, In: Holt S.S., Neff S.G., Megan Urry C. (eds.) Testing the AGN paradigm. AIP conference proceedings 254, American Institut of Physics, New-York, p.643
- Lilly S.J., 1991, Nature 351, 719
- Maeder A., Meynet G., 1989, A&A 210, 155
- Mass-Hesse J.M., Kunth D., 1991, A&AS. 88, 399
- Matteucci F., Tornambé A., 1987, A&A 185, 51
- Mezger P., 1987, in: Thuan T.X., Montmerle T., Tran Thanh Van J. (eds.) Starbursts and galaxy evolution. Editions Frontires, Gif sur Yvette, France, p. 3
- Mirabel F., Sanders D.B., 1989, ApJ 340, L53
- Prantzos N., Cassé M., Vangioni-Flam E., 1992, A&A, accepted
- Rowan-Robinson M., Broadhurst T., Lawrence A., McMahon R.G., Lonsdale C.J., Oliver S.J., Taylor A.N., Hacking P.B., Conrow T., Saunders W., Ellis R.S., Efstathiou G.P., Condon J.J., 1991, Nature 351, 719
- Sanders D.B., Scoville N.Z., Soifer B.T., 1991, ApJ 370, 158
- Sanders D.B., 1992, Nature 356, 284
- Scalo J.M., 1987, in: Starbursts and galaxy evolution.
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&AS., submitted
- Silk J., 1987, in: Bergeron J., Kunth D., Rocca-Volmerange B., Tran Thanh Van J. (eds.) High redshift and primeval galaxies. Editions Frontires, Gif sur Yvette, France, p.301
- Soifer B.T., Neugebauer G., Graham J.R., Matthews K., Mazzarella J.M., Lonsdale C.J., Rowan-Robinson M., Broadhurst T., Lawrence A., McMahon R., 1991, ApJ 381, L55-L57
- Solomon P.M., Radford S.J.E., Downes D., 1992a, Nature 356, 318
- Solomon P.M., Downes D., Radford S.J.E., 1992b,c ApJ 387, L55 and ApJ(Letters), submitted
- Thielemann F.-K., Nomoto K., Shigeyama T., Tsujimoto T., Hashimoto M., 1990, in 31st Herstmonceux Conference, Elements and the cosmos. Cambridge University Press
- Tinsley B.M., 1980, Fundamentals of Cosmic Physics 5, 287
- Vader J.P., 1986, ApJ 306, 390

Annexe II.C.:

**"Bimodal star formation in elliptical
galaxies and
the enrichment of the intra-cluster
medium"**

soumis à A&A

Bimodal star formation in elliptical galaxies and the enrichment of the intra-cluster medium

D. Elbaz¹, M. Arnaud¹, E. Vangioni-Flam²

¹ Service d'Astrophysique, CEA Saclay, F-91191, Gif-Sur-Yvette Cedex, France

² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France

Received ???; accepted ???

Abstract. A detailed model of galactic evolution is proposed to explain both the iron content of the Intra-Cluster Medium (ICM) and of the ellipticals pertaining to the cluster. SNII are responsible for the production of Fe in the galaxies and of its partial ejection in the surrounding medium. A high formation rate of massive stars only ($m > 3 M_{\odot}$) at the very early stage of evolution of ellipticals, reminiscent of starburst galaxies, is advocated. The high rate of SNII explosions induces a powerful galactic wind, followed by a more quiescent evolution where stars are formed, with a normal Initial Mass Function (IMF), from the enriched gas remaining after the wind phase and from the gas restored by the longest living stars produced during the early phase. Most of the iron is produced by the high-mass stars created in the early burst phase.

The ICM iron mass per unit luminosity of member galaxies ($2 \times 10^{-2} M_{\odot}/L_{\odot}$) is reproduced, together with a mean Mg/Fe ratio in the stellar component higher than solar, and other observed quantities on present elliptical galaxies (M/L ratio, stellar and ISM metallicities, remaining gas fraction). We discuss the influence of the parameters: astration rate in the burst phase and in the quiescent phase, mass loss rate during the wind phase. We found that the global iron production is very robust with respect to the parameters. On the other hand, a key factor is the total mass lost during the wind. It must be $\approx 50\%$ in order to insure a correct share between present stars and the ICM. The evolution depends on the galaxy mass due to the deeper gravitational potential for larger galaxies. A possible weak point of the model is that, although metallicities increase with galaxy mass, other quantities (Mg/Fe and M/L) vary only slightly.

It is concluded, as in previous works, that most of the cluster gas (80 % for rich clusters) is of primordial origin, which explains the decrease of iron abundance with cluster temperature, itself related to the richness of the cluster. We also predict that the abundances of O and Si in the ICM, relative to Fe are higher than solar.

Key words: Clusters: of galaxies; Intergalactic medium; Galaxies: evolution of; X rays: general.

1. Introduction

The hot X-ray emitting intra-cluster medium (ICM) is enriched in heavy elements: the iron abundance is about 0.35 solar (Rothenflug & Arnaud 1985; Edge and Stewart 1991) and decreases slightly with the ICM temperature (Hatsukade 1989; Arnaud et al. 1992; Ikebe et al. 1992; Tsuru 1993). Part of the ICM must have been processed in the stars of the galaxies and ejected into intergalactic space, to account for this observation. The difficulty but also the interest in modeling the enrichment of the ICM comes from the fact that it involves a large variety of important astrophysical issues, as emphasized in the recent paper of Renzini et al. (1993), at all astrophysical scales: stellar evolution and supernovae physics (the SN being the only iron producers), star formation, formation and chemical/dynamical evolution of galaxies and environmental effects, origin of the ICM and cluster formation. If a general consensus has emerged that the ICM iron originated from elliptical galaxies and was ejected through SN driven wind/outflows, the relative role of type I and type II SNs is still a matter of controversy (Matteucci & Tornambé 1987; Matteucci & Vettolani 1988; Matteucci 1992; David et al. 1990b, 1991a,b; Ciotti et al. 1991; White 1991; Arnaud et al. 1992, Hattori & Terasawa 1993; Renzini et al. 1993).

In this paper, we propose a model for the evolution of elliptical galaxies, based on bimodal star formation as suggested by Arnaud et al. (1992) to explain the huge amount of iron present in clusters. In this model, most of the heavy elements are produced by SNII during a first violent phase where only high-mass stars are formed (high-mass mode). This early phase ends with a strong galactic wind driven by SNII when the specific thermal energy exceeds the gravitational binding energy of the interstellar gas. During this wind phase we assume that star formation stops, due to a too hot environment. This phase will typically last 0.04 Gyr, the lifetime of an $8M_{\odot}$ star: when the last SNII has exploded, the specific thermal energy decreases rapidly due to both cooling and mass input from longer lived stars. A new star formation phase will then follow, where stars are formed from the pre-enriched gas left over from the wind phase and from the gas restored by the long lived stars produced during the high-mass mode. In this phase, we assume a more quiescent star formation, with a normal IMF (normal mode, with a Salpeter IMF and a star formation rate proportional to the gas mass fraction). There are thus three main parameters in our model: the star formation rate in each phase

and the mass loss rate during the wind phase (our model does not include a detailed hydrodynamical modeling of the wind). In section 2 we discuss qualitatively the advantages of this type of model in the general framework of the ICM enrichment and the evolution of galaxies in general. The observational constraints (for both the galaxies and the ICM) to which we will confront this type of model are summarized in section 3. In section 4 the basic physical ingredients of our model and the method used are described in detail. In section 5.1 we present and discuss, in a quantitative way, the dynamical and chemical evolution of an elliptical galaxy of $5 \times 10^{11} M_{\odot}$ for a "standard" set of parameters, defined in an empirical way. How the final results, in terms of each observable quantity, are controlled by the parameters is discussed in section 5.2. We also will see that good agreement with observations is obtained for plausible values of the parameters; such agreement does not just stem from the fact that we used a complex multi-parameter model as compared to the available constraints, which is always a risk in modelling. In section 6, we consider the dependence of the results on the galaxy mass. In section 7, we integrate the gas and iron mass ejected into the ICM by the galaxies and discuss the origin of the ICM.

2. The problem of the heavy element enrichment in clusters

Reliable constraints can now be put on the enrichment process, due to precise estimates, via X-ray imaging (gas mass determination) and spectroscopy (iron abundance determination), of the iron mass present in the ICM. It must be recalled that the iron abundance by itself is not a meaningful constraint: it is a quantity that depends on the relative proportion of primordial ICM gas, in which the iron mass ejected by the galaxies is diluted. A model of the ICM enrichment, consistent with the iron mass present in the ICM, will tell us what part of the ICM comes from the galaxies and what part is primordial, a fundamental quantity for understanding the formation of galaxies and clusters.

To provide a real constraint, the iron mass present in the ICM must be compared (or normalised) to a global quantity, characteristic of the stellar component of the cluster, from which the iron is produced. Arnaud et al. (1992) showed that the iron mass contained in the ICM is directly proportional to the luminosity of elliptical and SO galaxies. This correlation was recently confirmed by the latest results of the Ginga satellite (Arnaud et al. 1993). This simple proportionality law naturally led to the conclusion that the ICM iron originates in E/SO galaxies and that it is ejected through galactic winds. Other ejection processes, like ram pressure stripping, which depends on the environment, would imply a general variation of the iron mass over luminosity ratio with cluster richness (Renzini et al. 1993). This conclusion is not surprising in view of our current understanding of ellipticals. Ellipticals are well known to contain an old stellar population and a low proportion of gas. These two observations are usually explained by considering that ellipticals have experienced a violent burst of star formation in the early stage of their evolution. The strong concentration of supernovae expected at the beginning of this evolution is likely to have driven an outflow, resulting in the metal enrichment of the ICM.

If the general framework for the enrichment process seems reasonably understood (SN driven outflow from elliptical

galaxies), problems arise when one considers quantitatively the mass of iron present in clusters (both in the ICM and in the stellar component of the galaxies). Arnaud et al. (1992) showed that the iron mass over stellar mass ratio is about 4 times larger in clusters than in our Galaxy. If a constant Initial Mass Function (IMF) is assumed, the iron mass to stellar mass ratio is directly linked to a fundamental quantity in chemical models, the iron mass that a given population of stars can produce or the iron global yield, which depends only on the IMF. In that case one cannot account for the iron present in clusters by a "standard" iron yield, i.e. one adapted to our Galaxy. This is a real challenge for any enrichment model. It must be noticed that the estimate of the iron mass over stellar mass ratio from the iron mass over luminosity ratio, which is the quantity directly observed, requires a knowledge of the mass-to-light ratio, a quantity somewhat uncertain (see section 3). Considering directly the total iron mass to light ratio, Renzini et al. (1993, see also Ciotti et al. 1991) actually reached a similar conclusion: a high past supernova activity is required (i.e. high iron global yield), either a much higher SNIa past average rate as compared to the present value observed in ellipticals (at least a factor of 10) or a high SNII rate (due for instance to a very flat IMF). Thus the main issue at hand is to understand the relative importance of SNIa and SNII in the enrichment process (for both the gaseous and stellar components of clusters) and why their integrated rate has been so high. This is specially difficult because fundamental information on the SNe themselves are lacking. If we know with some confidence how much iron is produced by SNIa, their rate in the past is uncertain due to the physics of their progenitors (WD in binary systems): it thus depends on the binarity and separation of the two stars. Conversely for SNII, their progenitors are known (stars more massive than $8 M_{\odot}$) and their rate is a direct consequence of the IMF and star formation rate assumed but their Fe yield is uncertain.

We think that there are converging arguments, although none of them are fully conclusive by themselves, that SNII play the major role both in the ICM enrichment and the establishment of the stellar metallicity observed in present day ellipticals. From an observational point of view the high (O/Fe) ratio observed in Virgo and Perseus (Canizares et al. 1982, 1988) points toward a metal enrichment mainly by SNII. Indeed O is only produced by SNII while Fe can be produced by both SNIa and SNII and SNIa play the major role for the iron enrichment in our Galaxy. Moreover X-ray observations of the hot corona of the bright elliptical galaxies NGC 4472, NGC 1399 and NGC 4636 indicate iron abundances less than twice solar, with best fit values around solar (Ikebe et al. 1992; Serletitsos et al. 1993; Forman et al. 1993). If these results are confirmed we have to reject models with high SNIa rates in the past since they predict much higher iron abundances (Forman et al. 1993; see also Renzini et al. 1993 for alternative explanations). From a more theoretical point of view, enrichment models based on standard IMF and rapidly decreasing SNI rates are not fully satisfactory either. To account for the ICM Fe content, i.e. to insure both a correct global iron production and its further ejection, the models based on SNIa require a rapidly decreasing SNIa rate: $s > 1.4$, where the SNIa rates has been empirically parametrized as $R_{SNI}(t) \propto t^{-s}$ (Ciotti et al. 1991). Other models, directly based on modelling SNIa progenitors (C-deflagration in white dwarfs in binary systems, Matteucci & Greggio 1986), predict a much weaker time dependence of the

SN Ia rate (David et al. 1991b; Matteucci & Tornambé 1987). In that case it seems unlikely that the iron produced, although in enough quantity, could be actually ejected from the galaxy, due to less efficient heating. David et al. (1991b) showed that a high SN II rate (flat IMF) in the past is further needed to explain the high Fe content of the ICM (the iron produced by SN Ia is not entirely ejected); Matteucci (1992) also found that the thermal energy due to SN Ia, after the early wind driven mainly by SN II, is always smaller than the binding energy. Also, while SN Ia enrichment of the ICM seems to be insufficient it already overproduces iron if applied to our galaxy, by a factor of about 2 (Matteucci & Greggio 1986). Finally, the stellar metallicity, although not precisely known (see next section), seems to be above solar, at least in massive ellipticals, with a (Mg/Fe) ratio about twice solar. This overabundance is expected if SN II are a major contributor to the stellar metallicity, and again a high SN II rate seems to be required. If a normal IMF is assumed, detailed chemical evolution models predict stellar Fe abundances below solar (Matteucci & Tornambé 1987). A flatter IMF for more massive galaxies would be in better agreement with the variation of the (Mg/Fe) ratio with galaxy mass (Matteucci, 1993).

If SN II have indeed played the major role in the ICM enrichment, it would be interesting to understand why (rather than to simply assume an ad-hoc flat IMF). One major advantage of the standard picture, assumed by most authors till now (normal IMF and major contribution from SN Ia, as in our Galaxy) was its simplicity; moreover it left open the possibility of universal IMF, as emphasized by Renzini et al. (1993). Actually there are already indications both in our Galaxy and in starburst galaxies that the IMF may not be universal and in particular is dependent from the Star Formation Rate (SFR), through the physical conditions in the star formation regions. The observed characteristics of starburst galaxies seem to be fitted better by models where only high mass stars are produced with a lower cut-off for the IMF at $M \gtrsim 3M_{\odot}$ (Wright 1988; Rieke et al. 1993; Doane & Mathews 1993; Charlot et al. 1993 and references therein). This is supported by some theoretical arguments: both the characteristic stellar mass and star formation efficiencies should increase with the internal turbulent motion of the formation region, with an additional feedback from high-mass stars due to energy input from the high SN II rate associated with a high SFR (Silk, 1993, see also Henriksen 1991). SN II blast waves could also by themselves destroy any forming low mass stars (Doane & Mathews 1993). If this picture is valid, such a truncated IMF should also apply at the beginning of the evolution of elliptical galaxies (phase I of our model), supposed to have experienced an even more intense starburst phase at the scale of the whole galaxy (Silk 1993). This type of model, that we propose, has also the advantage a priori that a very high SN II rate is obtained in the early stage of evolution, producing both iron and thermal energy very rapidly and thus inducing a SN-driven wind of enriched gas while the gas mass fraction is high and little of the iron blocked into stars. We can thus expect to account for the ICM enrichment. However since we observe long lived stars ($M \lesssim 1M_{\odot}$) in present day ellipticals this first phase must have been followed by a more quiescent phase, producing stars in the whole mass range (our phase III), requiring some gas to be still available after the wind phase. Star formation will thus proceed from a pre-enriched gas. If the galaxy loses about half of its mass during the wind and since most of the iron is

produced during the early phase, due to the much higher iron yield there, we naturally expect roughly the same amount of iron in the stellar component as in the ICM of clusters. This is exactly what is observed (Arnaud et al. 1992; Renzini et al. 1993): a second advantage of this model. Coming back to our Galaxy, this model is actually not as exotic as it may appear. Larson (1986) has proposed a bimodal star formation model for our Galaxy, which linearly combines a high-mass mode, which forms only high-mass stars and which is preponderant at early times with a normal mode which forms stars of all masses at a nearly constant rate. The underlying idea, supported by observational data in our Galaxy, was that "the formation of massive stars are favored at times and in regions where the SFR is high". Furthermore François et al. (1990) have showned that if the two modes appear sequentially (first the high-mass mode with an exponentially decreasing rate, then the normal mode) all the main observational constraints on our Galaxy are satisfied: the G-dwarf metallicity, the age-metallicity distribution and the abundances of Deuterium and other isotopes. This successful model for our Galaxy disc is exactly the type of model we propose for ellipticals, but with less extreme parameters.

In conclusion bimodal models could be an alternative way to account for the observations of our Galaxy, starburst galaxies, elliptical galaxies as well as of the ICM. Before presenting our quantitative results, we shall briefly review in the next section the observational constraints on the ICM and elliptical galaxies that we will use afterwards to validate our model.

3. Observational constraints

3.1. Cluster scale

Using a sample of clusters observed by GINGA Arnaud et al. (1992) showed that the iron mass present in the ICM, M_{Fe}^{ICM} is correlated with the total luminosity of E/SO, $L_V^{E/SO}$. The best fit corresponds to a simple proportionality with:

$$\frac{M_{Fe}^{ICM}}{L_V^{E/SO}} = 2 \times 10^{-2} \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \quad (1)$$

There is some scatter in the correlation between these two quantities: M_{Fe}^{ICM} can vary by a factor of two for a given $L_V^{E/SO}$. This deviation from the best fit law, which does not present any obvious trend with cluster luminosity is probably due to the uncertainties on the gas mass determination. The iron mass, the product of the iron mass fraction and the gas mass, has been computed using the very precise overall iron abundance determined by GINGA and the gas mass derived from EINSTEIN or ROSAT data.

The main uncertainties come from assuming a uniform iron abundance in the ICM and from the uncertainties on the actual extent of clusters. Global spectra as obtained by GINGA provide the emission weighted mean iron abundance. Were the iron distribution more peaked than the gas distribution we would then overestimate the total iron mass. Spatially resolved spectroscopy is still scarce: such data are presently available only on Coma (Hughes et al. 1993), Perseus (Ponman et al. 1990) and Virgo (Koyama et al. 1991). Whereas no iron gradient seems to exist in Coma, there is some indication of an increase of iron abundance at the very center of the two other clusters. However, as discussed by Hughes et al. (1993), the central emission of these two clusters is complex and dominated by the central galaxy and cooling flow emission, which is not the case for

Coma. This could well lead to large uncertainties in the iron abundance determination. Concerning the second source of uncertainty, the ratio of gas mass over luminosity depends on the assumed extent of the cluster atmosphere (it increases with radius), since the galaxy distribution is more peaked than the gas distribution. A cut-off at about 10 core radii has been chosen (3 Mpc for rich clusters), which is, for most clusters, beyond the maximum radius where the X-ray emission is detected significantly. Thus the gas mass could have been overestimated. However recent ROSAT data on bright clusters confirm that the gas extends very far from the cluster center: at least up to 3-4 Mpc (Schwarz et al. 1992; Briel et al. 1992; Henry et al. 1993).

Finally, the ratio of the total ICM mass to $L_V^{E/SO}$ provides an upper limit for the ejected gas mass deduced from the model. In practice this limit is never reached and this constraint is used to deduce the proportion of primordial gas present in the ICM. Arnaud et al. (1992) showed that this ratio increases from groups to rich clusters in the range:

$$20 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \leq \frac{M_{ICM}}{L_V^{E/SO}} \leq 50 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \quad (2)$$

Similar results were obtained by David et al. (1990a) and Tsuru (1993) on the whole galaxy population.

3.2. Galaxy scale

3.2.1. Metallicity of nearby ellipticals

Data on stellar metallicity are derived indirectly from Mg and Fe line strengths and some empirical or/and theoretical calibrations. Buzzoni et al (1992) derived the following relationship between the Mg_2 index and the iron abundance: $Mg_2 = 0.135 [Fe/H] + 0.28$, where $[Fe/H]$ is the usual logarithmic abundance relative to the sun. They derived a mean iron abundance in ellipticals of $[Fe/H] = 0.15$, corresponding to a Mg_2 index of 0.3, with a large spread of ± 0.5 among the galaxy population.

It is well established that the Mg_2 index is tightly correlated with the central velocity dispersion (e.g. Bender et al. 1993). It indicates that more massive galaxies should have a higher metallicity. However the direct correlation between Mg_2 and luminosity shows a considerably larger scatter (Vader 1986) and we did not extrapolate the $[Fe/H]$ versus L relationship from the Mg_2 versus L and $[Fe/H]$ versus Mg_2 relationships. We simply considered that a galaxy of luminosity $L_V = 3 \times 10^{10} L_{\odot}$, which corresponds to the Mg_2 index = 0.3 (Vader 1986)¹ and has a luminosity close to the break luminosity in the Schechter luminosity distribution (see section 7), should have a stellar logarithmic iron abundance of 0.15 ± 0.10 . The error bars given are empirical and estimated taking into account the typical scatter in the Mg_2 versus $\log(L)$ correlation. It also encompasses the variations linked to the exact choice of the calibration slope (see Worthey et al. 1992).

Further constraints on the variation of metallicity among galaxies are actually given by the recent data on Mg_2 , $Fe5270$

¹The results on the ICM were obtained by Arnaud et al. (1992) assuming $H_0 = 50$ km/s/Mpc and $L_V \sim 1.2L_B$. When necessary, as it is the case here, the results from other authors are scaled accordingly for consistency

and $Fe5335$ index (Worthey et al. 1992), covering a Mg_2 index range of 0.2 – 0.35, i.e more than 2 orders of magnitude in luminosity. They seem to indicate that Magnesium is overabundant with respect to Iron in giant ellipticals (with again a large scatter): $[Mg/Fe] = 0.2 - 0.3$ and that it increases with galaxy luminosity or mass: the variation of $[Fe/H]$ should be about half that of $[Mg/H]$.

The measurements on the metallicity in the hot gaseous component of ellipticals, made in X-ray, are scarce (see references in sections 2) and we will adopt the most precise ROSAT measurements of Forman et al. (1993) on NGC 4472: an iron abundance between one and twice solar.

3.2.2. Mass over luminosity ratio and gas content

The mass to light ratio (M/L) is an important constraint because it depends on the IMF. Enhanced formation of massive stars in more massive galaxies, leaving more remnants, has actually been invoked to explain the apparent increase of M/L with mass (Larson 1986). The estimate of the luminous mass relies on the virial theorem and observed effective radius and velocity dispersion, assuming isotropic velocity dispersion, mass follows light, spherical galaxy following the $R^{1/4}$ law. It could be contaminated by the presence of dark matter in the core. For a galaxy of $L_V = 3 \times 10^{10} L_{\odot}$ we derived from Bender et al. (1992, Fig 1) a M/L_V of 6 ± 3 , if we take into account the typical scatter observed among galaxies of that luminosity. A somewhat smaller value, $M/L_V \sim 3$, is obtained by Van der Marel (1991) who used more sophisticated dynamical models. The possible presence of a dark component has been studied by Saglia et al. (1992), but it appeared that the mass to light ratio of the luminous component is not changed dramatically $M/L_V \sim 5$ (because the amount of dark matter in the central part is small). Thus we will simply assume in the following that $M/L_V = 6 \pm 3$.

The variation of M/L with luminosity is uncertain. It seems to slightly increase with luminosity, $M/L_V \propto L_V^{0.2-0.3}$ (e.g Vader 1986; Bender et al. 1992). However there is a large scatter in the M/L versus L correlation, which is still consistent with a constant M/L ratio (Lauer 1985; Djorgovski & Davis 1987). Moreover as discussed by Bender et al. (1992) the existence of this variation relies on the assumptions made on the structural properties of the galaxies. They could vary with the galaxy mass so that actually M/L may be constant.

Finally most of the gas in elliptical galaxies is in the form of a hot halo, as revealed by X-ray measurements. The gas content is low, with typical gas over stellar mass ranging from 0.01 to 0.07 (Forman et al. 1985).

4. The bimodal star formation model for the evolution of elliptical galaxies

4.1. The evolution model

The galaxies are supposed to be formed from a cloud of gas with no pre-enrichment and the star formation is assumed to occur on a short time scale, following the standard picture of ellipticals, described in section 2. At that stage it may be useful to discuss further these first assumptions. The reason for the different evolutionary scenarios expected for spirals and ellipticals is not clear up to now. It has been proposed that

ellipticals result from the merging of spirals or proto-spirals that would provoke violent star formation. If the merger involves already evolved spirals (with a star formation history) our model would not be valid anymore. De Carvalho and Djorgovski (1992) found that cluster ellipticals form a more homogeneous population than the field elliptical galaxies (less scatter in the Fundamental Plane correlations) which could be indicative that cluster galaxies form early from many gas-rich fragments, whereas at least some field galaxies form from more evolved system. If the merging objects in clusters have indeed nearly no star formation history and thus nearly no pre enrichment, our model is still pertinent. The $t=0$ moment of the bimodal star formation model presented here should then be understood as the beginning of the intense star formation activity triggered by the merging.

The evolution is divided in four phases: an intense star formation phase producing only high-mass stars (phase I), an early wind phase (phase II), a more quiescent phase producing stars in the whole mass range (phase III), and a last phase where star formation has stopped either because all the gas has been consumed or because a second wind occurred (Phase IV). The actual occurrence of an early wind phase and the possibility that it is followed by a new star formation phase will be discussed in section 5.1.

In phases I and III the number of stars created per mass (m) and time (t) intervals, $\Psi(t, m)$, normalised to the system mass M_T , is assumed to be of the form $\psi_i(t)\phi_i(m)$. $\psi_1(t)$ and $\psi_2(t)$ are the Star Formation Rates for the high-mass mode (Phase I) and normal mode (Phase III) respectively. The corresponding Initial Mass Functions, $\phi_i(m)$, are power laws of the stellar mass $\phi_i(m) \propto m^{-(1+x_i)}$ in the mass range $[m_i^l - m_u^i]$ and are normalised to 1. We will assume that the two modes IMF differ only by their low mass cut-off: for both modes we assume a classical Salpeter (1955) index $x_1 = x_2 = 1.35$ and a high-mass cut-off of $m_u^1 = m_u^2 = 100M_\odot$.

In the first phase of the evolution we adopt a lower mass cut-off of $m_l^1 = 3M_\odot$ (see the discussion in section 2) and a SFR decreasing exponentially with time, to restrict it, in principle, to the very beginning of the evolution:

$$\psi_1(t) = \nu_1 e^{(-t/\tau)} \quad \text{with} \quad \tau = 0.05\text{Gyr} \quad (3)$$

However we will see that it is the occurrence of the outflow that actually limits the duration of this phase.

This phase ends when the thermal energy exceeds the binding energy, at time $t_{w1,b}$. Then an outflow starts (Phase II) that we parameterize as :

$$\frac{dM_{\text{Gal}}}{dt}(t) = -\alpha M_{\text{Gal}}(t) \quad (4)$$

M_{Gal} is the mass of the galaxy at time t : $M_{\text{Gal}} = M_T - M_{\text{Ej}}$, where M_{Ej} is the total mass ejected up to t . $\tau_{\text{ML}} = \alpha^{-1}$ is the characteristic time for the mass loss, which occurs at a decreasing exponential rate. During this period, we suppose that no star formation occurs: $\Psi(t, m) = 0$. This modeling is obviously very crude: it is likely that star formation has already decreased before the onset of the winds and on the contrary if the ISM is not homogenous star formation could still continue in cold clouds embedded in the hot medium. A realistic model would require a full hydrodynamical modelling coupled with the chemical evolution, on a multi-phase representation of the galaxy. Such models have been proposed by Ferrini and

Poggianti (1994), at the expense of an increasing number of parameters. This is clearly beyond the scope of this paper.

When the thermal energy decreases below the binding energy, at time $t_{w1,f}$, the outflow stops and star formation begins again, producing stars in the whole mass range: ($m_l^2 = 0.1M_\odot$). In this phase III, we classically assume a SFR proportional to the gas mass available:

$$\psi_2(t) = \nu_2 \sigma_{\text{gas}}(t) \quad (5)$$

where $\sigma_{\text{gas}}(t) = M_{\text{gas}}(t)/M_T$.

Another wind may then happen, at time t_{w2} , due to the SNs that will explode during this phase, when the gas content of the galaxy is low enough. The outflow that may happen afterwards will only involve a low gas mass. Therefore we will consider it as instantaneous and complete, as in the model of Matteucci and coworkers, and assume for simplicity that star formation will then cease (Phase IV), $\Psi(t, m) = 0$. We will see that in that phase the gas mass content is low and only a faint star formation could occur, which would not change our results.

Using the classical chemical evolution equations (Tinsley 1980; see also Prantzos et al. 1993), we follow the evolution of the mass contained in the gas (both in the ISM and in the outflow), of the mass contained in the form of evolving stars and remnants and compute the final luminosity of the galaxy (section 4.2). We also follow the metallicity in the gas and in the stars (mass averaged metallicity). In principle, this mass averaged stellar metallicity is not directly comparable to the observed metallicity, which is luminosity averaged. However it is a good approximation, as discussed in Matteucci (1993). The rates of type I and II supernovae (see section 4.3), and thus the thermal energy produced by the supernovae, as well as the binding energy of the gas are computed throughout the evolution (see section 4.4 and 4.5).

4.2. The Stellar Physics

The stellar lifetimes, $\tau(m)$, are taken from Schaller et al. (1992) for the solar metallicity (we shall see in section 5 that solar metallicities are reached rapidly).

We adopted the evolutionary tracks of stars computed in this same reference, for stars with $m > 0.8M_\odot$, and used the main sequence luminosity given by Bruzual (1983) for lower mass stars. The bolometric luminosities and effective temperatures were converted to visual luminosity using the calibration of Böhm-Vitense (1981) for the main sequence stars and Flower (1977) for the Giants and Supergiants. We have neglected the effect of metallicity. Only stars born in phase III are still alive today ($t = 15\text{Gyr}$). In addition all stars more massive than m_τ have already died, where m_t is the turn-off mass corresponding to $t - t_{w2}$, the time elapsed since the end of Phase III. The total final visual luminosity is then given by:

$$L_V = \int_{m_l^2}^{m_\tau} \phi_2(m) dm \int_{t_{w1,t}}^{t_{w2}} \psi_2(t') L_V(m, t - t') dt' \quad (6)$$

where $L_V(m, t)$ is the visual luminosity of a star of mass m at age t .

The masses of the stellar remnants, $R(m)$, are similar to those adopted by Prantzos et al. (1993): $R(m) = m$ for $m < 0.5M_\odot$; $R(m) = 0.446 + 0.106m$ for $0.5 < m/M_\odot < 9$, leading to white dwarf masses between 0.446 and $1.4M_\odot$, according to

the prescriptions of Iben and Tutukov (1984); $R(m) = 1.5M_{\odot}$ for the neutron star remnants of stars with $9 < m/M_{\odot} < 25$; and $R(m) = 3 M_{\odot}$ for the black hole remnants beyond $25 M_{\odot}$.

The stellar yields are taken from Thielemann et al. (1992) for the stars more massive than $8 M_{\odot}$, and from Renzini and Voli (1981) for the low and intermediate mass stars. A quantitative idea of the heavy element production in each mode is obtained by integrating over the stellar yields, $y_n(m)$, the mass of element n produced by a star of mass m , weighted by the corresponding IMF:

$$Y = \int_{m_i^i}^{m_a^i} y_n(m) \phi_i(m) dm \quad (7)$$

Y is then the total mass of a heavy element which will be produced each time a unit of mass of gas is transformed into stars. All the stars born in the high-mass mode will have died by now, at variance with the normal mode. In that case, the lower bound of the integration was fixed at $1 M_{\odot}$, the present turn-off mass. The results are given in table 1, where they are compared to the yields given by Woosley (1990), scaled to SN1987A for the iron production ($0.07 M_{\odot}$ for a $20 M_{\odot}$ star).

Table 1. Integrated yields, weighted by the IMF

	O ¹⁶ 10 ⁻³ M _⊙	Mg ²⁴ 10 ⁻³ M _⊙	Fe ⁵⁶ 10 ⁻³ M _⊙
Woosley (1990)			
high-mass mode	70	2.8	2.6
normal mode	17	0.66	0.63
Thielemann et al.(1990)			
high-mass mode	44	2.0	2.4
normal mode	10	0.46	0.57

In spite of large differences between the models of Woosley (1990) and Thielemann et al. (1990), see the comparison made by Renzini et al. (1993), the integrated iron production is quite consistent, partly due to a common value for the $20 M_{\odot}$ star. This is not the case for other elements where discrepancies of about 40% are observed for Mg production and more than 50% for the O production.

One notes that a [Mg/Fe] value of 0.28 is expected from these estimates which do not take into account heavy element production by SNIa. The fact that this is very close to the value observed in ellipticals points towards a major role for SNII in the final stellar metallicity (the iron production by SNIa would reduce that value). Here and in the following we have assumed for reference an abundance by mass fraction in the sun of 1.17×10^{-3} for Iron and 5.8×10^{-4} for Magnesium (Anders & Grevesse 1989).

Finally, the heavy element production by SNIa is also taken into account, adopting the yields obtained in the carbon deflagration model of Thielemann et al. (1986, model W7). Each SNIa produces $0.7 M_{\odot}$ of Fe.

4.3. The SNIa and SNII rates

The rate of SNII is given by the number of dying stars more massive than $8M_{\odot}$. It is null before 3.1 Myr, the lifetime of a $100 M_{\odot}$ star and is given by the following equation afterwards:

$$R_{\text{SNII}}(t) = M_T \int_{\text{sup}(m_{\tau(t), 8M_{\odot}})}^{100M_{\odot}} \Psi(t - \tau(m), m) dm \quad (8)$$

where $m_{\tau}(t)$ is the turn-off mass at time t .

In view of the uncertainties on the SNIa progenitors we adopt the convenient parameterization introduced by Ciotti et al. (1991) and assume that the first SNIa explodes after 0.1 Gyr:

$$R_{\text{SNIa}}(t) = 1.1 \times 10^{-14} M_T r_{\text{SNIa}} t_{15}^{-s} \text{ yr}^{-1} \quad (9)$$

where t_{15} is the time in units of 15Gyr, the present time. We have normalised the SNIa rate to the initial galaxy mass, rather than to the final luminosity, which would have been more consistent: for a given r_{SNIa} the final SNIa rate is not always the same in SNU units ($1 \text{ SN}/100 \text{ yr}/10^{10} L_{B\odot}$). $r_{\text{SNIa}} = 1$ corresponds to the standard SNIa rate for ellipticals of 0.22 SNU (Tammann 1982) if we assume a final visual luminosity of 1.2 times the blue luminosity and a M_T/L_V ratio of 17, which are the typical results we obtain (see table 2b). We shall generally assume that $s = 0$, following the argument presented in section 2, and $r_{\text{SNIa}} = 0.25$, according to the new estimates of Cappellaro et al. (1993).

4.4. The binding energy of the ISM

Our computation of the binding energy of the gas, $E_{\text{bgas}}(t)$, follows the prescriptions of Matteucci (1992), based on the work of Bertin et al. (1992). If no dark halo is present and the luminosity profile follows the $R^{1/4}$ law (de Vaucouleurs profile):

$$E_{\text{bgas}}(t) = -\frac{1}{2} \frac{GM_L}{r_L} M_{\text{gas}} = \Omega M_{\text{gas}} \quad (10)$$

where r_L is the half-mass radius, M_L is the mass of the galaxy (star plus gas) and we have introduced for convenience the quantity Ω , which is the equivalent of a gravitational potential. If r_e is the effective (half light) radius of the galaxy then $r_L = 1.32r_e$. Note that we have implicitly assumed here that the gas follows the stellar component.

One further needs a relationship between the galaxy mass and r_e . Obviously, no observational constraint is known for a primeval galaxy. For present day galaxies, the galaxy mass can be obtained from the virial theorem (Poveda 1958; Djorkovski and Davis 1987) and the observed central velocity dispersions σ and effective radii (see section 3.2.2). From the data obtained by Djorkovski and Davis (1987) scaled to $H_0 = 50 \text{ km/s/Mpc}$ and

$$M = 7.2 \times 10^2 r_e(\text{pc}) \sigma^2 (\text{km/s}) M_{\odot} \quad (11)$$

we derived the following correlation:

$$r_e = 17 \left(\frac{M_L}{10^{12} M_{\odot}} \right)^{0.585} \text{ kpc} \quad (12)$$

This is close to the relationship found by Saito (1979).

The Ω quantity thus scales as $M^{0.415}$. If this held also for the proto-galaxy and throughout the evolution its final value would be slightly smaller than its initial one: $\Omega_f = 0.75\Omega_i$, if the galaxy has typically lost half of its initial mass (see section 5). On the other hand, if the proto-galaxy has not yet fully collapsed, as is likely to be the case in Phase I, the final radius

would be twice smaller than the initial radius, for a constant galaxy mass: $\Omega_f = 2\Omega_i$; as discussed in Arimoto and Yoshii (1987, 1989). The wind phase is also expected to change the effective radius versus mass relationship, but in the opposite direction. Under the assumption of homology and slow mass loss the product $M\tau_e$ is a constant (Vader 1987), which would imply a final $\Omega_f = 1/4\Omega_i$. In view of all these uncertain factors we have not attempted to model the evolution of the gravitational potential and have kept it constant with time; it is then given by Eq 14 and the initial mass. The only time dependence of the binding energy is thus through the gas mass.

We have also considered the possible presence of a massive and diffuse dark halo. In that case the right term of Eq 13 is multiplied by a factor (Bertin et al. 1991) given as:

$$A = 1 + \frac{R}{\pi} \frac{\tau_L}{\tau_D} \left(1 + 1.37 \frac{\tau_L}{\tau_D} \right) \quad (13)$$

where R is the ratio of the dark matter mass to luminous mass and τ_L/τ_D is the ratio of the radii of their respective distribution.

4.5. The thermal energy of the ISM

We only consider the supernovae contribution to the thermal energy of the gas and neglect the contribution of stellar winds. To compute the thermal energy we used the general formalism developed by Arimoto and Yoshii (1987) and Matteucci and Tornambé (1987). The thermal energy produced by a single SN depends on the local density of the ISM, via its cooling time. We thus explicitly take into account the gas density profile to compute the global energy, rather than adopting a mean value as previous authors.

The evolution with time of the thermal energy inside a SNR has been calculated by Cox (1972):

$$\begin{aligned} \epsilon(t) &= \epsilon_0 & \text{for } t < t_c \\ \epsilon(t) &= \epsilon_0 \left[\frac{t}{t_c} \right]^{-0.62} & \text{for } t > t_c \end{aligned}$$

where $\epsilon_0 = 0.72 \times 10^{51}$ ergs and t is the time elapsed since the SN explosion. The cooling time, t_c , depends on the local ISM density n :

$$t_c = 5.7 \times 10^4 n^{-9/17} \text{ yr} \quad (14)$$

where n is expressed in cm^{-3} . Assuming that the gas follows a de Vaucouleurs density profile, as the stellar component, the density at the effective radius r_e can be related to the total gas mass:

$$n(r_e) = 710 \left[\frac{M_{\text{gas}}(t)}{10^{12} M_\odot} \right] \left[\frac{r_e}{1 \text{ kpc}} \right]^{-3} \text{ cm}^{-3} \quad (15)$$

where we have cut the density profile at $15r_e$. Adopting the relationship between effective radius and galaxy mass discussed in the previous section (Eq. 12) we obtain:

$$t_c(r_e) = 1.59 \times 10^5 \left[\frac{M_T}{10^{12} M_\odot} \right]^{0.4} \sigma_{\text{gas}}^{-9/17} \text{ yr} \quad (16)$$

where $\sigma_{\text{gas}} = M_{\text{gas}}(t)/M_T$ is the total gas mass fraction. At other radii the cooling time scales as $t_c(r)/t_c(r_e) = n(r)/n(r_e)$, a ratio which only depends on r/r_e .

The thermal energy per unit volume, $\epsilon_{\text{th}}(t, r)$, at radius r and time t is then:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{th}}(t, r) &= \epsilon_0 \int_0^{t-t_c(r)} \rho_{\text{SN}}(t', r) \left(\frac{t-t'}{t_c(r)} \right)^{-0.62} dt' \\ &+ \epsilon_0 \int_{t-t_c(r)}^t \rho_{\text{SN}}(t', r) dt' \end{aligned} \quad (17)$$

where $\rho_{\text{SN}}(t, r)$ are the local SN rate per unit of volume. The star formation rate - hence the SN rate - depends explicitly on the local gas mass fraction for the low-mass mode ($\nu_2 \sigma_{\text{gas}}$). This is not true in the case of the high-mass mode ($\nu_1 \exp(-t/\tau)$), but the latter can be considered as the expression of the integration over the volume of the galaxy of a function locally dependent on the ISM density. We thus assumed that the local rate is proportional to the local density: $\rho_{\text{SN}}(t, r)/\rho_{\text{SN}}(t, r_e) = n(r)/n(r_e)$ and $\rho_{\text{SN}}(t, r_e) = 3.54 R_{\text{SN}}(t)/4\pi r_e^3$ for a de Vaucouleurs profile. Then Eq.17 must be integrated over volume to obtain the global thermal energy $E_{\text{th}}(t)$. A simple expression is obtained by replacing $t_c(r)$ by $t_c(r_e)$ in the integral boundaries of Eq 17. Most of the thermal energy comes from the contribution of SN in the already cooling phase (the cooling time is small as compared to other time scales so that $t \gg t_c$) and the exact value of t_c in the definition of these boundaries is not important. We then obtained, from the assumed spatial variation of SN rate and cooling time:

$$\begin{aligned} E_{\text{th}}(t) &= 2.68 \epsilon_0 \int_0^{t-t_c(r_e)} R_{\text{SN}}(t') \left(\frac{t-t'}{t_c(r_e)} \right)^{-0.62} dt' \\ &+ \epsilon_0 \int_{t-t_c(r_e)}^t R_{\text{SN}}(t') dt' \end{aligned} \quad (18)$$

Finally, during the wind phase, each time a given mass of gas is lost by the galaxy, the corresponding thermal energy is subtracted from the energy of the ISM.

5. Evolution of a Model elliptical galaxy

5.1. A Standard case

We discuss here the evolution of a typical elliptical galaxy of $5 \times 10^{11} M_\odot$. The parameters of the two IMFs were fixed to the values presented in section 4.1.: a common Salpeter slope and a lower cut-off at $3M_\odot$ for the high-mass mode IMF. We suppose that there is no dark halo and a constant SNIa rate with $\tau_{\text{SNI}} = 0.25$ (Eq. 9).

The galaxy mass is close to the mass corresponding to the break luminosity in the Schechter luminosity function (section 7). Since the contribution to the total cluster luminosity of the galaxies located on one side of the break luminosity is equal to that of the other side, the iron mass ejected by such a galaxy, per unit of final luminosity, should give a good first approximation of the global contribution of all the galaxies to the ICM enrichment. The parameters (ν_1, ν_2, α) were thus chosen using the two main constraints: an ejected iron mass over final luminosity ratio which matches the ICM Iron mass over luminosity ratio found in clusters ($2 \times 10^{-2} M_\odot/L_\odot$), an iron abundance $[Fe/H]_*$ in the galaxy stellar component of ≈ 0.15 at the present time, observed for such a galaxy luminosity (see section 3.2). We thus adopt $(\nu_1, \nu_2, \alpha) = (40, 18, 2) \text{ Gyr}^{-1}$.

The influence of the parameters on the final results will be discussed later, as well as their plausibility. For the clarity of these further discussions, we present here the general characteristics of the galaxy dynamical and chemical evolution in the model we consider, using this "standard case" as an example. The evolution of the main quantities are presented on Figures 1 to 6 and the main results are summarized in table 2b (case C).

5.1.1. The dynamical evolution and the origin of the different phases

The Star Formation and SNII rates are plotted on Fig. 1, the binding and thermal energies on Fig. 2. Fig. 3 depicts the evolution of the galaxy mass, $M_{Gal}(t)$, the gas mass fraction inside the galaxy ($M_{gas}(t)/M_{Gal}(t)$) as well as the star and remnant mass fractions.

At the beginning of the evolution the gas is rapidly processed into high-mass stars with a SFR decreasing from 2 to $1 \times 10^4 M_{\odot}/yr$. These stars begin to explode as SNII after 3.1 Myr, the lifetime of a $100 M_{\odot}$ star. Since stars with the highest masses, which are less numerous, are the first to die, the SNII rate increases and would have kept increasing for 37 Myr, the lifetime τ_8 of an $8 M_{\odot}$ star, the lowest mass star dying as SNII. Before τ_8 the thermal energy of the gas thus increases very rapidly following the SNII rate, while the binding energy of the gas, which is proportional to its mass, decreases. In other words, the specific thermal energy, defined as the ratio of the thermal energy to the gas mass, which has to be compared to the gravitational potential (Eq. 10), keeps increasing due to a continuous and increasing input of energy by SNII in less and less gas. In that case the occurrence of a wind phase is automatic if τ_8 is larger than the characteristic time $1/\nu_1$ of the star formation.

At $t = 20$ Myr $= t_{w1,b}$, the thermal energy is higher than the binding energy and an outflow begins. At that time about 65% of the initial gas has been processed into stars, a fraction of which has already died and returned enriched gas to the ISM, and the galaxy contains by mass 53% of gas, 45% of stars and 2% of remnants.

During this outflow phase (Phase II), we assume that no star formation occurs. Therefore the evolution of the gas is ruled by two opposite phenomena: the death of stars, that feeds the ISM with processed gas, but also thermal energy from stars more massive than $8 M_{\odot}$, and the outflow, which carries out of the galaxy both gas and thermal energy. The bump in the gas mass fraction, seen in Fig 3, is due to the gas restored by dying stars, which is larger than the mass loss of the galaxy at the beginning of the outflow phase. The SNII rate decreases steadily till $t = \tau_8$, the lifetime of an $8 M_{\odot}$ star, because the progressive disappearance of the highest mass stars in the current Mass Function is somewhat compensated by the death of lower and lower mass stars still able to die as SNII. Afterwards the SNII rates decreases dramatically and would reach zero τ_8 yrs after the onset of the wind phase and the turn off of star formation. Then the specific thermal energy begins to decrease significantly, due both to cooling and mass input from longer lived stars, which do not inject any thermal energy. It is thus clear here that the typical maximum duration of the wind in our model about would be τ_8 yrs.

The thermal energy of the gas is again lower than its binding energy at $t = 53$ Myrs and we suppose that the outflow stops (beginning of Phase III). At that time the galaxy has lost 49% of its initial mass and consists of 44% of gas, 47% of stars and 9% of remnants. The total mass lost in the wind clearly depends on the relative value of the mass loss time scale ($\tau_{ML} = 1/\alpha$) as compared to the maximum duration of the wind τ_8 . In the case presented here they are of the same order. We can expect that for $\tau_{ML} \gg \tau_8$, the mass loss will be very low and for $\tau_{ML} \ll \tau_8$, all the gas restored by the stars more massive than $8M_{\odot}$ will be ejected. This will be discussed further in section 5.2.

At the beginning of the phase III, stars born in Phase I and less massive than $8M_{\odot}$ are still dying and feeding the galaxy with newly processed gas. It is thus reasonable to assume that star formation happens again, as we assume here. First, the ejection rate by the dying stars born during the high-mass phase is larger than the astration rate we adopted, provoking an increase of the gas mass (and hence of the SFR). The maximum SFR in that phase is $260 M_{\odot}/yr$, much smaller than in Phase I. At $t = 0.44$ Gyrs, the lifetime of a $3M_{\odot}$ star, the lowest mass star created in Phase I have died and the gas mass fraction decreases rapidly, on a time scale which depends on ν_2 . The SNII rate increases rapidly in a time τ_8 , as in Phase I, and then follows roughly the SFR. The evolution of the thermal energy in the gas is ruled by the re-heating due to these new SNIIs (plus SNI) and global cooling and a slow decrease is observed. A second wind may appear when the gas mass fraction is low enough. This actually happens at $t = 2.1$ Gyrs when the gas only represents 5% of the galaxy mass.

We simply assume then that all the gas mass that was left is ejected outside the galaxy and star formation stops definitively (Phase IV). The evolution of the galaxy is simply ruled by the secular death of stars: the gas and remnant mass fraction slowly increase, while the stellar mass fraction decreases.

At the present time, the galaxy has lost 51% of its initial mass and ends up with 6 % of gas, 64% of stars and 30% of dark matter in the form of stellar remnants with a M/L ratio of $8.5M_{\odot}/L_{\odot}$, perfectly consistent with the observed value (section 3.2.2). Its luminosity is $2.9 \times 10^{10} L_{\odot}$. The gas mass fraction is at the upper end of the values observed in ellipticals (section 3.2.2), however in our study we consider neither the possibility of another outflow, which may be driven by SNIa, nor further star formation in phase IV, which may proceed in the restored gas. Actually a faint star formation is still present in ellipticals today (Fich & Hodge 1993; Bregman et al. 1992).

5.1.2. The chemical evolution

We will first follow the distribution of the total iron mass produced by the galaxy and its share between the living stars, the ISM and the gas ejected out of the galaxy (Fig. 4). These masses are normalised to the total initial mass of the galaxy M_T . Then we will discuss the time dependence of the Fe and Mg stellar and ISM metallicities (Fig 5 and 6). We assume that the stellar ejecta mix instantaneously with the ISM.

The evolution of the total iron mass fraction is a direct consequence of the evolution of the SNII rates (Fig 1). It increases steeply till about $t = \tau_8$ and has already reached 1.5×10^{-3} at the end of the wind phase when nearly all stars producing iron born in phase I have died. This quantity is directly the product of the fraction of gas which has been processed in Phase I multiplied by the iron production Y of the high-mass mode IMF as defined in section 4.2. The total iron mass fraction increases again in Phase II due to the enrichment by the normal mode and reaches 1.7×10^{-3} at the end of the evolution. Thus 90% of the iron is produced by the massive stars born in the first phase of the evolution. The integrated contribution of the SNI is negligible: 4×10^{-5} .

In Phase I most of the iron is in the gaseous phase. The iron mass in stars increases steeply due to the astration of this enriched gas. During Phase II it decreases simply due the secular death of stars (no star formation). The total iron mass ejected from the galaxy increases following the outflow: the

total iron mass ejected in the ICM at the end of the wind phase is $1. \times 10^{-3} M_T$, i.e. 3/4 of the iron mass produced then. The remaining iron is mostly in the galactic ISM. This iron, as well as the iron produced afterwards, is progressively decreasing while the one in the stellar component increases. At the end of phase III the stars contain $0.6 \times 10^{-3} M_T$ of Iron, the ISM $6.6 \times 10^{-5} M_T$. This last quantity is ejected in the ICM during the second wind. It is small as compared to the iron mass ejected during the first outflow. Some iron is restored to the ISM, as well as produced by SNIa, in Phase IV.

The galaxy ends with $0.5 \times 10^{-3} M_T$ of iron in stars, $0.09 \times 10^{-3} M_T$ in the ISM and $1.1 \times 10^{-3} M_T$ of iron has been ejected. From the luminosity obtained in the previous section the stellar iron mass to light ratio and ejected iron mass to light ratio are thus:

$$\frac{M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}}{L_V} = 1.9 \times 10^{-2} \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \quad \text{and} \quad \frac{M_{\text{Fe}}^*}{L_V} = 0.9 \times 10^{-2} \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \quad (19)$$

These ratios crucially depend on the mass lost by the galaxy: if the total iron mass produced is ruled by the quantity of gas processed during the high-mass phase (and the Y quantity given by the IMF) its share between present stars and the ICM is determined by the mass loss, as well as the present day luminosity (or mass) as compared to the initial mass. Therefore even if the present luminosity comes from a stellar population completely different from the stellar population which has created the iron ejected in the ICM, the total iron mass to light ratio, *together with* the ejected iron mass over stellar iron mass ratio, is a strong constraint on the model. Roughly speaking this last ratio constrains the proportion of mass lost by the galaxy, and thus its initial mass in view of the present luminosity. Then the total iron mass present tells us the global iron production from the stars born in the first burst phase.

The ISM metallicity increases till about $t = \tau_8$ following the SNII enrichment. The faster rise of the Mg abundance is a direct consequence of the yields we have chosen, which increase with star mass for Mg and are nearly constant for stars more massive than $20 M_{\odot}$ for Fe (Thielemann et al. 1990). This behavior is thus very model dependent: on the contrary Woosley (1990) predicts Fe yields increasing with stellar mass and the effect would have been less important. The ISM metallicity decrease till about 0.44 Gyr is due to a dilution effect: the injection of lower and lower metallicity gas by stars between $3 M_{\odot}$ and $8 M_{\odot}$, i.e. not producing Fe or Mg, created early in Phase I. At the beginning of Phase III this is not compensated by the enrichment from newly formed stars (a consequence of a returned mass input rate greater than the astration rate noted in the previous section). As a consequence the mean metallicity of the gas ejected during the wind phase is higher than the metallicity of the gas left for further star formation. This explains why, whereas the galaxy loses about 1/2 of its mass during the wind phase, it loses a larger proportion (about 3/4) of the iron mass available. This is not surprising in a model where the wind is driven by SNII, which produces both the required energy and the highly enriched gas. When all the stars created in Phase I have died, the ISM metallicity increases again and reaches 2.4 times the solar value (in number) at the present time. This is slightly higher than the maximum value allowed by the X-ray observations in nearby galaxies.

The mean stellar metallicity increases continuously in Phase I and III (continuous enrichment due to continuous star formation) and decreases in Phase II and to a less extent in

Phase IV where the star formation is stopped and shorter lived stars which were created from higher metallicity gas die first. The final star metallicity is $[Fe/H]_* = 0.15$, with a Mg over Fe ratio of $[Mg/Fe]_* = 0.25$, consistent with the observational constraints given in section 3.2.1. This ratio is typical of an enrichment mainly by SNII (see the discussion in section 4.2) and is a direct consequence of our model.

5.2. Influence of the parameters

In this chapter, we restrict our investigation to the case of a typical galaxy mass of $5 \times 10^{11} M_{\odot}$ with no dark halo, while we will discuss the influence of the galaxy mass and presence of a dark halo in the next chapter. The parameters are given in Table 2a and the results summarized in Table 2b (case I-O).

5.2.1. The early burst Star Formation Rate and mass loss rate

The major effect of a larger astration rate for the high-mass mode (ν_1) is to increase the quantity of gas and heavy elements ejected by the galaxy: for $\nu_1 = 25 \text{ Gyr}^{-1}$ and $\nu_1 = 100 \text{ Gyr}^{-1}$ respectively (case I-J in Table 2a,b), 27% and 59% of the mass is lost in the wind; the iron mass ejected is $5.8 \times 10^{-4} M_T$ and $1.4 \times 10^{-3} M_T$. Obviously the final luminosity is smaller resulting in an even larger increase in the $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/L_V$ ratio: 6.1×10^{-3} and 3.3×10^{-2} respectively. In parallel the $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/M_{\text{Fe}}^*$ ratio increases from 0.23 to 1.9. One also notes a decrease of the mean stellar abundances and an increase of the fraction of remnants.

For higher ν_1 , the wind occurs earlier, because the specific energy of the gas increases more rapidly, but we found that about the same quantity of gas has been processed at the wind onset. A higher astration rate is compensated by a shorter phase. The global iron production is thus about constant. On the other hand, due to the intrinsic lifetime of massive stars, the returned mass fraction by stars has been smaller before the wind and the galaxy contains less gas at the onset of the wind. Then due to the larger concentration of SNII (less high-mass stars had time to die before the wind) on a smaller quantity of initial gas, the duration of the outflow is longer and a greater quantity of gas and heavy elements is ejected from the galaxy. The iron mass in the stellar component is smaller but not exactly in proportion to the final stellar mass: the final mean stellar abundances are smaller. This is a direct consequence of a smaller mean metallicity of the gas used for further star formation: due to a more intense wind phase where the richest star ejecta are expelled from the galaxy, the proportion in the ISM of gas restored by long lived stars created at low metallicity is larger (see previous section). The ratio $[Mg/Fe]_*$ does not depend significantly on ν_1 : the enrichment is always driven by SNII.

The influence of α (case K and L, Table 2a,b), the coefficient of mass-loss of the outflow, which fixes the intensity of the wind is very similar. For higher α , the mass lost per unit of time is larger, so that the SNII thermal energy is input into smaller quantities of gas and the specific energy is higher. The wind thus lasts even longer and due to this combination of higher mass loss for a longer time, more gas is ejected provoking a higher contribution to the ICM metal enrichment, a lower final luminosity, a lower stellar metallicity, and a higher ejected iron mass over stellar iron mass ratio.

In conclusion if the total iron mass produced per unit initial mass does not seem to be very dependent on the SFR, the

ejected gas mass (and thus the final galaxy mass and luminosity) and the corresponding ejected iron mass are very sensitive to the astration rate and mass loss time scale. We find again clearly here that the global mass loss is the key parameter: it is tightly constrained to be $\approx 50\%$. It is clear that one can play with the 2 parameters ν_1 and α (to decrease ν_1 while increasing α) so that this figure can be obtained. However there is a minimum value of ν_1 of about 20 Gyr^{-1} because in that case the early winds never occur ($1/\nu_1$ too large as compared to τ_8 , see section 5.1.1). Furthermore it is likely that the two quantities are physically related: for higher ν_1 the SNII rate is larger during the outflow and it is likely that the mass loss rate is larger too. A strong point of our model is that once the mass loss is correct (as fixed for instance by the $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/L_V$ ratio or equivalently by the $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/M_{\text{Fe}}^*$ ratio) the model predicts a correct value for the other fundamental quantity which is the total iron mass over luminosity ratio. This is because we have fundamentally a correct total iron mass production.

It is worthwhile to examine if the parameters favored are realistic. A typical SFR of $\nu_1 = 40 \text{ Gyr}^{-1}$ is quite consistent with what is obtained for starburst galaxies: for M82 Doane & Mathews (1993) derived a star formation rate (assuming a truncated IMF at $3 M_{\odot}$) 100 – 1000 times that in the local neighborhood, i.e between 19 Gyr^{-1} and 190 Gyr^{-1} , with best fit models corresponding to $\sim 50 \text{ Gyr}^{-1}$. The mass loss rate \dot{M} can be related to the SN rate, R_{SN} , through the energy equation (e.g. Vader 1987):

$$-\frac{1}{2}\dot{M}(v_e^2 + v_{\infty}^2) = \epsilon E_{\text{SN}} R_{\text{SN}} \quad (20)$$

where $v_e^2 = 12\sigma^2$ is the escape velocity, directly linked to the gravitational potential, and $\epsilon < 1$ is the efficiency of conversion of energy released by each SN E_{SN} into efficient energy for the gas escape. However the energy equation only provides an upper limit: the terminal wind velocity v_{∞} is unknown. For the high SN rates we obtained ($\sim 100 - 300 \text{ SN.yr}^{-1}$), we derived an upper limit for $\alpha = \dot{M}/M$ of $30 - 80 \text{ Gyr}^{-1}$, where we have used a σ^2 value deduced from Eq 11 and 12 and $\epsilon = 1$. So in the absence of a detailed hydrodynamical treatment, it is hopeless to constrain α further. All what can be said is that the typical value we considered, $\alpha = 18 \text{ Gyr}^{-1}$, has a correct order of magnitude, it is typically half the maximum value. We also checked that it is smaller than the critical value above which the mass loss of the galaxy would provoke the disruption of the galaxy, as given by Vader (1987). The expansion energy must be smaller than the kinetic energy so that $\dot{r}^2 < 3\sigma^2$, then assuming that Mr is an invariant, one obtains for $\alpha = \dot{M}/M$:

$$\alpha < \alpha_c = \frac{\sqrt{3}\sigma}{r_e} \quad (21)$$

Using Eq 11 and Eq 12 again, one can deduce the following value for α_c :

$$\alpha_c = 30 \left[\frac{M}{10^{12} M_{\odot}} \right]^{-0.38} \text{ Gyr}^{-1} \quad (22)$$

Hence, α must be lower than 40 Gyr^{-1} , for a $5 \times 10^{11} M_{\odot}$ galaxy.

5.2.2. The quiescent Star Formation Rate

The final results are largely insensitive to the low-mass mode astration rate ν_2 , as can be seen in Table 2a,b (case M-N) where we have let vary ν_2 in a wide range: between $\nu_2 = 1 \text{ Gyr}^{-1}$ and $\nu_2 = 8 \text{ Gyr}^{-1}$. By increasing ν_2 , a smaller stellar metallicity is obtained, due to a shorter phase III (the second wind occurs earlier) and thus less further enrichment by the normal IMF stars. The effect is small however because the enrichment process is dominated by the high-mass mode, as seen above. More gas is ejected during the second wind and the total iron mass ejected in the ICM is slightly larger. The final M/L is 20% larger because the present stellar population is older. The effect on the $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/L_V$ ratio is small: 1.6×10^{-2} and 2.4×10^{-2} for respectively $\nu_2 = 1 \text{ Gyr}^{-1}$ and $\nu_2 = 8 \text{ Gyr}^{-1}$. These values, as well as the mean stellar metallicity obtained are well within the range allowed by the observations. It is thus clear that this is not a crucial parameter of our model.

5.2.3. The SNIa Rate

If a high SNIa rate in the past ($s = 1$, Eq 9) together with a standard present SNIa rate of 0.22 SNU are assumed, the SNIa play a significant role in the iron enrichment in Phase III (see Table 2a,b; case O). A significant higher stellar iron abundance is obtained with $[Fe/H] = 0.3$ and naturally a lower ratio $[Mg/Fe] = 0.1$, closer to the solar value. Both value are hardly compatible with the observational constraints (see section 3.2.1). In addition, as expected from the discussion in section 2, the predicted iron abundance in the present ISM is much too large: 8 times the solar value. We confirm here that a high SNIa rate in the past seems to be excluded.

6. Evolution versus galaxy mass

We present here the influence of the galaxy mass on the results, for the standard set of parameters defined in section 5.1.

Due to a deeper gravitational potential, the early wind as well as the second wind occur later for more massive galaxies (see Fig. 2). The global iron production thus increases with the galaxy mass: from $1.3 \times 10^{-3} M_T$ to $2.0 \times 10^{-3} M_T$ for a $5 \times 10^9 M_{\odot}$ galaxy and a $5 \times 10^{12} M_{\odot}$ galaxy respectively. For the same reason the duration of the outflow is smaller and more massive galaxies lose less mass: 61 % for a $5 \times 10^9 M_{\odot}$ as compared to 46 % for $5 \times 10^{12} M_{\odot}$ galaxy. The ejected iron mass fraction is slightly larger, however, due to the higher SNII rate induced by a longer high-mass star formation phase and the final $M_{\text{Fe}}^{\text{ej}}/L_V$ ratio is nearly independent of the galaxy mass. The M/L ratio is nearly constant, it even slightly decreases with the galaxy mass: the slightly larger proportion of remnants due to a longer high-mass phase is compensated by a higher luminosity due to a younger stellar population.

Due to a higher metal production the final stellar metallicities increase with the galaxy mass: from 1.1 times solar to 1.6 times solar for Fe; from 1.9 time solar to 2.9 time solar for Mg, but the $[Mg/Fe]_*$ does not vary significantly. This is again a consequence of an enrichment dominated by SNII.

Thus if the model does predict an increase of metallicity with galaxy mass (or luminosity) it is clearly unable to account for a significant increase of the M/L and $[Mg/Fe]_*$ ratio. As discussed in section 3.2 the general increase of these ratios with mass is uncertain, however, should they be confirmed, our model as it stands would be rejected. One possibility would be

to increase the proportion of high-mass stars in the high-mass mode IMF for more massive galaxies (by varying either the slope or the low mass cut-off). However we checked that the effect is small on both the M/L and the $[Mg/Fe]_*$ ratio. The only way we see to account, in the framework of our model, for an increase of the $[Mg/Fe]_*$ ratio with mass would be to increase the role of SNIa (see case O). It would be larger for more massive galaxies due to a longer normal phase. However this sets two problems: first the ISM metallicities would be too large (see previous section) and it would predict a larger variation of the Fe stellar abundance than that of the Mg abundance, whereas the observations seem to indicate the contrary (see section 3.2.1).

Finally we considered the possibility that the galaxies may be embedded in a dark halo (case E-H, Table 2a,b). We assumed 10 times more mass in the dark halo than in the luminous component, with a typical radius of the dark matter 5 times that of the luminous component ($R = 10$ and $r_L/r_D = 0.2$ in Eq 13). The net effect is the same as obtained by increasing the galaxy mass which is not surprising: higher stellar metallicities and ejected iron mass fraction. Using the same standard set of parameters defined in section 5.1, somewhat too high stellar metallicities are obtained, but the increase is not drastic (typically 0.1 dex). The same small effect was noticed by Matteucci (1992) in the framework of her model. The final M_{Fe}^{ej}/L_V ratio are 20% smaller than in the case of no dark halo. More correct results can be easily obtained by changing slightly the mass loss parameter.

In the following discussion we will adopt the models A to D, which proved to account essentially for the observational constraints on elliptical galaxies we discussed in section 3.2.

7. The intra-cluster medium

To compute the total contribution of the winds to the ICM, we integrate the contribution of each galaxy, assuming that the luminosity distribution of the galaxies in a cluster follows the Schechter luminosity function (Schechter1976):

$$N(L)dL = N^* \exp(-L_V/L_V^*) L^{-\alpha} dL \quad (23)$$

where we adopt $\alpha = 1.25$ and a break luminosity $L_V^* = 4.5 \times 10^{10} L_\odot$. This integration is trivial, as shown by Arnaud et al. (1992) if the quantity considered (e.g. ejected gas mass) is a power law of the (present) visible luminosity of the galaxy:

$$M_X = M_X^* \left[\frac{L_V}{L_V^*} \right]^\alpha \quad (24)$$

where M_X^* is the value obtained for a galaxy of luminosity L_V^* . In that case the ratio of this quantity integrated over the cluster population to the total cluster luminosity, L_V , is:

$$\frac{M_X}{L_V} = \frac{M_X^*}{L_V^*} \frac{\Gamma(-\alpha + a + 1)}{\Gamma(-\alpha + 2)} \quad (25)$$

Such a power law correctly fits the results obtained for different initial galaxy masses (section 6 and table 2a,b; cases A-D), as shown on Fig. 6 where the ejected gas and iron mass are plotted versus the final luminosity of the galaxy. We obtained an ejected gas mass of $8.4 L_V^*$ (M_\odot/L_\odot) for

the galaxy corresponding to the break and a power index of $a = 0.92$; the corresponding values for the ejected iron mass are $1.86 \times 10^{-2} L_V^*$ (M_\odot/L_\odot) and $a = 1.00$.

The final ratio of ejected gas mass over total cluster luminosity is then:

$$\frac{M_{gas}^{ej}}{L_V} = 9.3 \frac{M_\odot}{L_\odot} \quad (26)$$

and the ratio of ICM iron mass to luminosity is:

$$\frac{M_{Fe}^{ICM}}{L_V} = 2 \times 10^{-2} \frac{M_\odot}{L_\odot} \quad (27)$$

The contribution of all the cluster galaxies to the ICM enrichment is perfectly consistent with the observational data (Eq. 1), as was expected from the value of iron mass ejected by the typical elliptical studied in section 5. This is not surprising since the ejected iron mass appears to be proportional to the luminosity ($a = 1.00$).

Although our model predicts more mass loss than others, we confirm that most of the gas must be of primordial origin, as already found by previous authors (Matteucci & Vettolani 1988; David et al., 1991b; Arnaud et al. 1992). From Eq 26 and Eq 2 we deduce a mean proportion of primordial gas in the ICM of 70%, ranging from $\approx 50\%$ for groups of galaxies to $\approx 80\%$ for rich clusters. As a consequence, one can easily understand the observed decrease of the iron abundance with the cluster temperature (or richness), first shown by Hatsukade (1989), as a consequence of the larger dilution of the processed gas ejected by the cluster galaxies in rich clusters. This dilution effect was already found in previous models (David et al. 1991b; Arnaud et al. 1992).

Finally as expected in a model based on an enrichment by SNII, we obtain an α element to iron ratio above solar in the ICM:

$$\begin{aligned} (O/Fe) &= 2.1 (O/Fe)_\odot \\ (Si/Fe) &= 1.3 (Si/Fe)_\odot \\ (Mg/Fe) &= 1.8 (Mg/Fe)_\odot \end{aligned}$$

This is in agreement with the observations of Canizares et al (1982, 1988) but these observations should still be confirmed. Unfortunately this requires the temperature to be low enough for the elements below Fe not to be completely ionised; this is the case in groups or in the cooling flows present at the center of some clusters. ASCA has the sensitivity and spectral resolution necessary to perform such measurements, and will provide a crucial test on the respective roles of SNIa and SNII in the enrichment of the ICM.

8. Conclusion

We showed that a bimodal star formation model, where only high-mass stars are created in a violent star formation phase in the initial stage of evolution, can be applied to elliptical galaxies, considered as responsible for the iron enrichment of the ICM. The idea of a truncated IMF is supported by observations of starburst galaxies, where the star formation activity seems to be linked with the proportion of high-mass stars. The model favor SNII as the major contributors for both the Fe production and heating of the ISM of the underlying galaxies, at the expense of SNIa. Most of the iron production is due to the

massive stars created in the early burst phase. The advantage of such a model is to provide a fast and large concentration both in space and time of SNII, which induces a large outflow of enriched gas towards the ICM. Part of the iron is ejected in the ICM during this wind phase and the remaining iron is locked afterwards in the later generations of star created with a normal IMF.

The ICM iron mass per unit luminosity of member galaxies ($2 \times 10^{-2} M_{\odot}/L_{\odot}$) is reproduced, together with other observed quantities of present elliptical galaxies (M/L , $[Mg/Fe]_{*}$, higher than solar, stellar and ISM metallicities, remaining gas fraction) for reasonable values of the parameters (astration rate in the burst phase and in the quiescent phase, mass loss rate during the wind phase).

Even if the present luminosity comes from a stellar population completely different from the stellar population which has created the iron ejected in the ICM, we showed that the total iron mass to light ratio in clusters, *together with* the ICM iron mass over stellar iron mass ratio, is a strong constraint. The share of the iron produced between present stars and the ICM is determined by the mass loss, as well as the present day luminosity (or mass) as compared to the initial mass. A key factor is thus the total mass lost during the wind. It must be $\approx 50\%$ in order to insure the observed even share between present stars and the ICM, as determined by the observed M_{Fe}^{ej}/M_{Fe}^{*} ratio. A strong point of the model is that once the mass loss is consistent with this observation, a correct value for the other fundamental quantity which is the total iron mass over luminosity ratio is obtained. This is because the model fundamentally gives a correct total iron mass production per unit initial mass of the galaxy. We found that this quantity is very robust with respect to the astration rates: it is determined by the quantity of gas processed during the high mass phase, which is regulated by the occurrence of the wind, multiplied by the global yield of the truncated IMF. This further supports our choice of this type of IMF.

The evolution depends on the galaxy mass due to the deeper gravitational potential for larger galaxies. A possible weak point of the model is that, although metallicities increase with galaxy mass, other quantities (Mg/Fe and M/L) vary only slightly.

It is concluded, as in previous works, that most of the cluster gas ($\approx 80\%$, for rich clusters) is of primordial origin, which explains the decrease of iron abundance with cluster temperature, itself related to the richness of the cluster. A decisive test for the model will be given by the observational determination of the abundances ratios in clusters of Si, O or Mg over Fe that we predict to be larger than solar by respectively a factor of 1.3, 1.7 and 2.1. Such observations, possible in poor clusters or in cooling flows with X-ray missions like ASCA or XMM, will be determinant in the next years.

Acknowledgements. We are very grateful to M.Cassé and N.Prantzos for very fruitful discussion and careful reading of the manuscript. N.Prantzos kindly provided us with his numerical code for galaxy chemical evolution.

References

- Anders, E., Grevesse, N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197
- Arimoto, N., Yoshii, Y., 1986, *A&A* 164, 260
- Arimoto, N., Yoshii, Y., 1987, *A&A* 173, 23 ; See Erratum in 1989, *A&A* 224, 361
- Arnaud, M., Rothenflug, R., Boulade, O., Vigroux, L., Vangioni-Flam, E., 1992, *A&A* 254, 49
- Arnaud et al., 1994, in preparation
- Bender, R., Burstein, D., Faber, S.M., 1992, *ApJ* 399, 462
- Bender, R., Burstein, D., Faber, S.M., 1993, *ApJ* 411, 153
- Bertin, G., Saglia, R.P., Stiavelli, M., 1992, *ApJ* 384, 423
- Böhm-Vitense, E., 1981, *ARA&A* 14, 43
- Bregman, J.N., Hogg, M.S., Roberts, M.S., 1992, *ApJ* 387, 484
- Briel, U., Henry, J., Bhringer, H., 1992, *AA* 259, L31
- Bruzual, G.A., 1983, *ApJ* 273, 105
- Buzzoni, A., Gariboldi, G., Mantegazza, L., 1992, *A&A* 103, 1814
- Canizares, C.R., Clark, G.W., Jernigan, J.G., Markert, T.H., 1982, *ApJ* 262, 33
- Canizares, C.R., Markert, T.H., Donahue, M.E., 1988, in *Cooling Flows in Clusters and Galaxies*, (ed.) A.C. Fabian (Dordrecht:Kluwer), p. 63
- Cappellaro, E., Turatto, M., Benetti, S., Yu, D., Tsvetkov, D.Y., Bartunov, O.S., Makarova, I.N., 1993, *A&A* 273, 383
- Charlot, S., Ferrari, F., Mathews, G.J., Silk, J., 1993, *ApJ* 419, L57
- Chincarini, G., 1984, *Adv.Space.Res.* 3, 393
- Ciotti, L., D'Ercole, A., Pellegrini, S., Renzini, A., 1991, *ApJ* 376, 380
- Cox, D.P., 1972, *ApJ* 178, 159
- David, L., Arnaud, K., Forman, W., Jones, C., 1990a, *ApJ* 356, 32
- David, L., Forman, W., Jones, C., 1990b, *ApJ* 359, 29
- David, L., Forman, W., Jones, C., 1991a, *ApJ* 369, 121
- David, L., Forman, W., Jones, C., 1991b, *ApJ* 380, 39
- De Carvalho, R.R., Djorgovski, S., 1992, *ApJ* 389, L49
- Djorgovski, S., Davis, M., 1987, *ApJ* 313, 59
- Doane, J., Mathews, W.G., 1993, *ApJ* 419, 573
- Edge, A., Stewart, G., 1991, *MNRAS* 252, 414
- Elbaz, D., Arnaud, M., Cassé, M., Mirabel, I.F., Prantzos, N., Vangioni-Flam, E., 1992, *A&ALetters* 265, L29
- Ferrini, F., Poggianti, B.M., 1993, *ApJ* 410, 44
- Fich, M., Hodge, P., 1993, *ApJ* 415, 75
- Flower, P.J., 1977, *A&A* 54, 31
- Forman, W., Jones, C., Tucker, W., 1985, *ApJ* 293, 102
- Forman, W., Jones, C., David, L., Franx, M., Makishima, K., Ohashi, T., 1993, *ApJ* 418, L55
- François, P., Vangioni-Flam, E., Audouze, J., 1990, *ApJ* 361, 487
- Hatsukade, I., 1989, PhD Thesis, ISAS RN 435
- Hattori, M., Terasawa, N., 1993, *ApJ* 406, L55
- Henriksen, R.N., 1991, *ApJ* 377, 500
- Henry, J., Briel, U., Nulsen, P., 1993, *AA* 271, 413
- Hughes, J., Butcher, J., Stewart, G., Tanaka, Y., 1993, *ApJ* 404, 611
- Iben, I., Tutukov, A., 1984, *ApJ* 284, 719
- Ikebe, Y., Ohashi, T., Makishima, K., Tsuru, T., Fabbiano, G., Kim, D., Trinchieri, G., Hatsukade, I., Yamashita, K., Kondo, H., 1992, *ApJ* 384, L5
- Koyama, K., Takano, S., Tawara, Y., 1991, *Nature* 350, 136
- Larson, R., 1986, *MNRAS* 218, 409
- Lauer, T.R., 1985, *ApJ* 292, 104
- Maeder, A., Maynet, G., 1989, *A&A* 210, 155
- Matteucci, F., Greggio, L., 1986, *A&A* 154, 279
- Matteucci, F., Tornambé, A., 1987, *A&A* 185, 51

Matteucci, F., Vettolani, G., 1988, *A&A* 202, 21
 Matteucci, F., 1992, *ApJ* 397, 32
 Matteucci, F., 1993, ESO preprint 921, to appear in the proceedings of the Kiel conference on Panchromatic View of Galaxies: their evolution puzzle
 Nomoto, K., Thielemann, F.K., Yokoi, K., 1990, *Astr.Ap.* 245, 57
 Ostriker, J.P., 1980, *Comm.Astrophys.* 8, 177
 Ponman, T., Bertram, D., Church, M., Eyles, C., Watt, M., Skinner, G., Willmore, A., 1990, *Nature* 347, 450
 Poveda, A., 1958, *Bol.Obs. Tonantzitla Tacubaya* 17, 3
 Prantzos, N., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., 1993, *ApJ* 403, 630
 Renzini, A., Voli, M., 1981, *AA* 94, 175
 Renzini, A., Ciotti, L., D'Ercole, A., Pellegrini, S., 1993, *ApJ* 419, 52
 Rieke, G.H., Loken, K., Rieke, M.J., Tamblyn, P., 1993, *ApJ* 412, 99
 Saglia, R.P., Bertin, G., Stiavelli, M., 1992, *ApJ* 384, 433
 Rothenflug, R., Arnaud, M., 1985, *A&A* 144, 431
 Rowan-Robinson, M., Broadhurst, T., Lawrence, A., McMahon, R.G., Lonsdale, C.J., Oliver, S.J., Taylor, A.N., Hackling, P.B., Conrow, T., Saunders, W., Ellis, R.S., Efsthathiou, G.P., Condon, J.J., 1991, *Nature* 351, 719
 Saito, M., 1979, *PASJ* 31, 181
 Sarazin, C., 1988, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press
 Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., 1992, *A&AS* 96, 269
 Schechter, P., 1976, *ApJ* 203, 297
 Schwarz, R., Edge, A., Voges, W., Bhringer, H., Ebeling, H., Briel, U.G., 1992, *AA* 256, L11
 Serlemitsos, P.J., Loewenstein, M., Mushotzky, R.F., Marshall, F.E., Petre, R., 1993, *ApJ* 413, 518
 Silk, J., 1993, in *The Feedback of Chemical Evolution on the Stellar Content of Galaxies*, (eds.) D.Alloin and G. Stasin-ska, p. 299
 Tammann, G.A., 1982, in *Supernovae: A Survey of Current Research*. Rees M.J., Stoneham R.J. (eds.) Reidel, Dordrecht p.371
 Thielemann, F.K., Nomoto, K., Yokoi, K., 1986, *A&A* 158,17
 Thielemann, F.K., Nomoto, K., Shigeyama, T., Tsujimoto, T., Hashimoto, M., 1992, in *Elements and the Cosmos*, (ed.) R.J. Terlevitch, B.E.J. Pagel, R. Carswell and M. Edmunds, Cambridge Univ. Press, p. 68
 Tinsley, B.M., 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics* 5, 287
 Tsuru, T., 1993, *phD Thesis*, ISAS RN 528
 Vader, J.P., 1986, *ApJ* 306, 390
 Vader, J.P., 1987, *ApJ* 317, 128
 White, S.D.M., 1980, *MNRAS* 191, 1
 White, R., 1991, *ApJ* 367, 69
 Woosley, S.E., 1990, in *Les Houches Lectures on Supernovae*, to appear
 Wright, G.S., Joseph, R.D., Robertson, N.A., James, P.A., Meikle, W.P.S., 1988, *MNRAS* 233, 1
 Worthey, G., Faber, S.M., Gonzalez, J.J., 1992, *ApJ* 398, 69

Figure Captions

Figure 1:

Time variation of the SNII rate (dotted curve) and Star Formation Rate (full curve) for a galaxy of initial mass $M_T = 5 \times 10^{11} M_\odot$ and $(\nu_1, \nu_2, \alpha) = (40, 18, 2) \text{ Gyr}^{-1}$.

Figure 2:

Time variation with time of the gravitational binding energy of the gas (full line) as compared to its thermal energy (dotted line) for different galaxy mass.

Figure 3:

Variation with time of the mass fractions in the different components. Same galaxy mass and model parameters as in Figure 1. Heavy full line: galaxy mass as compared to the initial mass, $M_{Gal}(t)/M_T$. Full line: gas mass fraction inside the galaxy $M_{gas}(t)/M_{Gal}(t)$. Dashed line: living stellar mass fraction $M_*(t)/M_{Gal}(t)$. Dotted line: remant mass fraction $M_{rem}(t)/M_{Gal}(t)$. The thin vertical lines mark the different evolution phases : I = early burst phase; II = wind phase; III = quiescent star formation phase; IV = no star formation.

Figure 4:

Variation with time of the iron mass fractions. Same galaxy mass and model parameters as in Figure 1. Heavy full line: total iron mass fraction inside the system $M_{Fe}(t)/M_T$. Dotted line: iron mass fraction ejected outside the galaxy $M_{Fe}^{ej}(t)/M_T$. Dashed line: iron mass fraction in the stellar component $M_{Fe}^*(t)/M_T$. Full line: iron mass fraction in the Interstellar Medium $M_{Fe}^{ISM}(t)/M_T$

Figure 5:

Time variation of the Mg and Fe abundances relative to solar in the ISM. Same galaxy mass and parameters as in Figure 1.

Figure 6:

Same as Figure 5 for the stellar component.

Figure 7:

Gas mass (full line) and iron mass (dotted line) ejected in the intra cluster medium versus the present visible luminosity of the galaxy. The four points correspond to the model case A to D (see table 2a and 2b). The line is the best fit to the results.

Table 2. a Model parameters

Case	M_G M_\odot	ν_1 Gyr^{-1}	α Gyr^{-1}	ν_2 Gyr^{-1}	r_{SNI} SNU	s	Dark Halo
A	$5 \cdot 10^9$	40	18	2	0.25	0	no
B	$5 \cdot 10^{10}$	40	18	2	0.25	0	no
C	$5 \cdot 10^{11}$	40	18	2	0.25	0	no
D	$5 \cdot 10^{12}$	40	18	2	0.25	0	no
E	$5 \cdot 10^9$	40	18	2	0.25	0	yes
F	$5 \cdot 10^{10}$	40	18	2	0.25	0	yes
G	$5 \cdot 10^{11}$	40	18	2	0.25	0	yes
H	$5 \cdot 10^{12}$	40	18	2	0.25	0	yes
I	$5 \cdot 10^{11}$	25	18	2	0.25	0	no
J	$5 \cdot 10^{11}$	100	18	2	0.25	0	no
K	$5 \cdot 10^{11}$	40	8	2	0.25	0	no
L	$5 \cdot 10^{11}$	40	28	2	0.25	0	no
M	$5 \cdot 10^{11}$	40	18	1	0.25	0	no
N	$5 \cdot 10^{11}$	40	18	8	0.25	0	no
O	$5 \cdot 10^{11}$	40	18	2	1	1	no

Table 2 b Model Results

Case	Wind characteristics						Galaxy present characteristics							
	t_{w1} Myrs	Δt_{w1} Myrs	t_{w2} Gyrs	f_{wind}	M_{Fe} M_\odot	(O/Fe) $(O/Fe)_\odot$	L_v L_\odot	M/L_v $(M/L)_\odot$	f_* %	f_{rem} %	f_{ISM} %	$[Fe/H]_*$	$[Mg/H]_*$	$(Fe/H)_{\text{ISM}}$ $(Fe/H)_\odot$
A	14.0	45.0	1.40	0.61	$4.33 \cdot 10^6$	2.2	$2.26 \cdot 10^8$	8.7	65	27	8	0.06	0.29	2.0
B	16.1	38.6	1.75	0.54	$4.50 \cdot 10^7$	2.2	$2.72 \cdot 10^9$	8.5	65	27	7	0.12	0.35	2.2
C	20.5	36.5	2.14	0.51	$5.49 \cdot 10^8$	2.1	$2.88 \cdot 10^{10}$	8.5	64	30	6	0.16	0.41	2.4
D	25.0	32.5	2.67	0.46	$6.08 \cdot 10^9$	2.0	$3.18 \cdot 10^{11}$	8.4	64	31	5	0.21	0.47	2.6
E	18.3	36.5	1.96	0.52	$4.91 \cdot 10^6$	2.1	$2.87 \cdot 10^8$	8.4	65	28	7	0.15	0.39	2.3
F	22.8	34.5	2.40	0.49	$5.81 \cdot 10^7$	2.1	$3.02 \cdot 10^9$	8.5	64	30	6	0.19	0.44	2.5
G	28.4	28.5	2.98	0.42	$6.19 \cdot 10^8$	2.0	$3.50 \cdot 10^{10}$	8.3	64	31	5	0.25	0.51	2.7
H	35.1	15.2	3.38	0.25	$4.39 \cdot 10^9$	2.1	$4.62 \cdot 10^{11}$	8.1	66	30	4	0.37	0.61	3.2
I	41.8	14.5	2.20	0.27	$2.88 \cdot 10^8$	2.2	$4.75 \cdot 10^{10}$	7.7	68	25	7	0.26	0.51	2.5
J	7.79	46.5	2.27	0.59	$7.23 \cdot 10^8$	2.1	$2.22 \cdot 10^{10}$	9.3	60	35	5	0.06	0.26	2.3
K	20.5	28.1	2.19	0.24	$2.56 \cdot 10^8$	2.3	$4.91 \cdot 10^{10}$	7.8	70	23	7	0.24	0.49	2.4
L	20.5	40.1	2.38	0.69	$7.54 \cdot 10^8$	2.0	$1.60 \cdot 10^{10}$	9.7	54	41	5	-0.10	0.22	2.3
M	20.5	36.5	5.58	0.50	$5.34 \cdot 10^8$	2.1	$3.34 \cdot 10^{10}$	7.5	67	30	3	0.19	0.43	2.8
N	20.5	36.5	0.45	0.55	$5.70 \cdot 10^8$	2.1	$2.35 \cdot 10^{10}$	9.6	58	31	11	0.16	0.40	2.0
O	20.5	36.5	2.04	0.51	$5.81 \cdot 10^8$	2.0	$2.82 \cdot 10^{10}$	8.6	64	30	6	0.30	0.41	8.5

Fig 1

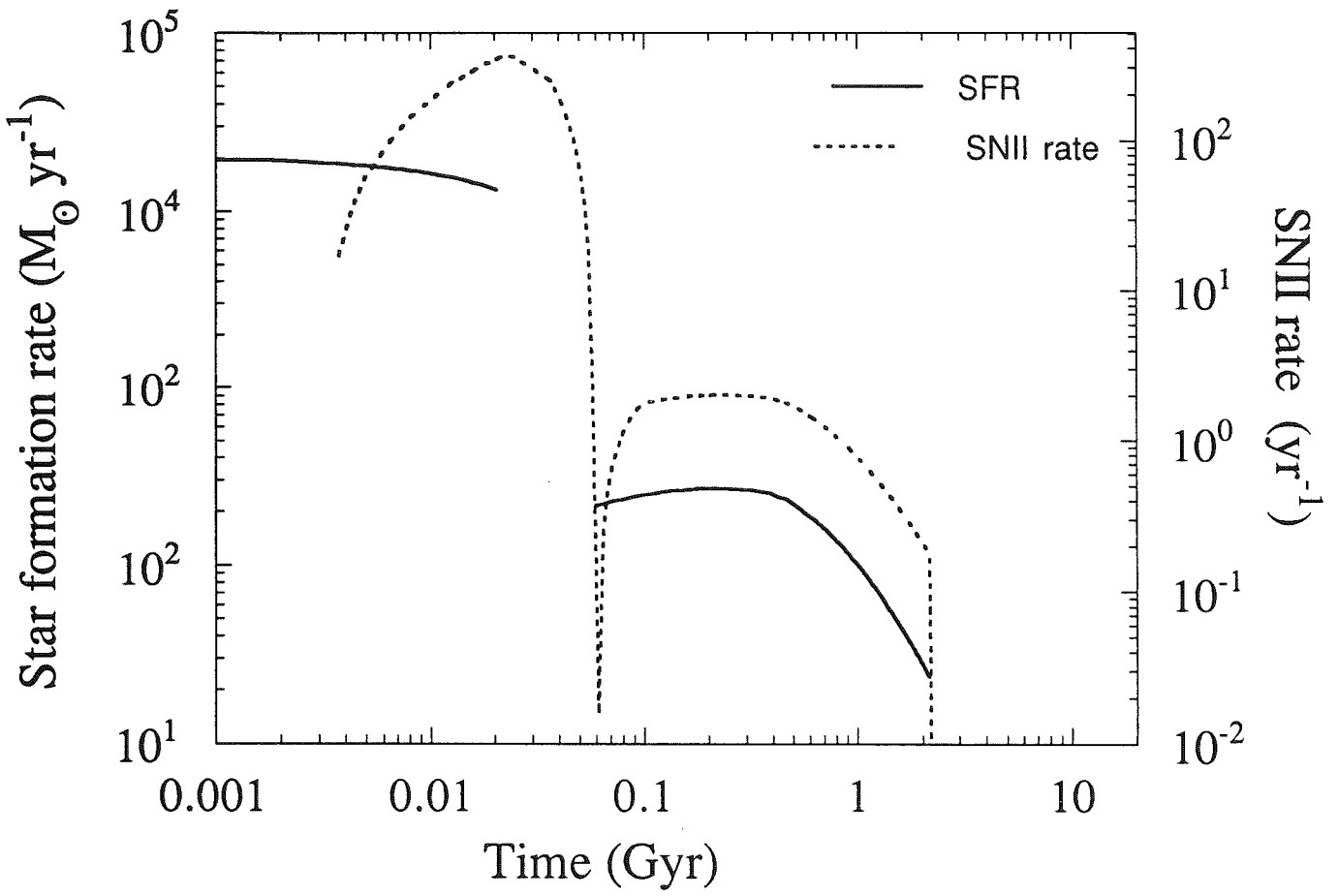


fig 2

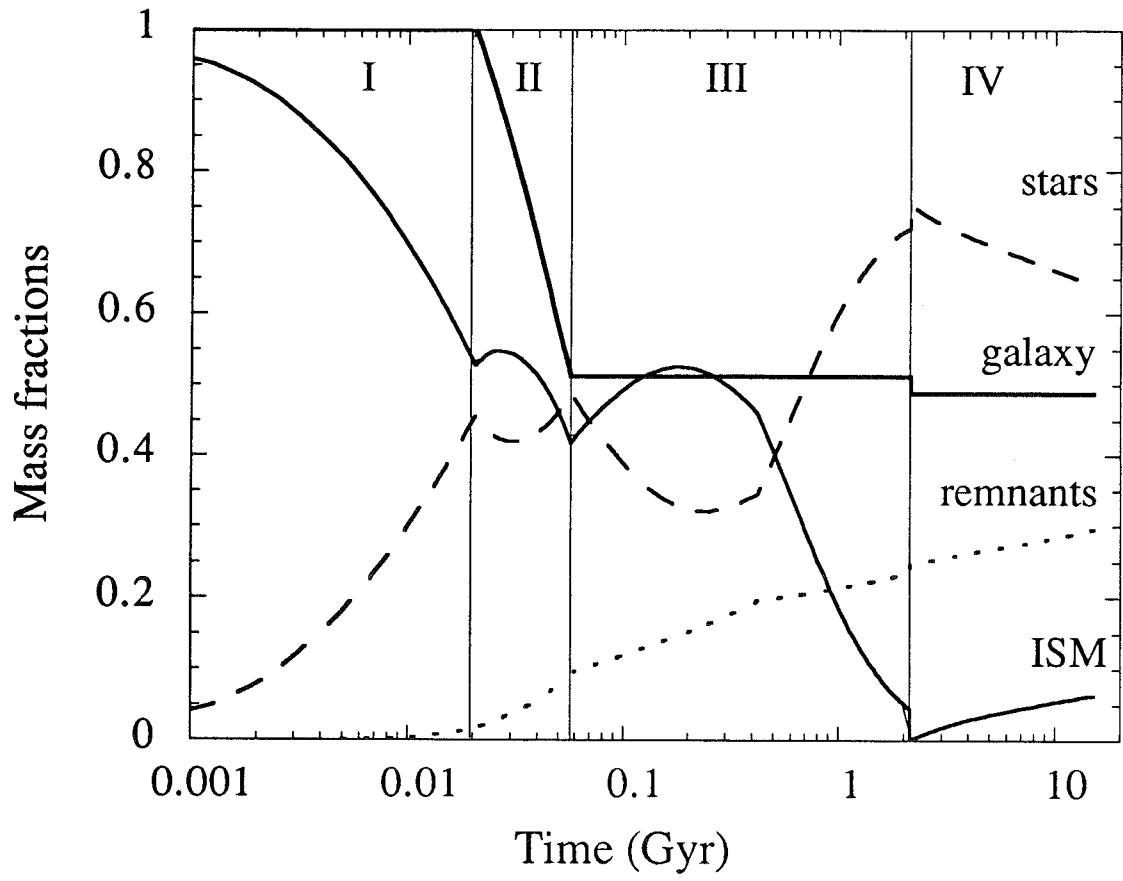


fig 3

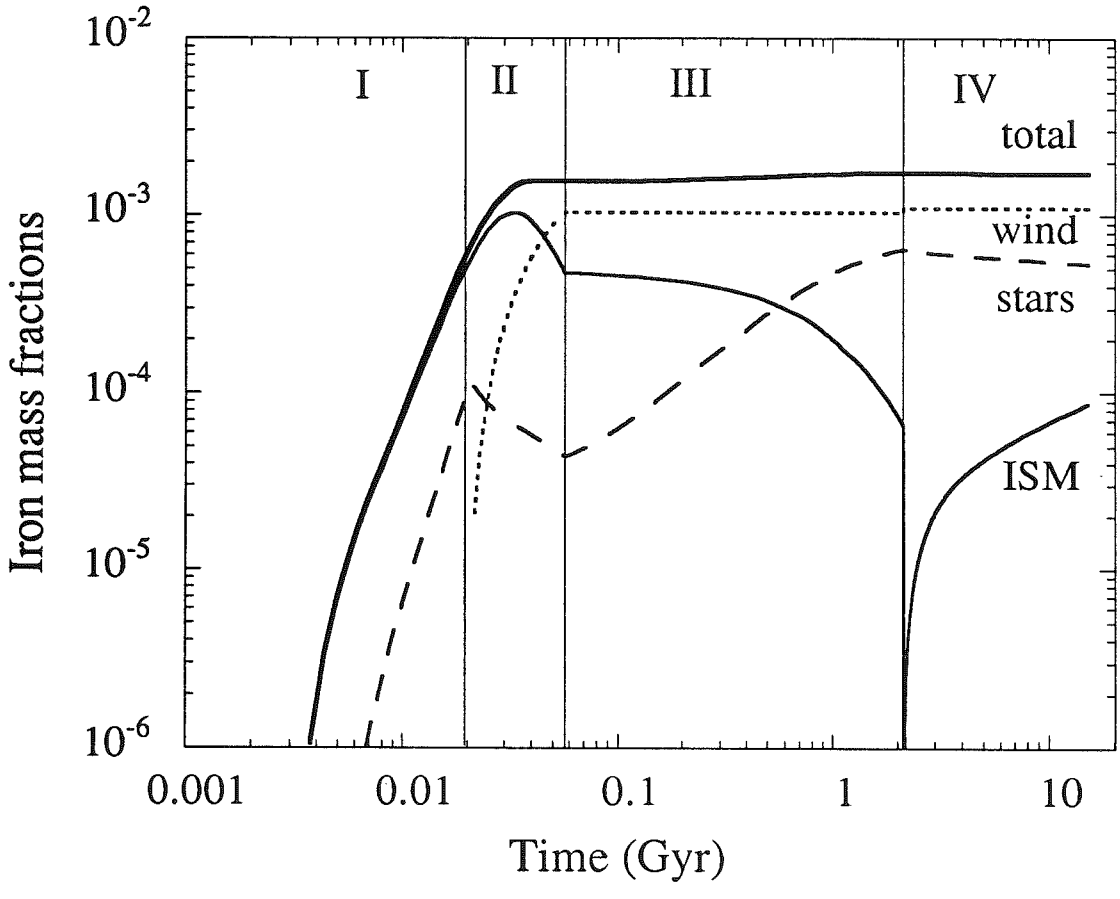


fig 4

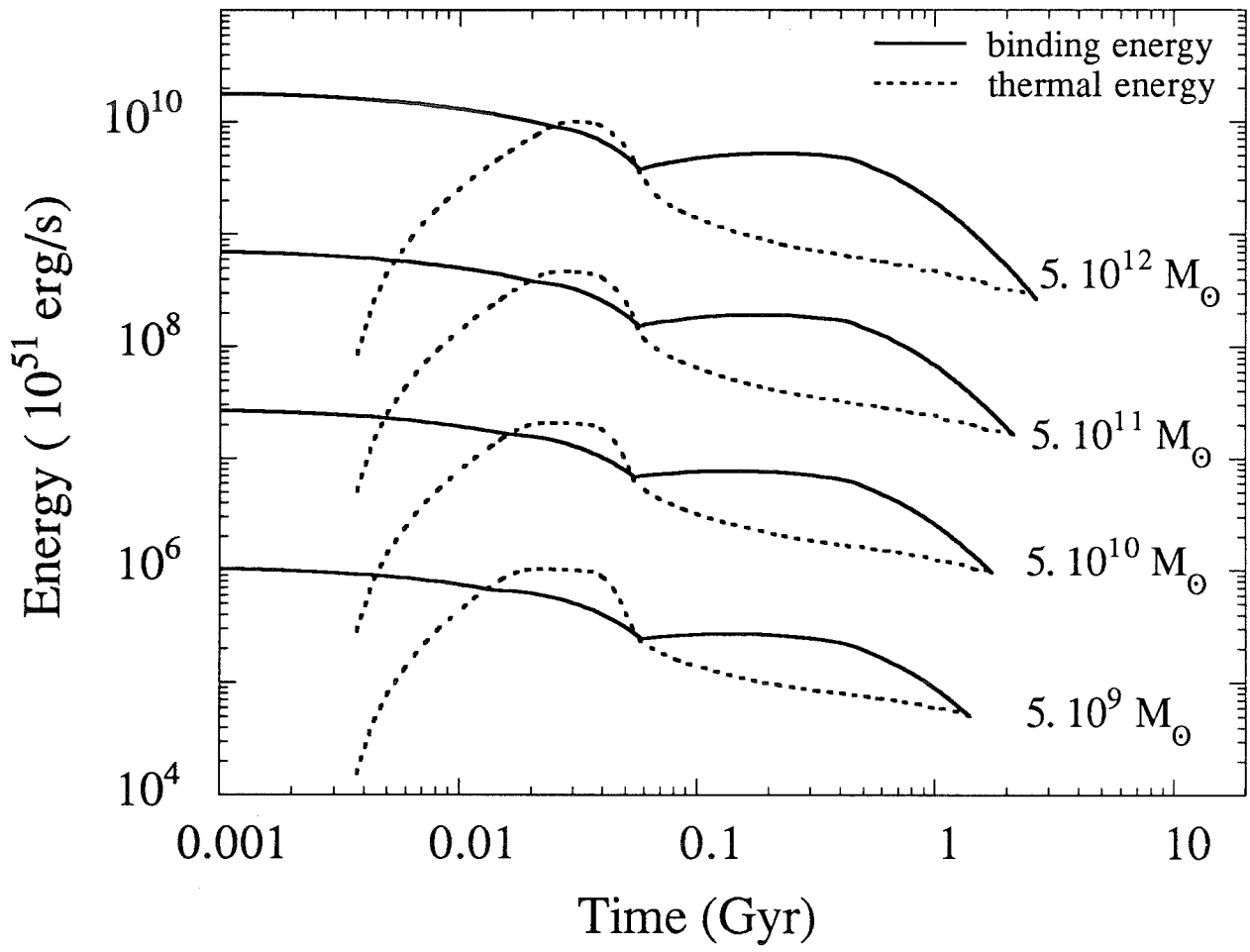


fig 5

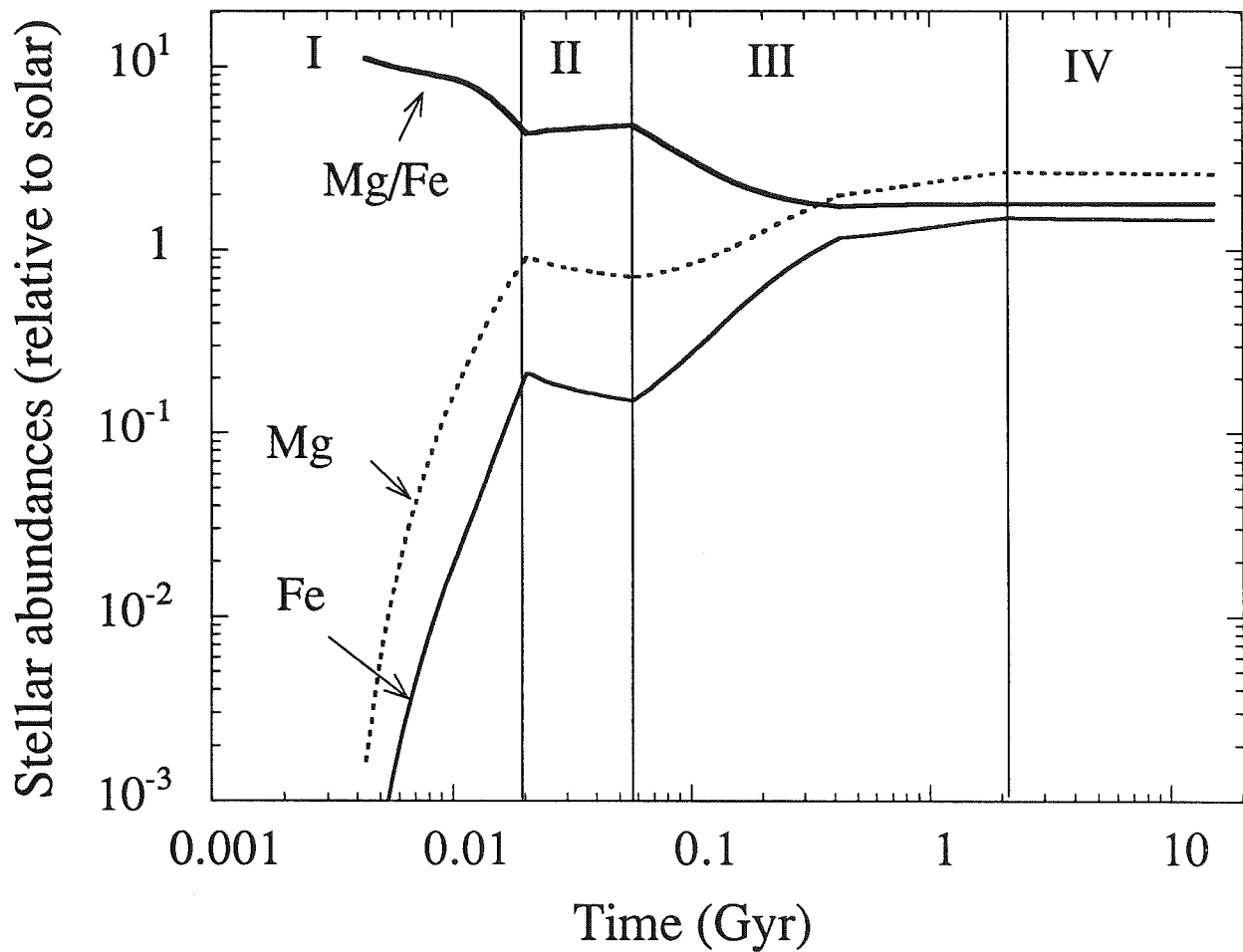


fig 6

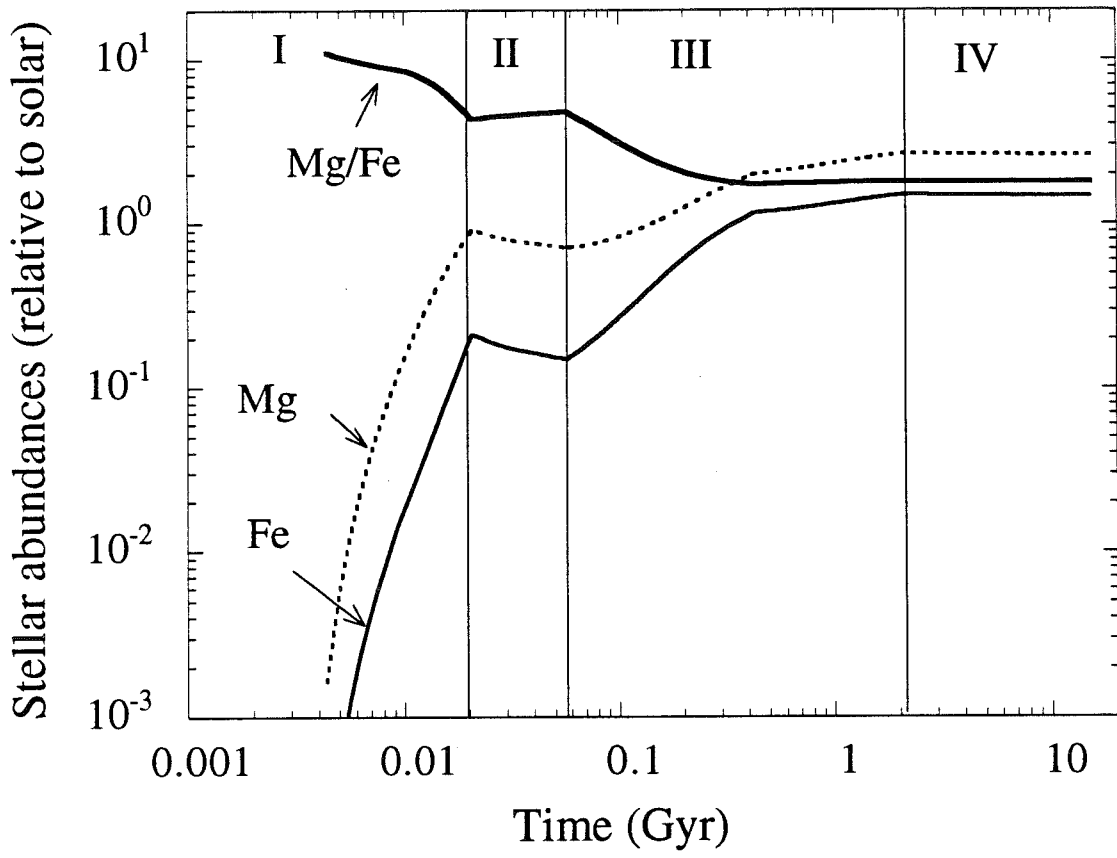
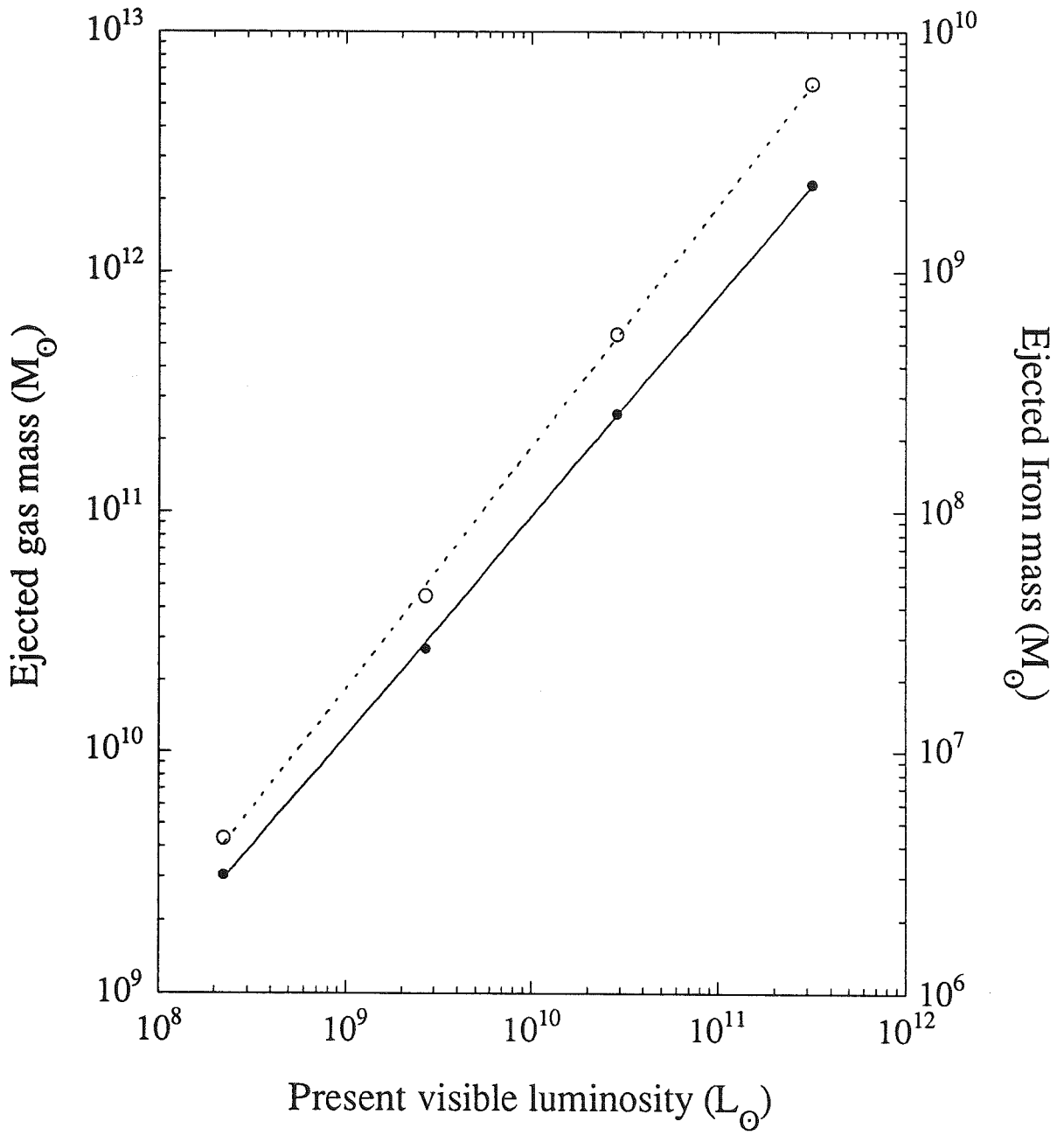


fig 7



Chapitre III:

Masse de gaz et masse cachée

"L'esprit de la vallée ne peut mourir
Mystérieux féminin.

Du coeur de cette mystérieuse obscurité
Sort la racine du Ciel et de la Terre

Sans cesse elle croît
Invisible, sans effort"

Tao Te King,

Lao Tseu

III.MASSE DE GAZ ET MASSE CACHEE

III.1.Intérêt de la détermination des différentes masses caractéristiques des amas

Les amas de galaxies comportent trois composantes: les galaxies visibles en optique, le gaz intra-amas visible en X et la matière noire dont la nature est inconnue. Nous avons déjà vu l'intérêt d'une bonne détermination de la masse de gaz (et de la masse de fer) par rapport à la masse des galaxies pour la problématique de l'enrichissement du milieu intra-amas et de son origine.

La connaissance de la masse totale des amas est essentielle pour tester les modèles de formation des grandes structures et les paramètres cosmologiques. Les modèles cosmologiques prédisent le nombre d'amas par unité de masse à un redshift donné $N(m,z)$ qui est une fonction décroissante de la masse: les amas pauvres proviennent de fluctuations de densité primordiales moins grandes et plus nombreuses, tandis que les amas riches proviennent de fluctuations de densité plus grandes et plus rares. La forme de la distribution en masse est donc très sensible au spectre des fluctuations initiales (généralement suppose en loi de puissance $p(k) \propto k^n$ avec $n < 0$). Dans les modèles de formation hiérarchique des structures les petites structures se forment d'abord et on s'attend à voir moins d'amas très massifs à grand redshift. Cet effet d'évolution est d'autant plus sensible que Ω ($=\rho/\rho_c$), le paramètre de densité de l'univers est grand. Pour l'instant il existe peu d'amas pour lesquels une estimation suffisamment précise ait été faite pour pouvoir réellement construire une fonction de masse des amas et essayer de contraindre n et Ω (ainsi qu'un autre paramètre important des modèles qu'est le paramètre de biais b , qui caractérise la distribution relative de matière visible et de matière noire). De fait, ce type d'étude est fondée sur la distribution de température des amas (Henry & K.Arnaud 1991; Oukbir & Blanchard 1992; Bartlett & Silk 1993), ou encore plus indirectement sur la fonction de distribution en luminosité X (Edge et al. 1990; Gioia et al. 1990). La fonction de distribution en température peut être reliée théoriquement à la fonction de masse en supposant les amas virialisés ($T \propto M/R$) et en faisant des hypothèses sur leur taille caractéristique R , qui dépend d'ailleurs de l'époque de formation via la densité moyenne de l'univers à cette époque. A l'inverse, Bahcall et Cen (1993) ont construit une fonction de masse "observée" à partir de l'hypothèse d'isothermalité (pour le gaz et les galaxies), normalisée empiriquement, à partir d'amas pour lesquels une estimation de masse était disponible. Les observations actuelles sur les amas semblent plutôt indiquer des indices n de l'ordre de -2, et en conjonction avec d'autres observations des faibles valeurs de Ω (références citées ci-dessus).

Il est tout aussi important de déterminer la masse visible (gaz + galaxies) par rapport à la masse totale. En effet, si l'on se place dans l'hypothèse d'une matière noire froide (CDM), les modèles de formation des grandes structures prédisent qu'il n'y a pas de ségrégation dans la distribution de la matière à l'échelle des amas (White et al. 1993). Si l'on suppose donc que la proportion de matière baryonique dans les amas est la même que partout dans l'univers, le rapport de la masse visible à la masse totale d'un amas donne alors une limite inférieure (limite inférieure car une partie de la matière cachée pourrait être baryonique) au rapport de la densité de matière baryonique à la densité totale de l'univers, $\Omega_{\text{baryonique}}/\Omega$. D'autre part, les résultats de la nucléosynthèse primordiale limitent strictement

la valeur de la densité de matière baryonique $\Omega_{\text{baryonique}} = 0.05 \pm 0.01$ (Walker et al. 1991), où $\Omega_{\text{baryonique}} = \rho_{\text{baryonique}}/\rho_c$ est le rapport de la densité baryonique à la densité critique de l'univers (densité nécessaire pour avoir un univers fermé), ce qui permet finalement de donner une limite supérieure à la densité de l'univers. Cette analyse a été réalisée dans le cas d'un petit nombre d'amas pour lesquels des estimations précises sur la masse totale et la masse visible étaient possibles (A2256, Henry et al. 1993; Coma, Briel et al. 1992). Elle semble indiquer que $\Omega < 0.2$, donc inférieur à la valeur de 1 du modèle CDM standard (inflationnaire). Il est bien sûr possible de rendre compatible la formation des grandes structures avec la borne supérieure donnée à Ω par le contenu baryonique des amas de galaxies, en faisant intervenir une nouvelle composante, la matière noire chaude, dans des modèles mixtes matière noire froide+chaude (David et al. 1993a).

Les rapports en masse de ces trois composantes d'amas; galaxies, gaz intra-amas et masse cachée; donnent aussi des informations sur leur formation. David et al. (1993a) ont montré à l'aide d'observations ROSAT, que le rapport M_{tot}/L est une constante ($M_{\text{tot}}/L \approx 100-150 M_{\odot}/L_{\odot}$) des galaxies aux amas les plus riches, ce qui remet en cause les estimations réalisées à l'aide des seules observations optiques, pour lesquelles le contenu en matière noire serait largement supérieur pour les amas que pour les galaxies ($(M_{\text{tot}}/L)_{\text{amas}} \approx 300 M_{\odot}/L_{\odot}$, en supposant une distribution des vitesses des galaxies isotrope). La composante "noire" des amas pourrait donc provenir des halos de matière noire galactique arrachés par fusion hiérarchique des petites vers les grandes structures (David et al. 1993a). Au contraire, la fraction de gaz observable variant depuis 2% pour les galaxies elliptiques, à 10% pour les groupes et 20-30% pour les amas riches, la proportion de matière lumineuse augmente avec la taille des structures. D'autre part, on reste loin de la valeur attendue dans le cas d'un univers à densité critique ($\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1$): $M_{\text{tot}}/L = 1200 h_{50} M_{\odot}/L_{\odot}$.

Il est donc fondamental de déterminer au mieux la quantité de gaz, en particulier son extension, et de masse totale contenue dans un amas. Ceci implique une bonne sensibilité en imagerie X (pour la détermination de la masse de gaz) et en principe de la vraie spectro-imagerie (les profils en température et en densité permettent de déterminer la masse totale d'un amas en supposant le gaz en équilibre hydrostatique dans le potentiel total, cf §III.3.). Nous verrons cependant qu'une estimation raisonnable de la masse totale peut être obtenue en combinant des données d'imagerie de très bonne qualité à des données spectroscopiques globales précises, s'étendant sur un large domaine d'énergie. Nous présentons ici une analyse détaillée de l'amas A2163, réalisée en combinant des données obtenues avec ROSAT avec celle obtenues précédemment avec GINGA. Cet amas, dont la température est extrêmement élevée (Arnaud et al. 1992) en lui-même est d'un intérêt cosmologique car il permet de mieux contraindre la queue de la fonction de température des amas et donc en particulier l'indice n des fluctuations (Arnaud et al. 1992, Oukbir et Blanchard 1992, Bartlett et Silk 1993). Dans le paragraphe suivant nous nous attacherons plus particulièrement à l'analyse en imagerie: après un bref rappel sur le principe de la détermination de la masse de gaz et une discussion des hypothèses sous-jacentes, nous présentons les spécificités des données ROSAT et les résultats principaux obtenus sur A2163. Le problème de la détermination de la masse totale, et son application à A2163, sera présenté dans une deuxième partie.

III.2. Distribution du gaz et détermination de sa masse

III.2.1. Le modèle

III.2.1.a Le modèle β

Distribution du gaz

Si les galaxies de l'amas considéré sont à l'équilibre dans le potentiel total de l'amas, supposé à symétrie sphérique, on peut écrire:

$$\frac{1}{n_{gal}} \frac{d(n_{gal} \sigma_r^2)}{dr} + 2 \frac{\sigma_r^2 - \sigma_t^2}{r} = - \frac{GM_{tot}(r)}{r^2} \quad \text{Eq III.1}$$

où $n_{gal}(r)$ est la densité en nombre des galaxies, $\sigma_r(r)$ et $\sigma_t(r)$ les dispersions de vitesses des galaxies à chaque rayon dans les directions radiale et tangentielle, et $M_{tot}(r)$ la masse totale à l'intérieur d'un rayon r .

On peut appliquer la même équation au MIA, supposé lui aussi à l'équilibre hydrostatique dans le même potentiel total d'un amas à symétrie sphérique :

$$\frac{1}{\rho_{gaz}} \frac{dP}{dr} = - \frac{GM_{tot}(r)}{r^2} \quad \text{Eq III.2}$$

D'autre part, si on suppose le gaz parfait:

$$P = \rho_{gaz} \frac{kT_{gaz}}{\mu m_p} \quad \text{Eq III.3}$$

où μ est le poids moléculaire moyen, m_p la masse du proton et k la constante de Boltzmann.

On est donc ramenés à l'égalité suivante, si on suppose la distribution des vitesses isotrope, $\sigma_r(r) = \sigma_t(r)$:

$$\frac{1}{\rho_{gaz} \mu m_p} \frac{d\rho_{gaz}}{dr} + \frac{k}{\mu m_p} \frac{dT_{gaz}}{dr} = \frac{1}{n_{gal}} \frac{d(n_{gal} \sigma_r^2)}{dr} = - \frac{GM_{tot}(r)}{r^2} \quad \text{Eq III.4}$$

et si on suppose le MIA et les galaxies "isothermes" ($T(r)$ et $\sigma_r(r)$ constantes):

$$\frac{1}{\rho_{gaz} \mu m_p} \frac{d\rho_{gaz}}{dr} = \frac{1}{n_{gal}} \sigma_r^2 \frac{dn_{gal}}{dr} \quad \text{Eq III.5}$$

On peut alors définir le paramètre suivant:

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT_{gaz}} \quad \text{Eq III.6}$$

β peut-être considéré comme le rapport des énergies spécifiques des galaxies (énergie cinétique) par rapport au gaz intra-amas (énergie thermique). Il permet d'exprimer la relation suivante entre la densité du MIA et la densité en nombre des galaxies:

$$\rho \propto n_{gal}^\beta \quad \text{Eq III.7}$$

On voit ici que selon la valeur de β , la température du gaz est soit supérieure ($\beta < 1$) soit inférieure ($\beta > 1$) à la température équivalente des galaxies. Nous verrons que β peut être déterminé directement par imagerie X ou par spectroscopie X (kT) et optique (σ_T). Ces deux valeurs peuvent être différentes et ainsi remettre en cause certaines des hypothèses utilisées.

King (1962) proposa une solution analytique simple pour l'équation d'équilibre des galaxies dans le potentiel de l'amas, en supposant une même distribution pour la masse totale que pour les galaxies:

$$n_{gal}(r) = n_{gal}^0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad \text{Eq III.8}$$

où n_{gal}^0 est la densité en nombre de galaxies au centre de l'amas et r_c est appelé "rayon de coeur" de l'amas.

La distribution en densité du MIA est directement reliée à celle des galaxies par l'intermédiaire de la valeur de β :

$$\rho_{gaz}(r) = \rho_{gaz}^0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad \text{Eq III.9}$$

Emission X

En supposant que la distribution en densité du MIA suit bien cette loi, on peut en déduire son émission X associée. En effet, nous avons vu au § I.1., que l'intensité (en photons/s/unité de volume) du rayonnement X d'un plasma mince à la température de 10^{7-8} K variait comme:

$$I_X(r) \propto n_e^2(r) r^2 f(T(r)) dr \quad \text{Eq III.10}$$

Ce qui donne en projection sur le ciel et en supposant l'amas isotherme (en coups/s/arcmin²):

$$I_X(\theta) = I_X^0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad \text{Eq III.11}$$

avec

$$I_X^0 = \sqrt{\pi} n_e^0 n_H^0 r_c \frac{\Gamma(3\beta+1/2)}{\Gamma(3\beta)} \frac{\Lambda(T)}{4\pi(1+z)^3}$$

où n est la densité en nombre du gaz, $\Lambda(T)$ est le facteur de conversion lié aux caractéristiques du détecteur. C'est le rapport entre le nombre de coups par seconde effectivement mesurés dans une bande E_1 - E_2 et le flux émis en photons par seconde dans la bande correspondante $E_1(1+z)$ - $E_2(1+z)$. Ce terme dépend peu de la température aux énergies faibles par rapport à kT (voir Figure III.a et §I.1), i.e., dans les domaines de sensibilités des compteurs proportionnels à imagerie utilisés jusqu'à présent: l'IPC du satellite EINSTEIN et le PSPC du satellite ROSAT.

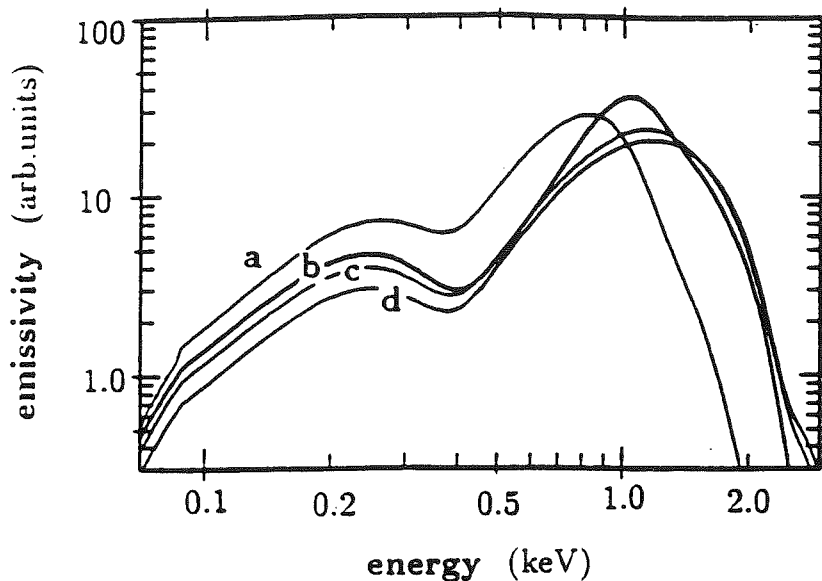


Figure III.a. Spectre d'un plasma mince à différentes températures convolué avec la réponse du PSPC de ROSAT (d'après Böhringer et al. 1991). (a) $T = 3 \cdot 10^6$ K; (b) $T = 10^7$ K; (c) $T = 3 \cdot 10^7$ K; (d) $T = 10^8$ K. Pour des températures typiques d'amas (c-d) le flux mesuré ne dépend quasiment pas de la température.

III.2.1.b Les observations et les incohérences du modèle.

Les observations ont montré que cette expression permettait effectivement de retrouver les observations réalisées en imagerie X, pour une valeur de β_{imagerie} de l'ordre de $2/3$ avec des rayons de coeur typiques de 150 - 350 kpc (Jones et Forman 1985). L'interprétation des observations réalisées en imagerie X doit cependant être considérée à rebours, par rapport à la logique présentée ci-dessus. En effet, le fait que l'intensité de l'émission X des amas suive un tel profil est indépendant des hypothèses de base ayant conduit à l'approximation analytique du "modèle β ". Il se trouve uniquement que cette forme permet effectivement de retrouver les données observationnelles d'imagerie X. Ceci permet de fait d'en déduire une distribution de densité du MIA en profil β , à cause de la faible dépendance en température du facteur de conversion aux basses énergies, sans pour autant impliquer que le gaz soit isotherme ou réellement à l'équilibre hydrostatique. La valeur de β résultant de cette analyse étant inférieure à 1, l'émission X du MIA semble montrer que celui-ci est plus chaud et plus étendu que les galaxies, les deux étant directement reliés.

Cependant, on peut être étonné de la justesse de l'expression analytique du modèle β et l'utiliser comme un argument en faveur d'un gaz suivant ces hypothèses de base. Mais un problème surgit alors, puisque si tel est le cas, la valeur de β_{imagerie} trouvée en imagerie X doit aussi répondre à l'expression permettant de relier la densité du MIA à celle des galaxies de l'amas:

$$\beta_{spec} = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT_{gaz}} \quad \text{Eq III.12}$$

Or cette deuxième expression peut être déterminée directement par des mesures de spectroscopie X (mesure de T_{gaz}) et optique (mesure de σ_r). Ces mesures aboutissent à des valeurs de T et σ_r pour lesquelles $\beta_{spec} > 1$, donc différent de la valeur obtenue en imagerie X (voir par exemple, Edge et Stewart 1990; Lubin et Bahcall 1993). En réalité, $\beta_{imagerie}$ ne devrait être égal à β_{spec} qu'à la seule condition que les hypothèses utilisées soient justifiées. Plusieurs interprétations ont été proposées pour expliquer cette différence, identifiée depuis longtemps, entre les résultats d'imagerie et de spectroscopie:

- 1) le gaz peut ne pas être isotherme
- 2) kT , soit σ_r ne représentent pas correctement la valeur du potentiel:
 - T "sous-estimé" due à une thermalisation incomplète (Evrard 1990)
 - σ_r "surestimé": les orbites des galaxies peuvent être anisotropes ou non isothermes; la

population de galaxies de l'amas peut être contaminée par des galaxies de champ. Le fait que β_{spec} semble augmenter avec σ_r , mais ne pas être corrélé avec T (Edge et Stewart 1990) semble en faveur de cette interprétation.

3) la distribution des galaxies peut ne pas suivre exactement un profil de King. Le profil de King est généralement en bon accord avec les observations, mais Bahcall et Lubin (1993) ont récemment proposé une valeur différente pour la puissance: 1.2 au lieu de 3/2. Cette nouvelle valeur a l'avantage d'aboutir à accord avec la valeur de $\beta_{imagerie}$ (≈ 0.62), permettant ainsi de résoudre le désaccord entre les mesures d'imagerie et de spectroscopie X.

III.2.1.c Estimation de la masse de gaz

Nous avons vu que l'imagerie X permettait de connaître la distribution en densité du MIA, il reste maintenant à en déduire la masse de gaz associée:

$$M_{gaz}(R) = \int_0^R 4\pi r^2 \rho_{gaz}(r) dr$$

$$\text{Avec } \rho_{gaz}(r) = \rho_{gaz}^o \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad \text{Eq III.13}$$

$$M_{gaz}(R \rightarrow \infty) \propto R^{3(1-\beta)}$$

On voit donc ici surgir un nouveau problème: la masse de gaz diverge avec R pour $\beta < 1$, c'est-à-dire si le gaz est plus étendu que les galaxies! L'utilisation du modèle β pour décrire la distribution du MIA doit donc être coupée à un certain rayon, définissant l'extension de l'amas, si on veut définir une masse finie du MIA.

C'est la source d'incertitude la plus grande actuellement. Les estimations de masse de gaz dans les amas ont été faites, avant ROSAT, avec le satellite EINSTEIN, qui permettait de mesurer les profils de brillance typiquement jusqu'à 4-5 rayon de cœur seulement (Jones et Forman 1985; Abramopoulos et Ku 1985). Elles sont obtenues en extrapolant les données au-delà, typiquement, de 10 rayons de

cœur ou 3 Mpc pour les amas riches (e.g. Jones et Forman 1985, David et al. 1990, Arnaud et al. 1992). Cette extension minimale, et la validité du modèle β jusqu'à cette distance, semble confirmées par les données ROSAT, sur la distribution de gaz dans les amas riches comme Coma (Briel et al. 1992), Persée (Schwarz et al. 1991) ou A2256 (Henry et al. 1993): extension minimale (i.e. rayon jusqu'où l'émission est détectée positivement) de 4, 3 et 4 Mpc respectivement. L'étude de l'amas A2163 présentée ci-après montre que le gaz peut s'étendre jusqu'à des distances de 4.6 Mpc. On aboutit ainsi à une importante contribution du MIA à la masse totale des amas (de l'ordre de 30 %; références ci-dessus; David et al. 1993). Idéalement l'extension d'un amas devrait correspondre à la distance au centre de l'amas telle que la densité du MIA soit égale à celle du milieu inter-amas, si sa densité n'est pas nulle (son existence même n'est pas certaine) ou défini par une brusque cassure du modèle β . Ceci est très difficile techniquement pour deux raisons: d'une part, l'émission X du MIA $I(\theta)$ décroît en $\sim\theta^{-3}$, elle est donc très rapidement indétectable (en raison du bruit intrinsèque du détecteur qui est supérieur à l'émission aux faibles densités), d'autre part, en raison de l'existence d'un bruit de fond X diffus, dont l'origine est mal connue (il pourrait s'agir d'une contribution à grande échelle de sources ponctuelles telles que des noyaux actifs de galaxies- AGN; cf Zdziarski et al. 1993, et l'article de revue de Fabian et Barcons 1992).

III.2.2. Observations avec le satellite ROSAT

III.2.2.a Le satellite ROSAT

ROSAT (ROntgenSATellit, du nom du découvreur du rayonnement X) est un satellite issu d'une collaboration Allemande, Américaine et Anglaise, comportant un télescope d'imagerie X (XRT, "X-Ray Telescope") et un télescope d'imagerie en UV lointain (WFC, "Wild Field Camera"), permettant d'étendre la bande spectrale aux faibles énergies.

Une première phase de calibration (6 semaines) a suivi son lancement par une fusée Delta II de la NASA, le 1er juin 1990 à Cap Canaveral, puis un balayage du ciel complet a été réalisé pendant 6 mois, afin de détecter de nouvelles sources X et UV (avec une précision de 0.5' en position), suivi d'un mode pointé, permettant des observations de plus longue durée et donc de mieux déterminer l'extension spatiale, la variabilité temporelle et les propriétés spectrales des sources observées.

Le XRT est composé d'un assemblage de 8 miroirs (XMA, "X-ray Mirror Assembly"), recouverts d'une couche mince d'or afin d'améliorer la réflectivité des rayons X, équipé d'un compteur proportionnel sensible en position (PSPC, "position sensitive proportional counter") et d'un imageur à haute résolution (HRI, "high resolution imager"), montés dans le plan focal des miroirs. Les observations sont réalisées avec une incidence rasante de 1 à 2° (afin de réfléchir les photons X) à l'aide de miroirs paraboliques -hyperboliques (type Wolter I) dont la surface effective et la résolution diminue aux grands angles, ou distances, par rapport au centre du détecteur, avec une coupure en énergie autour de 2 keV (voir figure III.b). Chaque courbe correspond à un angle différent, la réponse des miroirs dépend de l'énergie des photons. La diffraction par des micro-défauts est négligeable, permettant une imagerie de très bon contraste.

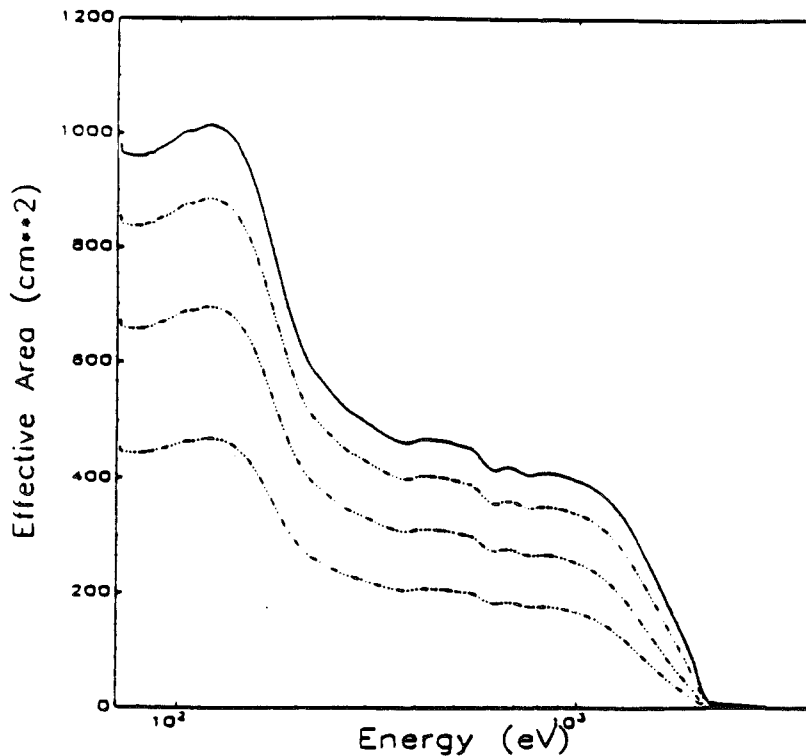


Figure III.b. Surfaces effectives des miroirs (XMA) dans la bande d'énergie 0.1-3 keV pour les angles (distance au centre) 0, 20, 40, 60 arcmin (de haut en bas).

III.2.2.b La "spectro-imagerie" avec le PSPC

Les résultats que nous présentons dans les paragraphes suivants ont été obtenus à l'aide du PSPC (réalisé par le MPE, Max-Planck institut für Extraterrestrische physik), dont le champ de vue a un diamètre de 2° (8 cm), pour une bande passante de 0.1-2.4 keV. Le PSPC est le deuxième compteur proportionnel sensible à la position, embarqué sur satellite, le premier étant l'IPC du satellite EINSTEIN (Giacconi et al. 1979). Il permet en principe de réaliser de la spectro-imagerie (énergie du photon connue en chaque point de l'image), mais avec une réponse en énergie et une résolution spectrale limitées.

L'imagerie de ROSAT a plusieurs avantages sur celle réalisée à l'aide de l'IPC d'EINSTEIN:

- 1- meilleure résolution spatiale (typiquement $30''$ au centre, comparé à $1.4'$ FWHM), sur un champ de vue plus étendu (diamètre 2° , comparé $75' \times 75'$).
- 2- meilleure surface effective (typiquement un facteur 2 à 1 keV); mais une bande d'énergie différente; le PSPC est plus sensible à basse énergie mais a une coupure à 2 keV (coupure des miroirs contre 4.5 keV pour l'IPC).
- 3- moins de bruit de fond, grâce à une meilleure efficacité de réjection des particules chargées ambiantes et un bruit de fond intrinsèque quasi-nul.

Les deux premiers points permettent une meilleure détermination de r_c (rayon de coeur) et β , le deuxième et le troisième, une meilleure estimation de l'extension des amas (voir l'article sur A2163 au § suivant).

Performances spectroscopiques

La figure III.c présente la surface effective du PSPC en fonction de l'énergie d'arrivée des photons et pour différentes distances au centre (angles d'incidence), combinée avec la réponse des miroirs. La détection des photons est réalisée après le passage du photon par une fenêtre d'entrée de carbone, dont on voit l'absorption à 0.28 keV sur la figure. Le photon ionise un gaz composé d'argon (65%), de méthane (15%) et de xénon (20%) avec une efficacité de détection $\approx 100\%$ jusqu'à ≈ 2 keV (= énergie de coupure des miroirs). Les électrons créés sont collectés par un système de deux mailles de fils de tungstène espacés respectivement de 2 et 0.4 mm. Le coefficient de transmission de cette structure est de 79% (indépendant de l'énergie des photons). Nous avons vu au Chapitre I que le spectre d'un amas variait peu avec la température du MIA aux basses énergies pour les amas chauds, ROSAT n'est donc pas approprié pour déterminer la température des amas en raison de sa coupure à 2 keV. Il n'est en fait possible d'obtenir des informations spectroscopiques résolues spatialement que sur les amas les plus froids (les groupes, ex: NGC5044, David et al. 1993b) ou en utilisant des temps de pause très longs sur les amas les plus brillants (ex: A2256; Henry et al. 1993).

La résolution en énergie du PSPC est telle que la bande totale d'énergie observée (0.1-2.4 keV échantillonnée en 256 canaux) ne correspond en fait qu'à 5-6 bandes d'énergie indépendantes (≈ 40 canaux): $\frac{\Delta E}{E} = 0.43 \left(\frac{E}{0.93} \right)^{-0.5}$ (FWHM, à mi hauteur), ce qui donne une résolution de 43% à 0.93 keV.

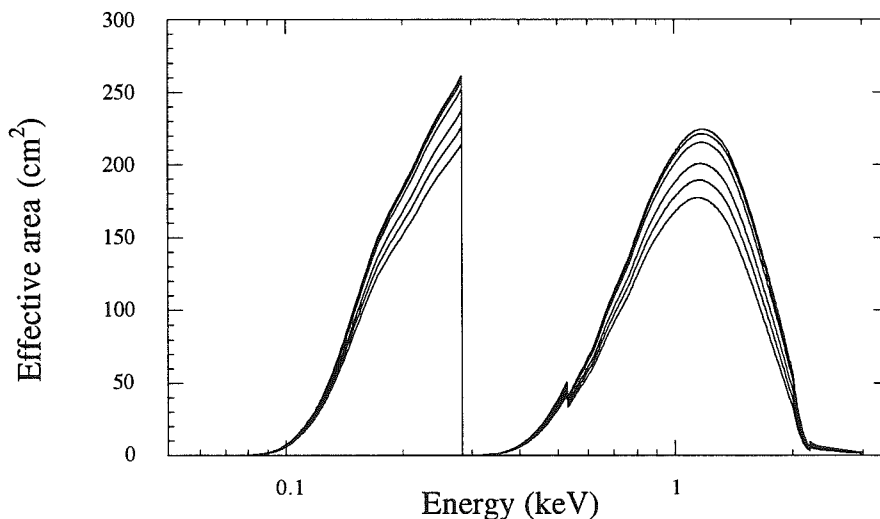


Figure III.c. Surfaces effectives du PSPC (+XMA) pour des distances angulaires (par rapport au centre) de 0, 5, 10, 15, 20, 25 et 30 arcmin (de haut en bas).

Résolution spatiale

La résolution spatiale intrinsèque du PSPC est de ≈ 25 arcsec (FWHM, "full-width half-maximum" en anglais, largeur à mi-hauteur de la réponse à une source ponctuelle ou PSF, "Point Spread Function" en anglais), pour une énergie de 0.93 keV, avec un écart de seulement 5% sur l'ensemble de la surface du compteur. La PSF totale (miroirs + PSPC) ne dépend de l'énergie des photons que dans la partie centrale du champ de vue, car elle est dominée par les miroirs aux angles

supérieurs à 20 arcminutes. Nous la prenons en compte dans l'analyse de A2163 où le rayon de coeur n'est pas beaucoup plus large. Le détecteur est constitué de pixels de 0.5 arcsec, que l'on peut rééchantillonner par 30 pour donner une image de 512×512 avec des "pixels image" de 15 arcsec (suffisant pour une PSF de ≈ 25 arcsec).

Bruit de fond

Le bruit de fond a pour origine quatre composantes différentes:

- le bruit intrinsèque de l'instrument, qui est ici largement négligeable.
- les particules chargées dans l'environnement local, en particulier les électrons d'énergie tombant dans la bande de détection du PSPC et donc a priori détectés comme des photons X. Ce bruit est très largement diminué (avec une efficacité de 99.5% mesurée au sol) par un système de réjection magnétique du PSPC et est de l'ordre de quelques 10^{-5} coups.s⁻¹.arcmin⁻² dans 95% du temps.
- la diffusion des photons X solaires par les atomes et molécules de l'atmosphère terrestre.
- le fond diffus X, dont l'origine reste encore inconnue, qui peut varier entre 4.2×10^{-4} et 2.1×10^{-3} coups.s⁻¹.arcmin⁻².

Mode d'observation

La structure de support du détecteur est constituée d'un cercle rigide de diamètre 28 mm d'où partent 8 supports radiaux également espacés. Les observations sont donc réalisées en mode tremblé, qui consiste en des oscillations de ± 3 arcmin en 400 sec, pour éviter de perdre les informations masquées par cette structure opaque. Les photons sont donc labellés avec deux couples de coordonnées: les coordonnées dans le référentiel du détecteur (x_d, y_d) et celles du ciel, corrigées du tremblé (x_c, y_c). Mais il faut aussi tenir compte du temps effectif d'observation qui dépend du tremblé, certaines régions du ciel étant périodiquement masquées. Ceci est inclus dans la table d'attitude du télescope, qui n'est prise en compte que dans l'analyse d'imagerie, lors de la réalisation de la carte d'exposition associant un temps effectif d'observation à chaque position, cependant la correction n'est pas parfaite. Elle n'est pas incluse dans l'analyse spectroscopique, les zones du détecteur partiellement masquées par la structure de support seront donc au maximum évitées lors de la réalisation des spectres (voir plus bas).

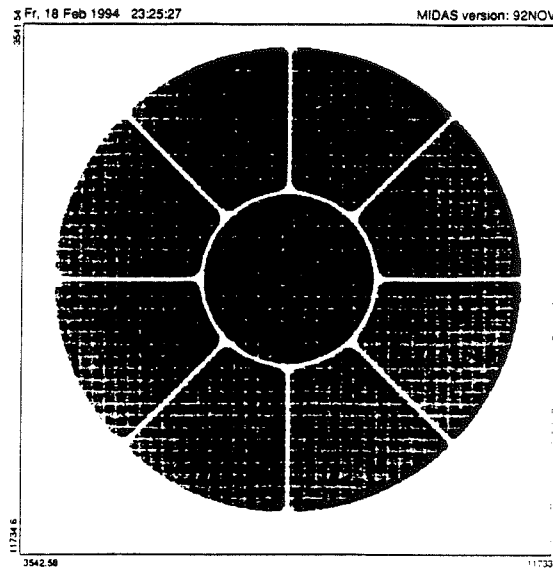


Figure III.d. Support du PSPC (cercle central+rayons). La grille correspond aux fils du détecteur permettant de déterminer la position du photon.

III.2.2.c Analyse des données

Les données sont distribuées photon par photon dans une table d'événements où sont précisés: le moment d'arrivée, l'énergie calibrée, la position sur le ciel (x_c, y_c) (corrigée du tremblé), la position dans le référentiel du détecteur (x_d, y_d) (non corrigée), l'énergie non calibrée. Les analyses d'imagerie et de spectroscopie sont réalisées à partir de cette table d'événements avec un certain nombre d'approximations. Elles partent du traitement de base EXSAS (Extended Scientific Analysis System, développé sous MIDAS), qui n'est cependant pas entièrement adapté à l'étude des sources étendues et nous avons dû développer des outils (standards) supplémentaires.

Dans le cas de l'imagerie, on crée une carte d'exposition, en utilisant EXSAS, associant un temps d'observation effective à chaque pixel en corrigeant par le tremblé (table d'attitude), le "vignettage" (correction de la variation de la surface effective en fonction de la position), pour des énergies moyennes, mesurées et non réelles. La carte d'exposition ("exposure map") permet de corriger les mesures de telle sorte qu'elles soient ramenées à l'efficacité au centre ("flat field"). Une carte est donnée au départ pour un spectre typique, nous en avons créé une adaptée au spectre observé, en utilisant un échantillon de 5 cartes données pour cinq bandes d'énergies, pondérées par le nombre de coups mesuré dans chaque bande. L'obtention des profils de brillance de surface, ainsi corrigés, a été réalisée à l'aide de programmes développés au MPE par Raymund Schwarz étudiant en thèse sous la direction de Hans Böhringer. Ceci est réalisé en intégrant le signal sur des anneaux concentriques, ce qui suppose l'amas à symétrie sphérique. Nous ajustons ces données avec le modèle- β , convolué avec la résolution spatiale du PSPC, pour en déduire les coefficients r_c (rayon de coeur) et β , et leurs erreurs respectives à l'aide de la méthode du χ^2 . Le bruit de fond n'est pas soustrait du profil, mais ajouté comme paramètre supplémentaire dans l'ajustement, en le supposant constant sur l'amas et en veillant à obtenir un profil s'étendant assez loin pour inclure une région dominée par le bruit, mais sans inclure

une région trop étendue où le bruit pourrait ne plus être constant (il augmente vers les bords du détecteur).

L'analyse spectrale est réalisée de la façon suivante: le spectre mesuré (256 canaux en énergie) est corrigé, en utilisant EXSAS, de la distance au centre (en pondérant par le rapport de la surface effective en (x,y) à la surface effective centrale). Deux régions sont sélectionnées: la source et le fond, qui est soustrait au signal de la source. On a ainsi un spectre mesuré à "champ plat" ("flat field"). La surface effective est moyennée en position et sans tenir compte des structures de support opaques. Nous avons donc choisi des régions pour estimer le spectre du bruit de fond n'incluant pas les supports, l'amas lui-même ne posant pas problème, n'étant détecté que dans la région centrale. Puis un spectre théorique est synthétisé (en utilisant un modèle de plasma mince à l'équilibre d'ionisation) à partir de paramètres de départ: la normalisation (EM, mesure d'émission $\approx \frac{\int n_e^2 dV}{4\pi d^2}$ en cm^{-3}), la densité de colonne d'hydrogène (N_H), la température du gaz, l'abondance des éléments lourds et le décalage spectral de l'amas (z). Ce spectre est convolué par la matrice de réponse en énergie normalisée du PSPC (drmpspc, 256 lignes, 729 colonnes) et par la surface effective au centre, ce qui donne un spectre théorique à "champ plat", comparable au spectre mesuré à "champ plat". Les paramètres libres sont ici aussi ajustés par la méthode standard de minimisation du χ^2 .

III.2.3. Etude de l'amas de galaxies à très haute température, A2163

Nous présentons dans l'article: "The gas distribution and binding mass in the A2163 cluster" (Annexe III.A.) les résultats obtenus à l'aide du satellite ROSAT, en combinaison avec ceux du satellite GINGA déjà présentés par Arnaud et al. (1992b). Nous en résumons simplement ici les résultats principaux en ce qui concerne la distribution de gaz et les propriétés spectroscopiques. L'étude sur la masse totale et ses implications cosmologiques seront présentées en section III.3.

L'imagerie du PSPC a confirmé l'absence de contamination du spectre réalisé avec GINGA sur un champ de $1^\circ \times 2^\circ$, par une autre source que A2163 dans le champ (qui aurait pu expliquer la haute température obtenue). La grande taille du champ de GINGA a posé de sérieux problèmes de contamination pour d'autres amas brillants, dont le flux provenait en grande partie de noyaux actifs de galaxies dans le champ.

La longue durée de l'observation (3h22m) et la grande sensibilité du PSPC de ROSAT (par rapport à celle de l'IPC du satellite EINSTEIN, utilisée par Arnaud et al. 1992b) ont permis une meilleure estimation de la distribution en densité du MIA et, en particulier, de détecter une émission X très loin du centre. Pour illustrer ce point nous présentons sur la figure III.e les profils de brillance obtenus respectivement avec EINSTEIN et ROSAT. Le MIA s'étend au moins jusqu'à 15 rayons de coeur (4.6 Mpc), ce qui confirme, avec les observations ROSAT faites par d'autres auteurs sur les amas riches, l'hypothèse de Arnaud et al. (1992a), d'une extension minimale de 10 rayons de coeur et donc que le gaz est une composante majeure des amas riches. Rappelons que l'extension du gaz est une

donnée essentielle pour une estimation fiable de la masse de gaz (utilisée d'autre part dans le calcul de la masse de fer contenue dans le MIA, cf Chapitre I). Les paramètres de la distribution de gaz (rayon de cœur et β) et sa masse (sans aucune extrapolation) sont déterminés avec une excellente précision ($\sim 5\%$). Ces mesures précises sont d'autant plus importantes que l'effet Zeldovich-Sunyaev a été détecté dans la direction de cet amas (Wilbanks et al. 1993). Une estimation précise de la constante de Hubble à partir des données radio (décrément) et X, nécessite des données d'imagerie d'excellente qualité, l'effet ZS étant directement proportionnel à la densité.

D'autre part, la spectroscopie à basse énergie de ROSAT est bien meilleure que celle de GINGA, ce qui a permis de mieux déterminer la densité de colonne d'hydrogène en combinant les deux spectres et donc de préciser la valeur de la température (voir Figure III.e). La température déjà élevée déterminée avec GINGA, $kT = 13.9_{-1.0}^{+1.1}$ keV, est ainsi passée à une valeur légèrement supérieure, $kT = 14.6_{-0.8}^{+0.9}$ keV. Il n'y a d'autre part pas d'indication nette de déviation par rapport à une distribution de température isotherme. A2163 est donc exceptionnellement chaud comparativement aux autres amas de galaxies (≈ 10 keV pour les amas les plus riches), ce qui résulte de sa masse extrêmement élevée (A2163 est 2.6 fois plus massif que Coma), $M_{\text{gaz}} = 1.43 \pm 0.05 \times 10^{15} M_{\odot}$ et $M_{\text{totale}} = 4.6 \pm 0.4 \times 10^{15} M_{\odot}$ (en supposant le gaz isotherme et en équilibre dans le potentiel total de l'amas). Cet amas reste le plus chaud et le plus massif jamais détecté, ce qui peut contraindre le choix des paramètres des modèles cosmologiques de formation des grandes structures (voir plus haut).

Enfin une analyse de la morphologie du gaz semble indiquer que A2163 n'est pas dans un état totalement relaxé, et en combinaison avec des données optiques, qu'il pourrait être le résultat de la fusion de deux amas massifs, similaires à Coma. Ces fusions sont prédites dans le cadre de la formation hiérarchique des structures.

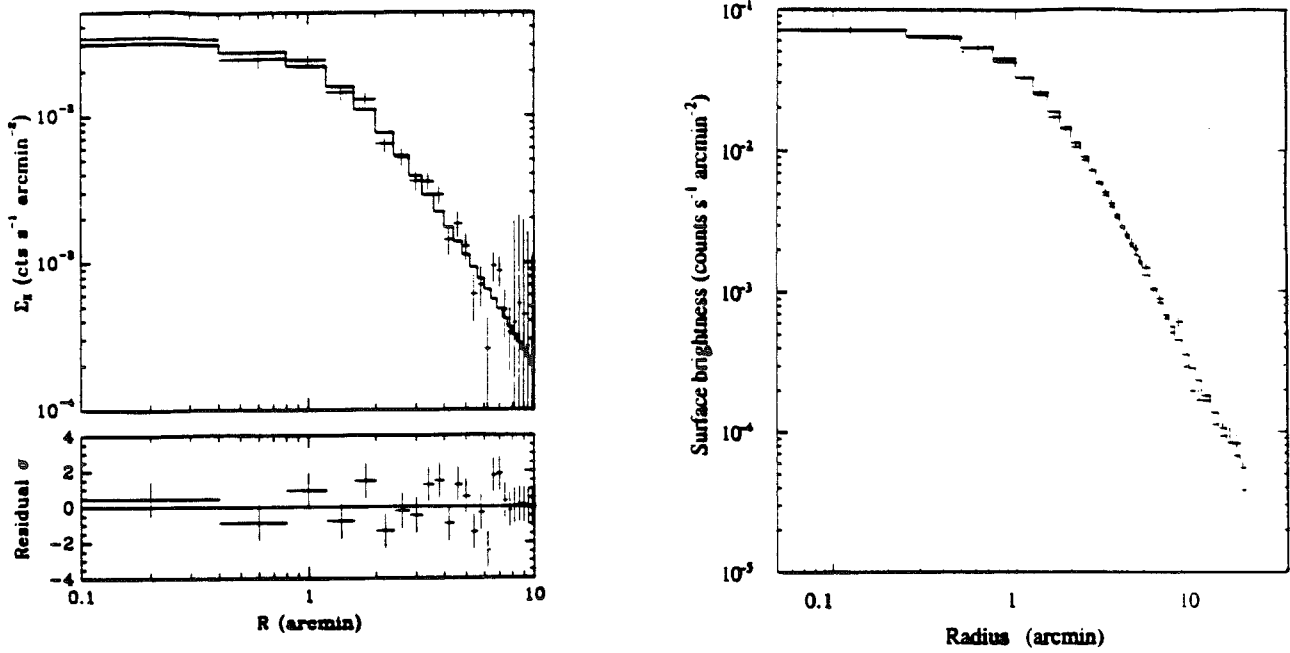


Figure III.e. Profils de brillance obtenus avec EINSTEIN (gauche) et ROSAT (droite). On notera la progression dans la qualité des données.

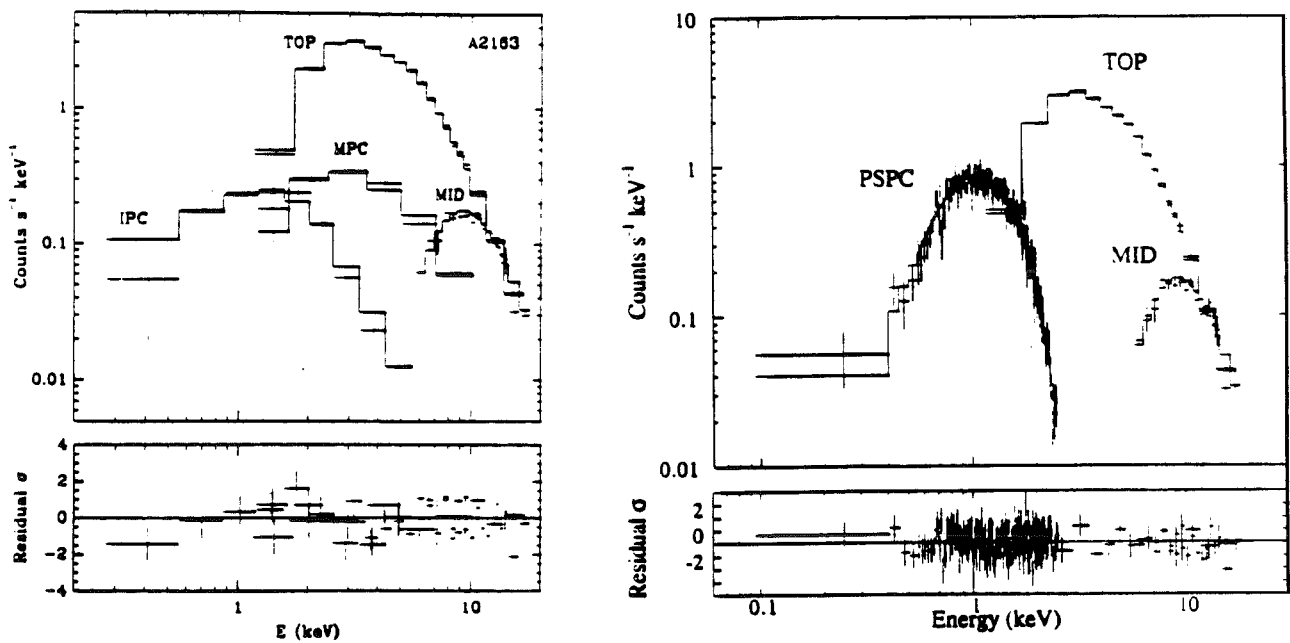


Figure III.f. Spectres de A2163 obtenu avec GINGA, l'IPC/EINSTEIN et le PSPC/ROSAT. On notera la meilleure sensibilité du PSPC, en particulier à basse énergie.

III.3. Détermination de la masse totale, masse cachée

III.3.1 Introduction: les différentes méthodes

Les méthodes utilisées partent de l'hypothèse que l'amas (soit la composante gazeuse, le MIA; soit les galaxies) est en équilibre dans le potentiel créé par la matière totale. Elles supposent en général un amas à symétrie sphérique (bien que des distributions plus complexes, ellipsoïdales .. puissent bien sûr être supposées). Il faut noter cependant qu'il existe maintenant une troisième méthode, qui permet de s'affranchir de toute hypothèse (Soucaïl et Mellier 1993, pour une revue récente). Les amas étant des objets extrêmement massifs, ils peuvent à eux seuls courber les trajets lumineux d'objets situés derrière eux dans la ligne de visée et jouer ainsi un rôle de lentille défectrice. L'image d'une galaxie se trouvant derrière l'amas va donc apparaître comme un arc ou un ensemble d'arcs superposés sur l'image de l'amas. L'étude de la géométrie de ces arcs et de la variation d'intensité le long des arcs permet en principe de remonter à la distribution du potentiel gravitationnel et donc à la matière totale. Cette méthode en est encore à ses débuts, en particulier en raison de la difficulté d'obtenir d'excellentes données observationnelles sur les arcs (objets peu brillants) et a commencé à donner des contraintes pour la distribution de matière noire (qui semble très piquée au centre) sur 5-6 amas de décalage spectral $z \sim 0.2$.

Détermination optique

Une méthode plus sophistiquée que la simple estimation à partir du viriel (qui fait appel à un grand nombre d'hypothèses, voir Annexe I.B.) consiste à partir de l'équation d'équilibre dans le potentiel, déjà indiquée, en supposant l'amas à symétrie sphérique:

$$\frac{1}{n_{gal}} \frac{d(n_{gal} \sigma_r^2)}{dr} + 2 \frac{\sigma_r^2 - \sigma_t^2}{r} = - \frac{GM_{tot}(r)}{r^2} \quad \text{Eq III.14}$$

Plusieurs problèmes apparaissent immédiatement:

- 1- La vitesse tangentielle σ_t^2 ne peut être mesurée. Il faut donc faire des hypothèses sur le rapport $\frac{\sigma_r^2}{\sigma_t^2}$ (forme des orbites).
- 2 - Le nombre fini de galaxies limite par principe la précision statistique et donc la précision sur la détermination de $M(r)$.
- 3- L'hypothèse de galaxies virialisées n'est pas forcément vérifiée. En particulier, la présence possible de sous-structures doit être soigneusement testée (ce qui est difficile). Sinon on aboutit à une surestimation de σ_r^2 (ou pire, elle indique que la méthode est fautive).

Cette méthode a été appliquée sur peu d'amas, par manque de données suffisantes, et en général en combinaison avec des données X (voir ci-dessous). Citons juste l'étude de Merritt (1987) qui a montré pour l'amas Coma, l'un des amas où les données sont les plus nombreuses, que l'estimation de la masse totale pouvait varier d'un facteur 7 selon que la distribution de vitesses des galaxies est supposée principalement radiale ou circulaire.

Détermination X

La distribution du MIA telle qu'elle est observée en imagerie X, par contre, suit la même équation d'équilibre hydrostatique dans le potentiel total de l'amas, mais permet de s'abstraire d'un certain nombre des problèmes précédents. On aboutit ainsi à l'expression suivante pour la masse totale des amas, déjà citée (III.4.):

$$M_{tot}(r) = -\frac{kT_{gaz}(r)r}{\mu m_p G} \left(\frac{d \ln \rho_{gaz}}{d \ln r} + \frac{d \ln T_{gaz}}{d \ln r} \right) \quad \text{Eq III.15}$$

Cette méthode est en principe plus sûre et fait appel à moins d'hypothèses. Si on fait un parallèle avec les problèmes cités plus haut:

- 1- Toutes les quantités sont accessibles à l'observation
- 2- Il n'y a pas de limitation de principe à la précision des résultats: il suffit d'augmenter le temps d'observation.
- 3- On s'attend à ce que le gaz atteigne l'équilibre avant les galaxies (la vitesse du son est supérieure à la vitesse caractéristique des galaxies). De plus les sous-structures sont aisément identifiables (augmentation localisée de brillance de surface) et peuvent être retirées de l'analyse.
- 4- MAIS il faut des données spectroscopiques résolues spatialement (pour obtenir à la fois le profil de densité et de température), ce qui a limité en pratique jusqu'à présent l'utilisation de cette méthode.

Notons enfin, qu'une combinaison des trois méthodes (arcs, galaxies, gaz), est bien sûr la méthode idéale, permettant une vérification croisée des hypothèses sous-jacentes, ce qui en soit a par ailleurs un intérêt évident pour notre connaissance de l'état dynamique des amas.

III.3.2 Détermination à partir des données X.

La détermination directe de la distribution de matière totale à partir de l'équation (III.15) nécessite non seulement des données de spectro-imagerie, mais encore une très grande précision: notons que $M_{tot}(r)$ fait intervenir la dérivée de $T(r)$, et donc la dérivée seconde de la densité correspondante, $\rho_t(r)$. Notons aussi que l'estimation de $M(r)$ pour r grand (ce que l'on veut en particulier pour estimer une masse "totale") nécessite des mesures spectroscopiques à cette position, extrêmement difficiles dû à la chute rapide du flux X (décroissant selon la densité au carré). D'autre part l'émission X observée est l'intégrale sur la ligne de visée de l'émission de l'amas, on n'a donc pas directement les profils $T(r)$, $n(r)$. Une déprojection est nécessaire, en utilisant par exemple les méthodes développées pour l'étude des courants de refroidissement (Fabian et al. 1985): on découpe l'amas en coquilles concentriques et en partant des zones externes, on modélise la zone choisie en r , après avoir enlevé la contribution déjà estimée des régions au delà de r . En pratique, cette méthode est irréalisable en raison de la chute très rapide de l'émissivité en fonction de la distance au centre (chute qui par contre minimise les effets de projection).

Les estimations à partir des données X se font en général en supposant des modèles a priori soit sur $T(r)$, soit plus directement sur $M(r)$, dont les paramètres sont contraints par les données spectroscopiques (résolues spatialement ou globales). La détermination du profil en densité du gaz,

peut être faite indépendamment, à partir des données d'imagerie (voir § III.2.1), à condition toutefois que la température ne varie pas trop de façon que l'on puisse considérer que l'émissivité dans la bande du détecteur à imagerie soit constante (il y a donc une auto-cohérence du modèle à vérifier à posteriori).

Le cas isotherme

L'hypothèse la plus simple est bien sûr de supposer l'amas isotherme. Nous avons vu au chapitre I.1 que cela ne semblait pas une mauvaise approximation (notons qu'elle est de toute façon meilleure que la simple utilisation du viriel appliquée aux galaxies). Dans ce cas, des données spectroscopiques globales permettent de fixer la température et les données d'imagerie la densité du gaz. Si on suppose le MIA isotherme, on obtient d'après les Equations III.15 et III.9 (modèle β pour le gaz):

$$M_{tot}(r) = 3\beta \frac{kT_{gaz}}{\mu m_p G} \frac{r}{1 + \left(\frac{r_c}{r}\right)^2} \quad \text{Eq III.16}$$

Elle ne dépend que de trois paramètres: la température du MIA, T_{gaz} , son rayon de coeur, r_c , et la pente de sa densité, β .

$$M_{tot}(r) = 9.64 \times 10^{14} \beta T_{gaz} (10^8 K) \frac{r(Mpc)}{1 + \left(\frac{r_c}{r}\right)^2} (M_{\odot}) \quad \text{Eq III.17}$$

Et pour une extension typique de 3 Mpc:

$$M_{tot}(3Mpc) \approx 2.9 \times 10^{15} \beta \left(\frac{T_{gaz}}{10^8 K} \right) (M_{\odot})$$

En général, le rayon de coeur est de l'ordre de ≈ 300 kpc, on voit donc que la masse incluse dans un rayon grand devant le rayon de cœur dépend peu de la valeur de celui-ci. Elle ne dépend en fait que de deux paramètres: la température et la pente de la densité du gaz. On peut aussi remarquer qu'une même masse totale peut être associée à une valeur de β plus faible pour une température plus élevée, ce qui se comprend aisément puisque le gaz sera plus étendu.

Il est clair d'autre part que ce modèle est irréaliste: il diverge en r aux grandes distances. Il ne permet d'autre part, en aucun cas de contraindre la distribution de matière totale, il suppose en fait implicitement une forme très spécifique pour la densité totale; plus piquée que le gaz, pour $\beta < 2/3$: densité variant en r^{-2} à grande distance face à $r^{-3\beta}$ pour le gaz.

Modèles généraux de $T(r)$

Une sophistication supplémentaire, tout en restant dans le cadre d'une modélisation analytique simple consiste à supposer des modèles plus généraux pour $T(r)$, le plus courant étant le modèle polytrophe $T(r) \propto (n_{gaz}(r))^{\gamma-1}$. La masse totale associée est donnée par l'équation III.16, en remplaçant simplement T par $\gamma T(r)$. La densité est déduite des images, puis $T(r)$ est contrainte soit par le spectre global (e.g. Cowie et al. 1987, données HEAO), soit par des données spectroscopiques résolues spatialement (e.g. Eyles et al. 1991; Miyaji et al. 1993; Henry et al. 1993). Ces modèles ont le même défaut de principe que le modèle isotherme, ils supposent implicitement des modèles très spécifiques de matière totale (généralement plus piquée que le gaz). En conséquence le modèle polytrophe en général

aboutit à des estimations plus basses de matière totale (si la matière est plus piquée, une masse totale plus faible peut rendre compte de la même température moyenne).

Notons enfin une méthode plus générale, développée par Gerbal et al. (1992, voir aussi Durret et al. 1993), mais toujours dans le cadre d'une modélisation où la forme de $T(r)$, $n(r)$ est supposée a priori. Elle consiste à ajuster des modèles de $n(r)$, $T(r)$ à un ensemble d'images (cartes de brillance de surface) obtenues dans différentes bandes d'énergie (obtenues avec Einstein). Elle permet d'étudier des formes plus générales de distribution de gaz (sans supposer de symétrie sphérique) et d'assurer une cohérence interne (l'analyse du profil de densité n'est pas découplée des contraintes sur les profils de température). Cependant en pratique, dû de nouveau à la faible sensibilité à la température des détecteurs utilisés, le profil de température est très mal contraint et les estimations de masse totale sont de fait les mêmes que celles qui seraient obtenues avec un modèle isotherme. Il faut clairement des informations à haute énergie et cette méthode sera certainement plus appropriée à l'analyse de données du type de celles obtenues par ASCA.

Une méthode plus satisfaisante a priori, car plus générale, consiste à partir de forme analytiques de $\rho_t(r)$, et à essayer d'en contraindre les paramètres. C'est cette méthode que nous allons discuter et développer dans la section suivante.

III.3.3 Modèles paramétriques de distribution de masse totale.

III.3.3.a Propriétés générales

En supposant une forme a priori de la distribution de matière totale, et le profil de densité étant connu par ailleurs on peut résoudre l'équation d'équilibre hydrostatique pour en déduire un profil de température "théorique". Celui ci est confronté aux données spectroscopiques, pour contraindre les paramètres de la distribution de matière totale. Cette méthode a été utilisée par Cowie et al. (1987) sur Coma (en supposant que la matière totale suit un profil de King) et généralisée par Hughes (1989) pour des profils plus généraux.

Hughes a montré que si on suppose les profils en densité suivants, pour le gaz et la matière totale:

$$\rho_g(r) = \rho_g^o \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}$$

$$\rho_t(r) = \rho_t^o \left[1 + \left(\frac{r}{R_t} \right)^2 \right]^{-n/2}$$

Eq III.18

où R_t est le rayon de coeur de la masse totale et n la "pente" de son profil en densité, alors la température est donnée par la résolution de l'équation aux variables réduites suivantes:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{3\beta x}{1+x^2} t - C \frac{1}{x^2} f(x/\alpha)$$

avec

Eq III.19

$$f(u) = \alpha^3 \int_0^u v^2 (1+v^2)^{-n/2} dv$$

où $t = T/T_0$ est la température normalisée à sa valeur au centre, $x=r/R_c$ et $\alpha = R_t/R_c$. Cette équation se résout en partant de $t=1$ en $x=0$. Le type de profils de température dépend crucialement du paramètre C , sans dimension, qui est proportionnel à $\rho_t^0 R_c^2 T_0^{-1}$. Il y a donc fondamentalement 4 paramètres: la température centrale, et les 3 paramètres de distribution de la matière totale. Deux types de solution sont obtenues:

- celles où la température atteint une valeur nulle à une distance finie (pour des valeurs grandes de C); elles correspondent à des amas gravitationnellement liés. Une contrainte importante vient de l'étendue de l'émission X observée: les solutions où la température s'annule avant peuvent être rejetées d'office.

- celles où la température croit sans limite; elles correspondent à des valeurs de pression finie à l'infini (amas non strictement gravitationnellement liés).

Cette méthode appliquée sur Coma (en utilisant le spectre global et des températures moyennes obtenues dans différents champs) a permis de contraindre à mieux qu'un facteur 2 la masse totale de cet amas (Hughes 1989). Des estimations plus précises ont été obtenues par Briel et al. (1992), essentiellement parce que la détection avec ROSAT de l'amas beaucoup plus loin du centre qu'avec l'IPC, a permis rejeter de nombreux modèles autorisés précédemment. Elle a été utilisée par Henry et al. (1993) sur A2256 en utilisant des contraintes de spectro-imagerie obtenues avec ROSAT. Il est intéressant de noter que dans les 2 cas la distribution de matière totale (et donc de matière noire) obtenue est plus piquée que celle du gaz (le rapport de la masse de gaz à la masse totale croit avec le rayon).

Briel et al. (1992) ont noté que la solution de l'équation III.19, dépendait très fortement de C (ou de façon équivalente de ϕ) où:

$$\phi = \frac{4\pi \rho_t^0 R_t^2 G \mu m_p}{kT_0}$$

Eq III.20

et que si l'on suppose que l'amas est effectivement lié et s'étend au moins jusqu'où il est détecté, la valeur de ϕ est pratiquement fixée, réduisant de fait le nombre de paramètres à 3.

Nous avons essayé de mieux comprendre cette propriété et d'étudier de façon générale les profils de température qui en découlent et leurs propriétés.

Pour cela, il faut revenir à l'équation d'équilibre hydrostatique de départ. Elle donne une pression du gaz:

$$P(r) = P_o - G \int_0^r \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr \quad \text{Eq III.21}$$

où P_o est la pression au centre de l'amas et $M_t(r)$ la masse totale incluse dans r . Pour une distribution de masse donnée, différents profils de température sont possibles. Il faut imposer la pression (ou la température) en un point, ou autrement dit l'énergie thermique du gaz. On voit tout de suite apparaître une pression critique:

$$P_o^{crit} = G \int_0^\infty \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr \quad \text{Eq III.22}$$

Si $P_o > P_o^{crit}$, alors la pression du gaz est toujours positive (il n'existe pas de valeur de r permettant qu'elle s'annule) et l'amas n'est pas gravitationnellement lié.

Si $P_o < P_o^{crit}$, alors la pression du gaz devient nulle à une distance finie du centre, R , qui définit l'extension de l'amas.

Plus la pression centrale est élevée (énergie thermique élevée) plus l'amas s'étend loin (ce qui n'est pas surprenant). P_o^{crit} correspond à l'énergie thermique maximum compatible avec le fait que l'amas soit lié. Il est bien sûr possible que l'amas soit confiné par une pression extérieure (due par exemple à un milieu inter-amas). Pour l'instant aucune mesure positive de ce milieu a été obtenue et nous ne considérerons plus dans la suite cette possibilité.

Si les données X montrent que l'amas s'étend au moins jusqu'à un rayon R , et que l'on suppose l'amas lié, alors P_o doit être compris entre $P_o^R = G \int_0^R \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr$ et P_o^{crit} .

L'écart maximum à P_o^{crit} est:

$$P_o^{crit} - P_o^R = G \int_R^\infty \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr \quad \text{Eq III.23}$$

qui varie comme $R^{2-n-\frac{3\beta}{2}}$ si R est grand ($\rho_g \propto R^{-\frac{3\beta}{2}}$ et $M_t \propto R^{3-n}$). Pour R suffisamment grand, la valeur de P_o associée est sensiblement égale à P_o^{crit} (une grande extension est équivalente à une extension infinie). Dans le cas de l'amas A2163, les données ROSAT montrent que l'extension du gaz est supérieure à $15 R_c$ (rayons de coeur). Nous proposons donc de nous placer dans le cas d'une pression critique et nous vérifierons ultérieurement la validité de cette hypothèse.

III.3.3.b La solution critique

Pour $P_o = P_o^{crit}$ la pression du gaz s'écrit:

$$P(r) = G \int_r^{\infty} \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr \quad \text{Eq III.24}$$

Et dans l'hypothèse d'un gaz parfait, la température du gaz est:

$$T(r) = \frac{G \mu m_p}{k} \frac{1}{\rho_g(r)} \int_r^{\infty} \frac{M_t(r) \rho_g(r)}{r^2} dr \quad \text{Eq III.25}$$

On peut aussi définir une température moyenne (celle mesurée par les spectres globaux) en sachant que l'émission X mesurée est pondérée par la densité du gaz au carré (cf Chapitre I):

$$\langle T \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \rho_g^2(r) T(r) 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} \rho_g^2(r) 4\pi r^2 dr} = \frac{G \mu m_p}{k} \frac{\int_0^{\infty} \frac{M_t(r) M_g(r) \rho_g(r)}{r^2} dr}{\int_0^{\infty} \rho_g^2(r) 4\pi r^2 dr} \quad \text{Eq III.26}$$

où le dénominateur est égal à la mesure d'émission X (E.M., cf Chapitre I).

On voit clairement sur cette formulation que $T(r)$ ne dépend que de la forme de la distribution du gaz, pas de sa normalisation. De plus pour une masse totale donnée, la température centrale (et sa valeur en tout point) est d'autant plus élevée que la matière totale est concentrée. Inversement pour une température moyenne donnée (par le spectre global, par exemple), la masse totale que l'on va obtenir sera d'autant plus faible que l'on supposera des distributions piquées de matière. Aux grandes distances $T \propto r^{2-n}$, c'est à dire tend vers zéro uniquement pour $n > 2$ (elle tend vers une constante pour $n = 2$ et vers l'infini pour $n > 2$).

En utilisant les variables réduites définies plus haut, la dépendance du profil de température en fonction des paramètres apparaît clairement.

La masse totale à l'intérieur d'un rayon r est donnée par:

$$M_t(r) = \int_0^r \rho_t(r) 4\pi r^2 dr \quad \text{Eq III.27}$$

soit

$$M_t(x) = 2\pi \rho_t^o R_i^3 B_x\left(\frac{3}{2}, \frac{n-3}{2}\right) \quad \text{avec} \quad X = \frac{x^2}{\alpha^2 + x^2} \quad \text{Eq III.28}$$

où B_x est la fonction bêta incomplète, définie de la façon suivante:

$$B_x(a, b) = \int_0^x t^{a-1} (1-t)^{b-1} dt \quad \text{Eq III.29}$$

Ce qui donne, en remplaçant $M_t(r)$ dans l'intégrale donnant $T(r)$:

$$T(x) = \frac{4\pi \rho_t^0 R_t^2 G \mu m_p}{k} f(x, \beta, n, \alpha) \quad \text{Eq III.30}$$

avec

$$\begin{aligned} f(x, \beta, n, \alpha) &= \frac{\alpha/2}{(1+x^2)^{\frac{3\beta}{2}}} \times \int_x^\infty B_x\left(\frac{3}{2}, \frac{n-3}{2}\right) (1+x^2)^{-\frac{3\beta}{2}} \frac{dx}{x^2} \\ &= \frac{\alpha}{8} (1-u)^{-\frac{3\beta}{2}} \times \int_u^1 B_U\left(\frac{3}{2}, \frac{n-3}{2}\right) u'^{-3/2} (1-u')^{\frac{3\beta-1}{2}} du' \end{aligned} \quad \text{Eq III.31}$$

$$\text{avec } u = \frac{x^2}{1+x^2} \text{ et } U = \frac{u'^2}{\alpha^2 + (1-\alpha^2)u'^2}$$

On peut donc écrire $T(x)$ sous la forme:

$$\frac{T(x)}{T_0} = \frac{f(x, \beta, n, \alpha)}{f(0, \beta, n, \alpha)} = \phi(\beta, n, \alpha) f(x, \beta, n, \alpha) \quad \text{Eq III.32}$$

On remarque que le fait de s'être placés dans la condition critique, permet d'introduire une relation de proportionnalité directe entre la température du gaz au centre de l'amas et la densité centrale totale, connaissant R_t , par l'intermédiaire du coefficient sans dimension ϕ , que nous voyons réapparaître ici naturellement, et dont nous donnons une expression analytique:

$$\phi = \frac{4\pi \rho_t^0 R_t^2 G \mu m_p}{k T_0} = \frac{1}{f(0, \beta, n, \alpha)} \quad \text{Eq III.33}$$

De même $\langle T \rangle$ s'écrit:

$$\frac{\langle T \rangle}{T_0} = \phi g(\beta, n, \alpha) \quad \text{Eq III.34}$$

avec:

$$g(\beta, n, \alpha) = \frac{\alpha}{4\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3\beta)}{\Gamma(3\beta - 3/2)} \int_u^1 B_U\left(\frac{3}{2}, \frac{n-3}{2}\right) u'^{-3/2} (1-u')^{\frac{3\beta-1}{2}} B_u\left(\frac{3}{2}, \frac{3\beta-3}{2}\right) du' \quad \text{Eq III.35}$$

En général la température moyenne est très bien contrainte par le spectre global. Elle va permettre de fixer de fait la densité centrale de matière totale pour une forme supposée de distribution. La forme de la distribution de matière totale devra alors être contrainte par les gradients de température. On remarque aussi que le gradient de température ne dépend que de n et du rapport des rayons de coeur respectifs du gaz et de la matière totale.

Pour illustrer quantitativement ces propriétés nous allons nous placer dans la suite dans le cas de l'amas A2163 où β est connu ($\beta=0.62$). Nous testons 4 cas pour $n \geq 3\beta$ ($n=3\beta, 3, 4, 5$). Les courbes suivantes (figures III.g et h) montrent la variation de ϕ et de $T_0/\langle T \rangle$ pour différentes formes des distributions de matière totale. On retrouve que plus la matière totale est piquée (n grand ou α petit) plus

la température centrale est élevée. Les profils de température correspondants (normalisés à la valeur centrale) sont présentés Figure III.i. On note l'influence du rapport $R_t/R_c (= \alpha)$ sur le gradient de température pour différentes valeurs de la pente, n , de la distribution en densité totale. Plus la matière totale est piquée plus le profil de température est piqué vers le centre. Pour des valeurs larges de rayon de coeur R_t , on observe des températures plus basses au centre. Cependant on constate que pour R_t fixé, il est très difficile de distinguer différentes valeurs de n à partir du profil en température. La figure III.j. montre l'influence du profil en masse totale (α et n) sur le rapport de la masse totale à ce que donnerait un amas isotherme, à la température moyenne. Nous avons considéré ici la masse incluse dans 15 fois le rayon de coeur du gaz. Il existe un facteur 10, en fonction du profil en température, entre la masse totale réelle et la masse totale "isotherme", ce qui montre l'importance d'avoir accès à de la vraie spectro-imagerie. Cependant nous verrons plus loin qu'un grand nombre de ces cas sont rejetés par la contrainte supplémentaire qu'en tout point la densité totale doit être supérieure à la densité de gaz.

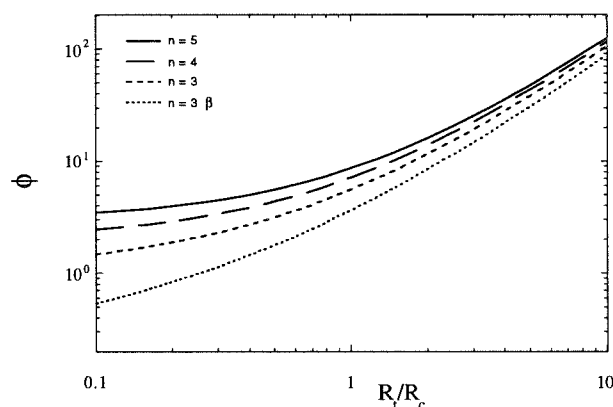


Figure III.g. Variation de ϕ pour différentes formes de distribution de matière totale.

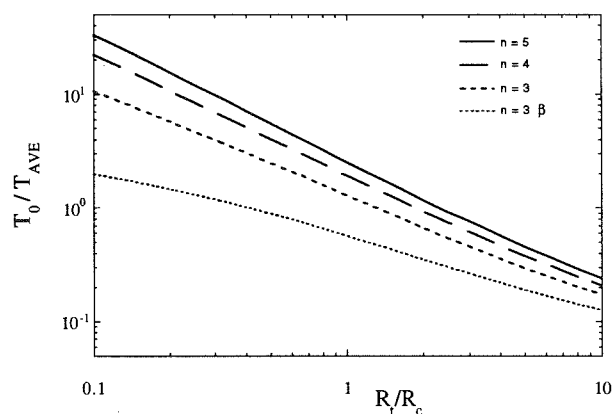


Figure III.h. Variation du rapport de la température centrale et de la température moyenne.

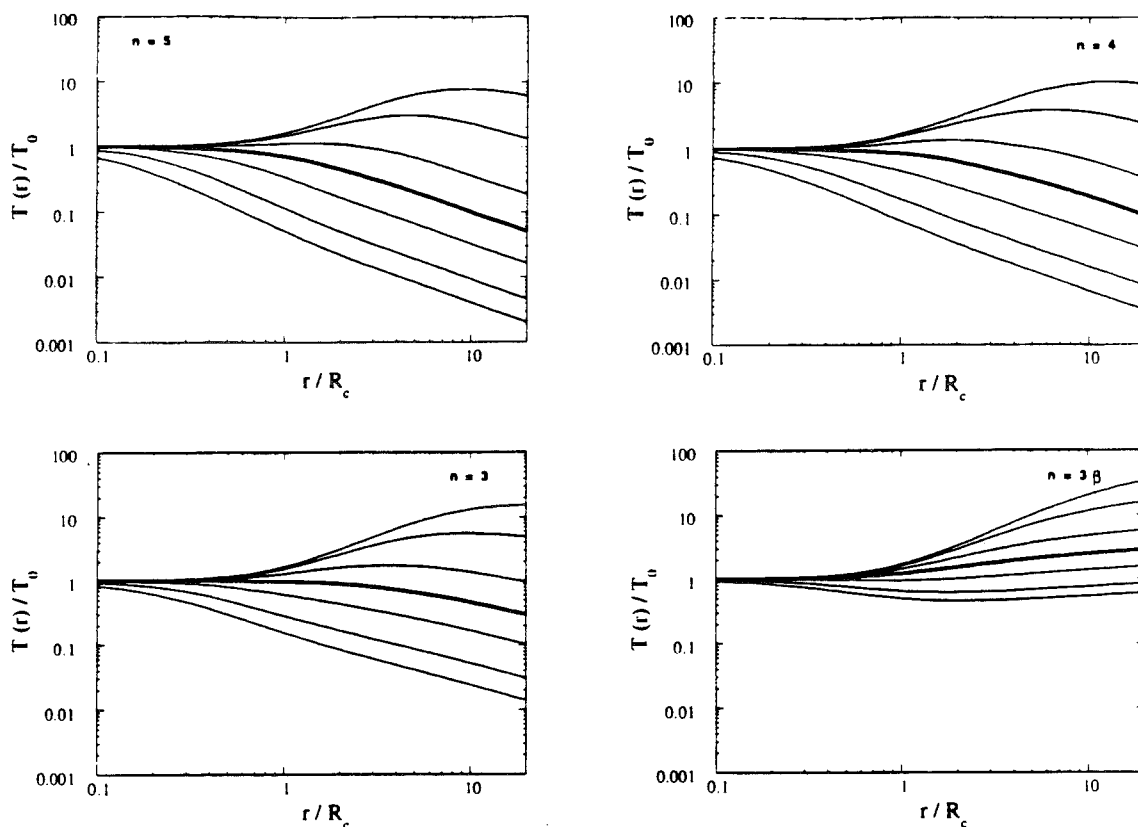


Figure III.i. Profil de température pour différents rapports de R_t/R_c (de 0.1 à 10 du bas vers le haut: 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10), pour une pente de la distribution en masse totale, n , fixée ($n=3\beta, 3, 4, 5$). La différence entre chaque graphique, en fonction de n , est relativement faible, il est donc difficile de contraindre à la fois R_t et n .

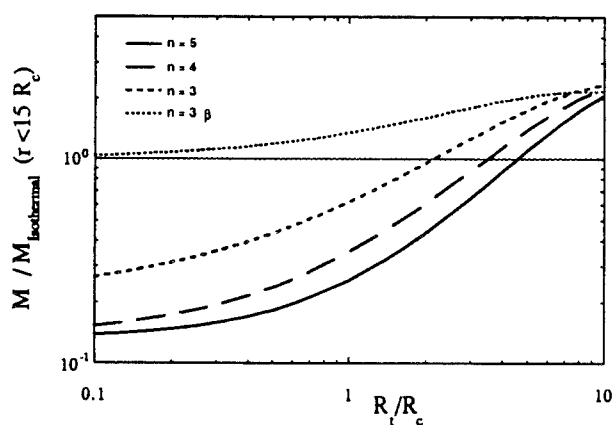


Figure III.j. Variation du rapport de la masse totale à la masse totale "isotherme" en fonction de R_t , pour différentes pentes. On constate une variation d'un facteur 10. Pour des distributions piquées la masse totale est plus faible, pour une même température moyenne.

III.3.4 Application à A2163

Une contrainte supplémentaire que l'on doit imposer à la distribution de la masse totale est que la densité totale doit toujours être supérieure à celle du gaz. En particulier, aux limites observables, $r=0$ et $r=15R_c$ (figure III.k.). Pour une température moyenne fixée (mesurée), on connaît la densité du gaz au centre de l'amas que l'on peut comparer à la densité totale pour différentes valeurs de n et R_t . De même à $15 R_c$. On voit sur la figure III.k. que, pour une valeur de n fixée, si R_t augmente, le rapport de la densité totale à la densité du gaz au centre diminue. Mais ce rapport est limité à la valeur inférieure de 1, ce qui impose une borne supérieure à R_t . De même, si R_t diminue, le rapport la densité totale à la densité du gaz à $15 R_c$ diminue, ce qui impose une borne inférieure à R_t . Le domaine dans lequel R_t peut varier à n fixé est donc limité.

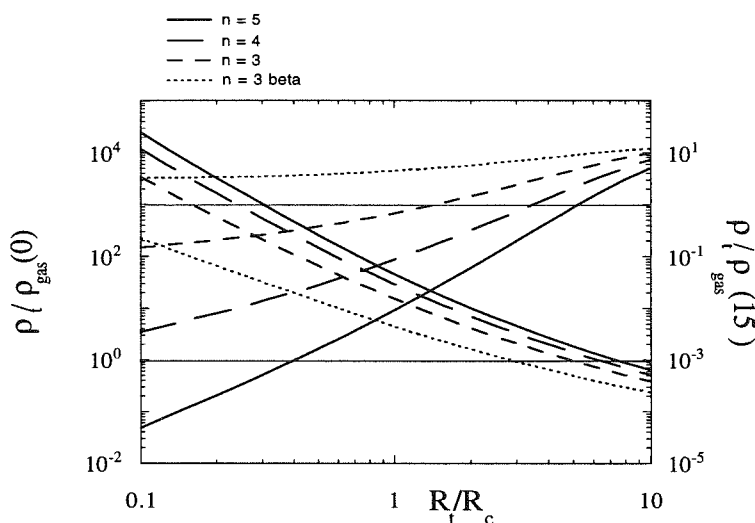


Figure III.k. Rapport de la densité totale sur la densité de gaz au centre de l'amas ($r=0$) et à la limite observable ($r=15R_c$) en fonction du rapport des rayons de coeur et pour différentes pentes de la distribution de la masse totale.

On peut aussi vérifier que dans le cadre des limites imposées à R_t , l'hypothèse de départ est bien vérifiée, c'est-à-dire que la différence entre P_o et P_o^{crit} , où P_o est la pression centrale correspondant juste à une extension de 15 rayons de coeur, et P_o^{crit} , à P_o^{crit} donnée est suffisamment faible, pour que l'on puisse considérer l'égalité des deux. On voit sur la figure III.l. que la variation autorisée pour R_t/R_c assure une faible valeur de $\frac{\Delta P_o}{P_o^{crit}} = \frac{P_o^{crit} - P_o}{P_o^{crit}}$ et que la variation de ce même rapport avec R_t est elle-même assez faible. Notons que la variation correspondantes de T_o est $\Delta T_o/T_o = \Delta P_o/P_o$, est elle aussi très faible. On retrouve le fait que ϕ est de fait imposé ($\phi \propto \frac{1}{T_o}$).

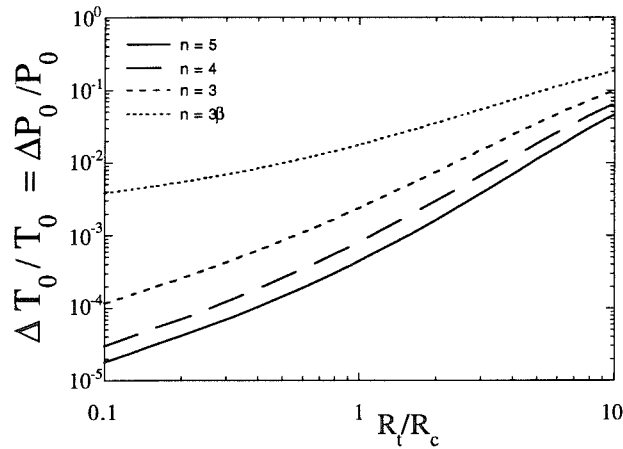


Figure III.l. Dépendance en R_r/R_c et n de la variation relative de la pression au centre, qui correspond à un amas d'extension finie, juste égale au rayon maximum jusqu'où l'émission X est détectée, par rapport à sa valeur critique, pour différentes valeurs de n .

Cette étude peut être directement appliquée aux données ROSAT+GINGA sur A2163 (figure III.m.). Nous avons généré pour différentes valeurs de n , des grilles à deux dimensions ($\langle T \rangle$, α) de modèles de spectre thermique et ajusté les modèles au spectre GINGA+PSPC. Pour une valeur donnée de $(n, \langle T \rangle, \alpha)$ la température centrale est calculée avec l'équation III.34 et le profil avec l'équation III.30-31. Les contours de χ^2 correspondants sont présentés figure III.m.. On retrouve que la température moyenne est proche de celle obtenue avec un modèle isotherme. Les profils de température et densité totale (comparé à celui du gaz) sont présentés Figure III.n. On vérifie que la température reste dans des limites où l'émissivité dans la bande du PSPC varie peu, justifiant a posteriori notre découplage des études d'imagerie (détermination de la densité du gaz) et de spectroscopie (contrainte des profils de température).

Les contraintes (à 90% de degré de confiance) sont résumées dans la table ci-dessous.

n	$\frac{R_r}{R_c}$	$k\langle T \rangle$ (keV)	$\frac{M_{tot}}{M_{gaz}} (r \leq 15R_c)$
5	5.1-7.6	14.5-16.7	3.7-6.1
4	3.4-6.1	14.1-16.6	3.2-6.0
3	1.4-4.5	13.8-16.5	2.5-5.9
3β	0.1-2.0	13.5-16.8	3.1-5.95

Tableau III.a. Paramètres déduits des données combinées GINGA+PSPC pour différents profils de la masse cachée.

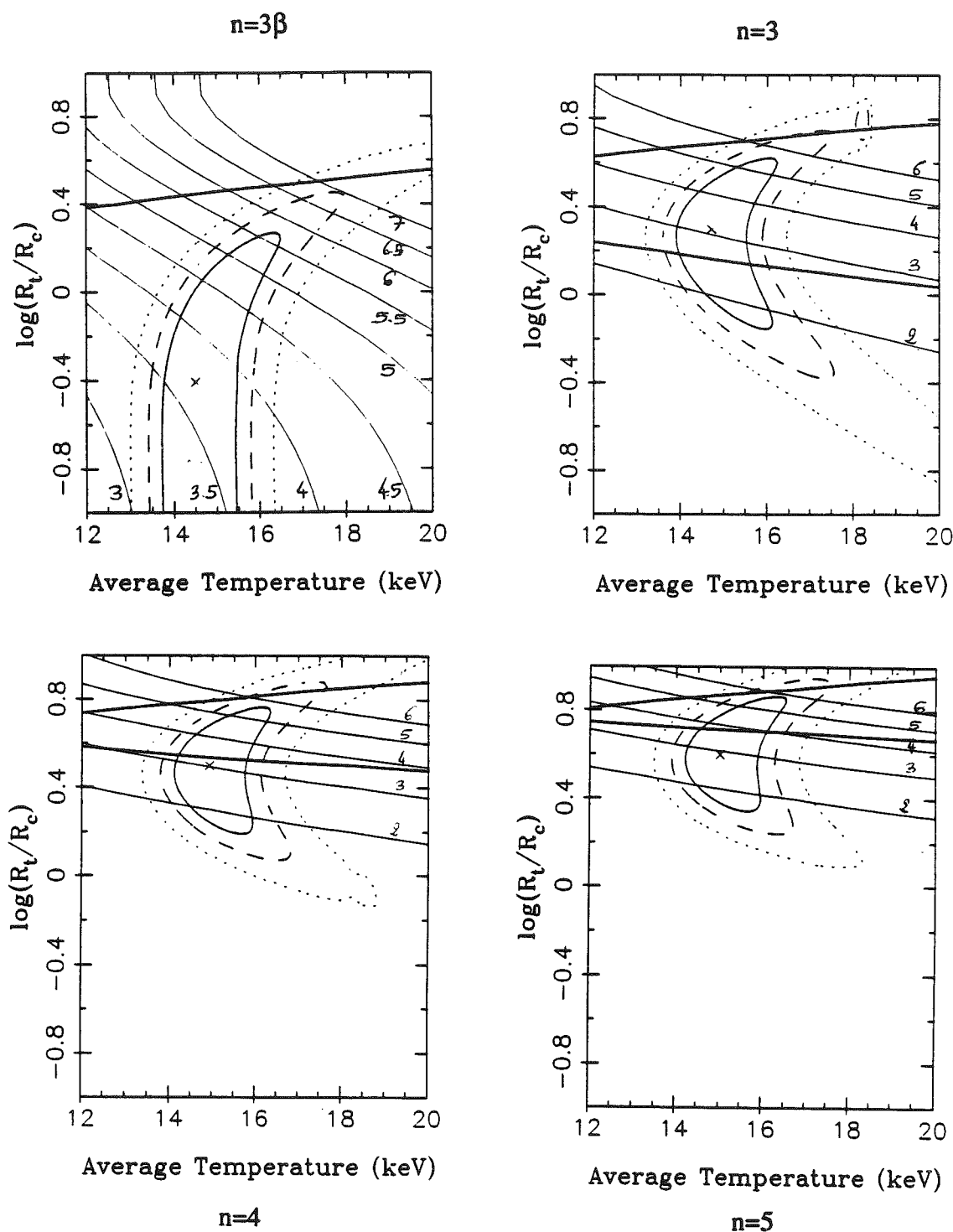


Figure III.m. Contours χ^2 à deux variables, la température moyenne du gaz et le rapport du rayon de coeur de la masse totale à celui de la masse de gaz, pour différentes valeurs de la pente de la distribution en masse totale, n . Les traits pleins épais correspondent à la contrainte que la densité totale doit être supérieure à la densité de gaz. Les traits fins correspondent à des iso-contours du rapport entre la masse totale (à l'intérieur de 15 rayons de coeur du gaz) et la masse de gaz.

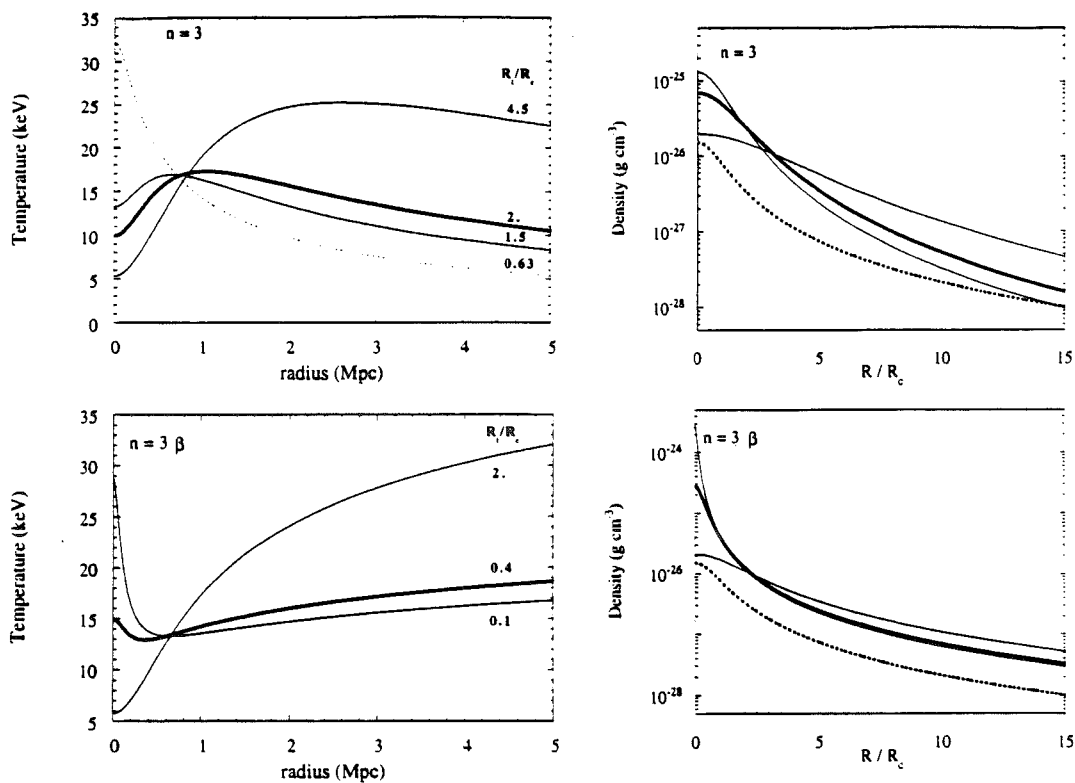


Figure III.n. Profils de température et de densité totale contraints par les données spectroscopiques combinées PSPC/GINGA pour $n=3$ et $n=3\beta$. Le meilleur accord est obtenu pour des profils de température assez plats et une matière totale plus piquée que le gaz. Cependant des distributions plus diffuses que le gaz sont autorisées.

En conclusion, la masse totale à l'intérieur de 15 rayon de coeur est déterminée à un facteur 2 environ: $M_{\text{totale}} = 4.6_{-1}^{+4} \times 10^{15} M_{\odot}$. Les contraintes sur les modèles polytropiques présentés dans l'article sont inclus dans la barre d'erreur. Nous confirmons donc l'importance de la matière baryonique dans A2163, la gaz constitue de 16% à 40% de la matière totale. Le meilleur accord est obtenu pour une fraction de l'ordre de 30%. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus sur d'autres amas riches (A2256, Coma) et renforcent les évidences pour des valeurs sous critiques de Ω . Si on suppose qu'il n'y a pas de ségrégation importante à l'échelle des amas (c'est-à-dire que la fraction de matière baryonique observée dans les amas est universelle, voir section III.1), en utilisant les résultats obtenus, on obtient un rapport de la densité baryonique à la densité totale supérieur à 0.16, ce qui, combiné avec la valeur déterminée par la nucléosynthèse primordiale ($\Omega_b=0.05\pm 0.01$), impose un rapport de la densité totale à la densité critique de $\Omega < 0.3$.

III.4.Perspectives

Notre étude de A2163 a montré que cet amas, bien que très massif était en fait très semblable à d'autres amas riches, tels A2256 et Coma. Elle renforce l'idée émergente que les amas contiennent une fraction importante de gaz (typiquement 30%), ce qui favorise plutôt des valeurs faibles du paramètre cosmologique Ω . Les indications de fusion récente sont aussi en accord avec les formations hiérarchiques des grandes structures. Il est clair qu'une étude plus quantitative de ce point et de la morphologie de l'amas, combinée à une étude à grand champ en optique (seule la partie centrale a été observée) est nécessaire. Cela pourra être fait avec les données à très haute résolution spatiale avec le ROSAT/HRI que nous attendons prochainement. L'effet Zeldovich-Sunyaev a été mesuré dans cet amas (c'était un candidat évident, vu ses température et densité exceptionnelles, l'effet ZS étant proportionnel à ces quantités). Une étude combinée des données radio et X devrait fournir des contraintes meilleures que celles déjà obtenues sur d'autres amas (A665 et A2218). Une collaboration avec M.Fischer (de Berkeley) est en cours sur ce sujet. Enfin, une meilleure contrainte sur la masse totale de A2163 nécessite des données de spectro-imagerie. Cet amas a été observé par ASCA (qui comprend une caméra CCD au foyer d'un télescope) dans le temps garanti des constructeurs du satellite. Elle devraient permettre un net progrès dans la détermination de la masse de A2163.

Enfin notre étude de A2163 et les outils développés sont facilement généralisables à d'autres amas pour lesquels des données d'imagerie (PSPC) et de spectroscopie globale sont disponibles, mais sur un large domaine d'énergie (PSPC+GINGA) de haute qualité. En particulier nous avons vu, que si l'amas s'étend très loin du centre, ces données sont suffisantes pour contraindre à mieux qu'un facteur deux la masse totale de l'amas, bien que des modèles très généraux de distribution de matière noire soient envisagés. Cela provient du fait que dans ce cas il existe une relation univoque entre le profil de température et le profil de masse totale, correspondant à l'optimum du rapport de l'énergie thermique à l'énergie gravitationnelle. Notons aussi que la masse obtenue en supposant l'amas isotherme est contenue dans ces estimations, ce qui montre que cette approximation n'est pas mauvaise. Des données (PSPC/GINGA), sur un échantillon d'une dizaine d'amas brillants, sont en cours d'analyse. Elles devraient donner une signification statistique à l'étude présentée ci-dessus. Enfin il est certain que le satellite ASCA, par ses capacités réelles de spectro-imagerie devrait permettre de faire un saut considérable dans notre connaissance de la distribution de matière noire dans les amas.

Les données d'imagerie ROSAT ont mis clairement en évidence l'existence de sous-structures dans les amas. Leur étude est importante car ce sont les signatures du processus de formation des amas. Un axe de recherche important qui devrait se développer est l'étude quantitative de ces sous-structures dans l'échantillon d'amas brillants observés avec ROSAT.

Annexe III.A.:
**"The gas distribution and binding mass in
the A2163 cluster"**

accepté dans A&A

The gas distribution and binding mass in the A 2163 cluster

D. Elbaz¹, M. Arnaud¹, and H. Böhringer²

¹ Service d'Astrophysique, CEN Saclay, F-91191 Gif sur Yvette Cedex, France

² Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, D-85740 Garching bei München, Federal Republic of Germany

Received XX XX, 1994; accepted XX XX, 1994

Abstract. We obtained a deep exposure of the exceptionally hot cluster of galaxies A2163 with the PSPC on board the ROSAT satellite. These data, combined with X-ray spectroscopic data previously obtained with the GINGA satellite clearly confirm the very high temperature and mass of this cluster. The low background of the PSPC enabled us to map the gas distribution very far from the cluster center and we found that the gas extends to at least 4.6 Mpc or 15 core radii. The PSPC image revealed that the cluster is probably in a non fully relaxed dynamical state. A joint analysis of ROSAT and GINGA spectroscopic data is used to better constrain the overall temperature and iron abundance and to constrain non isothermal models. The spectroscopic data are well fitted with an isothermal model with $L_X[2 - 10\text{keV}] = 6.0 \times 10^{45}$ ergs/s, $kT = 14.6^{+0.9}_{-0.8}$ keV and an heavy element abundance equal to $0.40^{+0.15}_{-0.14}$ solar value. There is no strong evidence for any departure from isothermality. Finally these data enabled us to significantly improve our determination of the gas and binding masses (assuming simple analytical models). A2163 is found to be 2.6 times more massive than Coma with a similar gas mass over binding mass ratio of about 0.3: $M_{\text{gas}}(r \leq 4.6\text{Mpc}) = 1.43 \pm 0.05 \times 10^{15} M_{\odot}$ and $M_{\text{binding}}(r \leq 4.6\text{Mpc}) = 4.6^{+0.4}_{-1.5} \times 10^{15} M_{\odot}$.

Key words: Clusters: of galaxies – Intergalactic medium – Dark Matter – Xrays: general

1. Introduction

A2163 is a distant ($z = 0.201$, Soucail et al. 1994) and rich cluster ($N_{\text{Abell}} = 119$ galaxies, Struble and Rood 1987). Spectroscopic X-ray observations with the GINGA satellite (Arnaud et al. 1992) revealed that the temperature and X-ray luminosity of this cluster are exceptionally high as compared to other clusters. From a combined analysis of GINGA and EINSTEIN (MPC and IPC) data Arnaud et al. (1992) derived a temperature $kT = 13.9^{+1.1}_{-1.0}$ keV and a X-ray luminosity L_X in the energy range 2 – 10 keV of 6.0×10^{45} ergs/s. They obtained a gas mass and a binding mass inside 3 Mpc in radius of

$9 \times 10^{14} M_{\odot}$ and $2.7 \times 10^{15} M_{\odot}$ respectively, assuming isothermality and after extrapolation of the IPC surface brightness profile (measured significantly only up to 1.7 Mpc). A2163 is thus a very atypical cluster since the hottest and most luminous known clusters have temperature and luminosities not exceeding 9 keV and 2×10^{45} ergs/s respectively, whereas a temperature of 7 keV is more typical of rich clusters (e.g. Edge and Stewart 1991).

The very existence of such a hot and massive cluster has implications for cosmological models of the formation of structure in the universe. In particular, in the context of cold dark matter models, with biased galaxy formation, the existence of such a cluster by itself suggests that it is very unlikely that the bias parameter be significantly greater than 1 (Arnaud et al. 1992). More generally, it puts constraints on the upper end of the temperature distribution and thus better constrains its slope, which is strongly dependent on n , the index of the initial fluctuation spectrum (Oukbir & Blanchard 1992, Bartlett & Silk 1993, Bahcall & Cen 1993). Furthermore the Sunyaev-Zeldovich effect, being proportional to the product of the electronic density n_e and the temperature, A2163 with its higher temperature and gas density is an excellent candidate for observation of the Sunyaev-Zeldovich effect and the estimate of the Hubble constant. This effect has indeed been observed in A2163 by Wilbanks et al. (1993) at 2.2 mm.

In this paper we report on observations of A2163 with the PSPC on board the ROSAT satellite. This observation was aimed at obtaining an excellent estimate of the actual extent and total mass of the cluster gas as well as the binding matter distribution and total mass, by combining the imaging information (density) and the spectral information (temperature).

The lower background of the Rosat PSPC, as compared to IPC, together with a longer exposure time, enabled us to greatly improve our knowledge of the X-ray surface brightness distribution in A2163 and thus of the density distribution in the intracluster medium, especially at large distance from the cluster center. This is important for the gas mass estimate, which is simply proportionnal to n_e whereas the emissivity varies as n_e^2 . This is also essential for a proper interpretation of the Sunyaev-Zeldovich effect, also proportionnal to n_e . The importance of tracing the gas component to large radii, made possible by the Rosat PSPC, has been clearly demonstrated by the recent observations by ROSAT of Perseus (Schwarz et al.

Send offprint requests to: D. Elbaz

1991), A2256 (Henry et al. 1993) and Coma (Briel et al. 1992). These observations showed that the gas extends very far from the center of the cluster - at least 3 Mpc for Perseus and A2256 and 4 Mpc for Coma - with a distribution less concentrated than the binding mass and that the gas constitutes a large fraction of its total mass: as much as 30% of the total mass may be made up by the gas component.

We use the spectroscopic information provided by the PSPC, which is sensitive to lower energy photons than GINGA to constrain better the total quantity of absorbing material in the line of sight, N_H , a free parameter not well constrained in our previous analysis (Arnaud et al. 1992) and consequently the other parameters, especially the temperature and heavy element abundance. In addition these spectral data extending over a large range in energy and being crudely spatially resolved enable us to put constraints on possible departures from isothermality in the ICM. These data are used to derive better constraints on the total mass of A2163, in the framework of simple analytical models for the temperature distribution. More general models for the dark matter distribution will be addressed in a following paper.

This paper is organized as follows: the analysis of the spatial data is presented in section 2, the spectral data in section 3, and in section 4 we derive the gas and dark matter content in A2163. In section 5 we summarize the main conclusions of our analysis and discuss the cosmological implications of our results. In the following a Hubble constant $H_0 = 50$ km/s/Mpc and a deceleration parameter $q_0 = 0.5$ are used.

2. Spatial analysis

2.1. X-ray image

A2163 has been observed with the ROSAT PSPC for a total of 12 133 sec between February 28 and March 8, 1992 and between September 1 and 7, 1992. No other obvious source is present in the PSPC field of view (one degree in radius), confirming that the GINGA observation was not contaminated by extra sources in the GINGA field of view (the collimator in front of the GINGA LAC experiment has a triangular response with a FWHM of $1^\circ \times 2^\circ$). This point is further confirmed by the good agreement between the flux deduced from GINGA and from the PSPC observation (see section 3.1).

The iso-intensity contours of the resulting image are shown on Fig. 1. This image was constructed using only PSPC channels 40-201, corresponding to the 0.4 to 2 keV band, in order to maximize the signal over noise ratio. The hardness ratio of the cluster is indeed very high ~ 0.98 , due to the high values of both the temperature and the hydrogen column density in the cluster direction, whereas it is known that only $\sim 16\%$ of the PSPC background counts have an energy higher than 0.4 keV. The raw data have been binned into $15'' \times 15''$ pixels and corrected for the vignetting effect and absorption by the rib structure of the PSPC. To this purpose an exposure map - corrected exposure as a function of sky position - was generated and the raw image divided by it. The energy response of the detector was taken into account by weighting, accordingly to the source spectrum, the appropriate instrument maps in selected energy ranges (Zimmermann et al. 1993). Then the resulting image was smoothed with a gaussian with $\sigma = 30''$. The count rate in the energy band [0.4 - 2 keV] is 0.84 ± 0.01 ct/s within 12.5 arcmin (1 σ error).

The center of the cluster defined as the peak of the X-ray emission is located at $16h 15m 46s, -06^\circ 00' 55''$ (J2000 coordinates), in good agreement with the IPC center. The X-ray image of A2163 as seen by the PSPC (Fig. 1) reveals that the cluster is clearly non spherical, in particular the shape is elongated in the direction east - west. There is also some evidence that the orientation of the axis of the elliptically shaped distribution varies with distance to the cluster center. This rotation is also seen in the Coma cluster (Briel et al. 1992). These results are further discussed in section 5.

Two brightness enhancements (A and B) are detected at about $8'$ and $6.5'$ north from the cluster center, respectively at positions $16h 15m 47s, -06^\circ 00' 40''$ and $16h 15m 48s, -06^\circ 02' 25''$, and another one (C) at about $10'$ (at $16h 15m 42s, -06^\circ 19' 24''$) in the southern part. To study the intensity and extent of these substructures apparent in the image, we generated a "background" map including the diffuse emission from the cluster and used the standard source detection software included in EXSAS (Zimmermann et al. 1993). After subtraction of this background map from the image, we obtained the following count rates: $5 \pm 0.4 \times 10^{-3}$ ct/s, $2.5 \pm 0.8 \times 10^{-2}$ ct/s and $6.3 \pm 0.4 \times 10^{-3}$ ct/s for the 3 enhancements A,B,C respectively, corresponding to very small fractions of the cluster luminosity: respectively 0.6 %, 3 % and 0.7%. All three brightness enhancements are consistent with the emission from a point source superimposed on the general cluster emission, although it is clear that the source B is the most likely to be extended: their extents are respectively 0.5 ± 0.7 (A), 2.5 ± 1.4 (B) and 0.5 ± 0.7 (C) in units of Gaussian sigma of the detector Point Spread Function (PSF). We searched for optical counterparts of these enhancement using the COSMOS optical data base (Yentis et al. 1992). The enhancement B is clearly coincident with an increase of galaxy counts and thus is likely to be associated with a foreground group or a true clump belonging to the cluster, which could be due to an ongoing merger of a group with the main cluster. In the absence of optical spectroscopic measurements of the corresponding galaxies it is difficult to distinguish between the two possibilities. However in the next section we will address again this point using the X-ray spectroscopic data.

2.2. Surface brightness profile

We next obtained the averaged surface brightness profile by summing over azimuth angles, selecting, as above, only data corresponding to the 0.4 to 2 keV energy band to maximize the signal to noise ratio. In a first step we excluded a sector region of size 30° centered on the brightest enhancements A and B, the resulting region being expected to be more representative of the average properties of the cluster.

The profile obtained is well fitted with the so called β model (Jones and Forman, 1984) plus a constant background:

$$S(\theta) = S_0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}} + B \quad (1)$$

where θ is the angular distance to the cluster center and θ_c is the core radius. For an isothermal ICM, this corresponds to a gas density distribution versus radius r given by:

$$n_{gas}(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}} \quad (2)$$

In non isothermal cases, the density distribution can still be derived directly from the surface brightness profile using Eq. (1) and Eq. (2) if the temperatures are high as compared to the PSPC energy range: the conversion factor between count rate and emission measure is then nearly temperature independent.

We have taken into account the finite spatial resolution of the PSPC by convolving the model with the PSPC PSF. We have adopted a constant PSF with a FWHM of 23", corresponding to the value obtained at the cluster center and for the emission peak energy. We thus neglected the variation of the PSF with position. The effect of the PSF is mostly significant in the inner part of the cluster, where it is fairly constant, and must be taken into account for a proper determination of the core radius for distant clusters like A2163 where the FWHM is not negligible with respect to θ_c .

We obtained $\beta = 0.62_{-0.02}^{+0.015}$, $\theta_c = 1.20' \pm 0.075'$ ($r_c = 305 \pm 19$ kpc) and $B = 5. \pm 0.2 \times 10^{-4}$ ct/s/arcmin². The best fit has a χ^2 of 49 for 36 degrees of freedom. The errors are at the 90% confidence level for one interesting parameter and computed following the method described by Avni (1976). A χ^2 contour map for the two parameters β and r_c is plotted on Fig 3. The observed profile, together with the best fit model, is displayed on Fig 2., with the best fit background subtracted off and the error on the background level added quadratically to the statistical error in each radial bin. The derived errors on the parameters are extremely small, due to both a long exposure time and a low background. However they only correspond to the statistical errors. Some additional systematic errors are present, simply because the cluster is not nicely spherically symmetric and the results obtained depend on the exact region chosen to derive the brightness profile. If for instance we include the sector encompassing the enhancements seen in the northern part, the best fit values obtained are slightly different, though formally consistent with the one previously obtained: $\beta = 0.59$, $r_c = 290$ kpc. However, as can be expected, the fit is less good: the best fit has a χ^2 of 72 for 36 degrees of freedom. In the following we will adopt the values obtained excluding the enhancements, probably more representative of the large scale properties of the cluster.

An important result of this analysis is that the cluster emission is significantly detected very far from the cluster center: up to 18' (15 core radius or 4.6 Mpc) at the 68% confidence level and up to 16' at the 90% confidence level. This extent is even larger than what was found for Coma (Briel et al. 1992).

3. Spectral analysis

3.1. Isothermal model

To extract the PSPC spectrum we only consider emission from within 12.5 arcmin (3.2 Mpc) from the cluster center to optimize the signal to noise ratio (see Fig. 2). The resulting spectrum after background subtraction is depicted in Fig. 4, together with the spectrum obtained previously with GINGA (Arnaud et al. 1992). We fit these spectra with a redshifted isothermal plasma emission model with $z = 0.201$ (Raymond & Smith 1977; Raymond 1985), convolved respectively with the PSPC and GINGA response matrix. As discussed in a previous paper (Arnaud et al. 1992) the uncertainties due to the choice of the underlying atomic physics (using for instance the Mewe et al. 1980, 1985 model instead of the Raymond and Smith model) are negligible, because the emission is dominated by the well studied Bremsstrahlung emission and Iron K lines.

The free parameters are the hydrogen column density in the line of sight, N_H , the overall normalisation, or emission measure $EM = \int n_e^2 dV$, the temperature kT and the iron abundance in the ICM, the abundances of all heavy elements with $Z > 2$ (C,N,O...) being varied in unison. We introduced a relative normalisation factor, F , between the PSPC and GINGA spectra, to check the consistency between ROSAT and GINGA observations. An excellent agreement between the isothermal model and the data is obtained with a reduced χ^2 of 0.84 for $n = 191$ degrees of freedom (Fig. 4). The best fit parameters and errors bars at the 90% confidence level are $kT = 14.6_{-0.8}^{+0.9}$ keV, an iron abundance of $0.40_{-0.14}^{+0.15}$ times the solar value, $N_H = 1.65_{-0.19}^{+0.15} \times 10^{21}$ cm⁻² and $EM = 5.2 \pm 0.17 \times 10^{68}$ cm⁻³ (inside 12.5'). The corresponding luminosities in the GINGA and PSPC energy bands are $L_X[2 - 10 \text{ keV}] = 6.0 \times 10^{45}$ ergs/s and $L_X[0.1 - 2.4 \text{ keV}] = 4.5 \times 10^{45}$ ergs/s. The best fit spectrum is plotted in Fig. 4.

The agreement between the GINGA data and the PSPC data is good: $F = 1.09 \pm 0.04$. The PSPC spectrum corresponds to the flux inside about 10.5 core radii whereas the GINGA spectrum corresponds to the total emission. If we adopt the density profile deduced from imaging data and assume that the cluster has an actual extent of 15 core radii, the minimum extent from the imaging analysis, we expect 6% less flux in the PSPC spectrum as compared to that from GINGA, whereas the best fit gives 8% more flux. This 15% discrepancy in normalization between the PSPC and GINGA can be essentially accounted for by the uncertainties ($\approx 5\%$ for GINGA LAC, $\approx 10\%$ for PSPC) in the overall flux calibration of each instrument (Hughes and Tanaka 1991, for GINGA, Hasinger 1994, for ROSAT), especially if we take into account that the GINGA observation pointing position was offset by about 17', and its flux calibration depends also on our knowledge of the collimator response (about 1% accuracy, Hughes et al. 1993).

The best fit temperature is higher than the one obtained previously from a combined analysis of EINSTEIN and GINGA data by 0.8 keV and better defined (note that the present estimates were allowed by the EINSTEIN plus GINGA data at the 90% confidence level). This is a direct consequence of a better determination of the hydrogen column density, which is lower than in the previous analysis, and closer to the value deduced from 21 cm measurements, 1.1×10^{21} cm⁻². Let us recall that the GINGA spectral shape is very sensitive to the temperature but cannot constrain independently the N_H value, due to its limited low energy response. However the temperature determination depends on the N_H value assumed - it increases with decreasing N_H - because a harder spectrum can mimic somewhat a lower absorption. On the other hand the PSPC spectral shape is nearly insensitive to the temperature for such high values of the temperature (much greater than its high energy cut-off) but is very sensitive to the N_H value, due to its sensitivity to very low energies. This is also true for the IPC in principle but because of a much shorter exposure time and a higher low energy cut-off, the N_H value for A2163 could not be constrained with high precision. To illustrate the above discussion we plotted in Fig. 5, a comparison of the present data with an isothermal model using the best fit parameters we obtained from our previous analysis (Arnaud et al. 1992) and a normalisation factor of one between the PSPC and GINGA counter. A clear excess of PSPC counts at low energies (0.1 ct/s below 1 keV and 0.06 ct/s between 1 keV and 1.5 keV) is observed, indicating an underestimate of the N_H value.

3.2. Constraints on non isothermal models

Direct spectro-imaging with the PSPC alone is not possible due to the very high temperature of the cluster. This is clearly demonstrated if one tries to constrain the temperature (isothermal model) from the PSPC data alone: one only obtains an lower limit for the temperature $kT > 8.5$ keV at the 90% confidence level. However some constraints can be given by combining PSPC and GINGA data.

3.2.1. Polytropic model

In a first step we tried to fit the data described above assuming that the gas follows a polytropic equation of state:

$$\frac{T(r)}{T_0} = \left[\frac{n_{gas}(r)}{n_0} \right]^{\gamma-1} = [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta(\gamma-1)/2} \quad (3)$$

We fixed the β and core radius values to the best fit values obtained in our analysis of the imaging data. The polytropic law is far from general and is often used because it has a convenient analytic expression. In the polytropic model the temperature is forced to decrease monotonically with radius, and thus one implicitly assumes a very specific dark matter distribution (and of course this model cannot mimic any temperature gradient due to a cooling flow at the cluster center). If instead of imposing the gas equation of state one rather assumes a priori general forms for the dark matter distribution and deduces the temperature distribution from the hydrostatic equilibrium equation and the density distribution, a much greater diversity of temperature profile shapes are allowed (see Hughes 1989). Such general models will be addressed in a following paper (Arnaud et al. 1994).

We thus fit the PSPC and GINGA spectra as above, with now as free parameters the γ index, the central temperature kT_0 , the overall normalisation, the hydrogen column density N_H , the iron abundance (supposed to be constant with position) and the relative normalisation between PSPC and GINGA. The best fit is the isothermal model and an adiabatic model can be excluded: we found at the 90% confidence level for one interesting parameter $\gamma = 1^{+0.32}$ and $kT_0 = 14.6^{+14}_{-0.8}$ keV. The asymmetry of the error bars comes from the fact that we have not explored negative γ values. The lower limit on the central temperature is therefore the same as for an isothermal model. The two-dimensional χ^2 contours for central temperature versus polytropic index are shown on Fig. 6.

3.2.2. Crude spectro-imaging

In a second step we tried a less model dependent analysis of possible temperature gradients. We divided the A2163 region in two rings containing approximately the same number of PSPC counts and generated the two corresponding spectra. They correspond to an inner region with radius $\theta < 3.5\theta_c$ and an outer region with $3.5\theta_c < \theta < 10.5\theta_c$. We then performed a simultaneous fit of these two spectra together with the GINGA global spectrum, using a two component thermal model, one component for each region. The free parameters were the (mean) temperature of the inner region kT_{in} , and normalization EM_{in} , the temperature of the outer region kT_{out} , and normalisation EM_{out} , the hydrogen column density N_H and the iron abundance, these latter two parameters being assumed not to vary with position. The relative normalisation between the PSPC

and GINGA has been fixed to the best value obtained from the isothermal model. Again there is no strong evidence of any departure from isothermality. The best fit ($\chi^2=0.95$ for $n = 351$ degrees of freedom) is nearly isothermal with $kT_{in} = 14^{+5}_{-4}$ keV, $kT_{out} = 16^{+7}_{-5}$ keV. The corresponding allowed gradient at the 90% confidence level is:

$$0.5 < \frac{T_{in}}{T_{out}} < 1.7 \quad (4)$$

The other best fit parameter values are of course consistent with values obtained with an isothermal fit: an iron abundance of 0.44 times the solar value, $N_H = 1.65 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ and $EM = EM_{in} + EM_{out} = 5.14 \times 10^{68} \text{ cm}^{-3}$. A χ^2 contour map for the two temperature parameters is shown in Fig. 7.

The same analysis done for the two regions $\theta < \theta_c$ and $\theta_c < \theta < 10.5\theta_c$ gives some indication of a cooler inner core, although the data are still consistent with an isothermal model: $kT_{in} = 10.5^{+7.3}_{-3.3}$ keV, $kT_{out} = 17^{+2.5}_{-3}$ keV and

$$0.4 < \frac{T_{in}}{T_{out}} < 1.3 \quad (5)$$

This possible decrease in the temperature at the cluster center is unlikely to be due to the presence of a cooling flow: adopting the best fit values for the temperature and central density (Table 1) we deduced a cooling time of ~ 10 Gyrs. Note also that there is no evidence of central excess in the surface brightness profile. On the other hand, temperature profiles deduced from the hydrostatic equation imply such a decrease at the cluster center in case of matter profiles with large core radii (Hughes 1989).

These upper limits on the ratio of inner to outer temperature allow us to further constrain the polytropic models, if one assumes that the temperatures found are representative of the emission weighted mean temperatures in the corresponding regions: only polytropic models with $\gamma < 1.25$ are consistent with the condition given by Eq. (4) and $\gamma < 1.15$ for Eq. (5). This last constraint will be used in section 4 to put constraints on the dark matter content of A2163.

3.2.3. Study of the substructure B

To better understand the nature of the substructure B (see section 2.1) we generated the spectrum of a region corresponding to the enhancement, centered on its position and of radius $1.25'$, and the spectrum of the cluster excluding the substructure. We performed a simultaneous fit of the two separate PSPC spectra and the GINGA global spectrum with a two components thermal model as described in section 3.2.2, with two temperatures kT_1 , for the substructure, and kT_2 , for the underlying cluster. We were able to put a lower limit on kT_1 , $kT_1 > 6$ keV, which is significantly higher than the typical temperature of a poor cluster or a group. This indicates that the enhancement B is likely to be associated with true substructure inside the cluster which is thermalized or on the way to be thermalized with respect to the mean cluster temperature. It is unlikely that it is due to a chance superposition with a foreground group. Another important result is that the influence of this enhancement on the temperature determination of A2163 is negligible: the value obtained for kT_2 always differs from the temperature value obtained in section 3.1 (isothermal fit to the spectrum obtained from the whole A2163 region) by less than 0.3 keV at the 90% confidence level. We also checked

the possibility that this enhancement was associated with an AGN by fitting the data with a two component model, one thermal model and a power law. For any value of the power index $\alpha > 1$ this composite model is consistent with the data but again the temperature for the cluster is not changed significantly. However for a canonical power index $\alpha = 1.7$ the χ^2 obtained is less good than with the two component thermal model by about 6 for 233 degrees of freedom. In conclusion, although the origin of the enhancement B is not definitively constrained there are strong indications that it corresponds to true substructure in the cluster and in any case it does not contaminate our determination of the cluster temperature.

Table 1. Derived parameters from isothermal fit to PSPC and GINGA data

Parameter	
$L_X[0.1 - 2.4 \text{ keV}]$	$4.5 \times 10^{45} \text{ ergs s}^{-1}$
β	$0.62^{+0.015}_{-0.02}$
r_c	$305 \pm 19 \text{ kpc}$ $1.20 \pm 0.075 \text{ arcmin}$
$L_X[2 - 10 \text{ keV}]$	$6.0 \times 10^{45} \text{ ergs s}^{-1}$
N_H	$1.65^{+0.19}_{-0.15} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$
EM	$5.20 \pm 0.17 \times 10^{68} \text{ cm}^{-3}$
kT	$14.6^{+0.9}_{-0.8} \text{ keV}$
Abundance	$0.40^{+0.15}_{-0.14}$
Central Hydrogen density	$6.65 \pm 0.35 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$
$M_{\text{gas}}(r \leq 4.6 \text{ Mpc})$	$1.43 \pm 0.05 \times 10^{15} M_\odot$
$M_{\text{gas}}(r \leq 1.5 \text{ Mpc})$	$3.29 \pm 0.04 \times 10^{14} M_\odot$
$M_{\text{binding}}(r \leq 4.6 \text{ Mpc})$	$4.6 \pm 0.4 \times 10^{15} M_\odot$
$M_{\text{binding}}(r \leq 1.5 \text{ Mpc})$	$1.45 \pm 0.15 \times 10^{15} M_\odot$

4. The gas content and total mass of A2163

4.1. The gas mass of A2163

From the β and core radius values obtained from imaging data and the emission measure obtained from the spectral data we can deduce the central density of the cluster:

$$EM = \pi^{3/2} n_{e0} n_{H0} r_c^3 \frac{\Gamma(3\beta-3/2)}{\Gamma(3\beta)} \times \left[1 - \left(1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right)^{-3\beta+3/2} \right] \quad (6)$$

where Γ is the gamma function and EM has been integrated up to $\theta = 12.5'$, the angular radius of the region from which the PSPC spectrum has been extracted. The corresponding gas mass inside a radius r is then given by:

$$M_{\text{gas}} = 4\pi\mu m_H n_{H0} r_c^3 \frac{1}{2} B_x(a, b) \quad (7)$$

$$\text{where } a = \frac{3}{2} \quad b = \frac{3}{2}(\beta - 1) \quad x = \frac{(r/r_c)^2}{(1 + (r/r_c)^2)} \quad (8)$$

and B_x is the incomplete beta function.

The results are summarized in Table 1. They are in good agreement with the values obtained from the IPC data¹. The major improvement is on the confidence of the estimates, since we do not extrapolate the data to higher radius than measured, as well as on their precision. To compute the error on the gas mass and central density we used the surface brightness profile data. The profile $S(r) = S_0 f(r/r_c, \beta)$ can be equivalently expressed in terms of the variables (n_{H0}^2, r_c, β) or $(M_{\text{gas}}^2, r_c, \beta)$: S_0 scales as $n_{H0}^2 r_c \Gamma(3\beta-1/2)/\Gamma(3\beta)$ thus $S(r) = n_{H0}^2 g(r/r_c, \beta)$ and, from Eq.(7), $S(r) = M_{\text{gas}}^2 h(r/r_c, \beta)$. A χ^2 procedure (Avni 1976) was then applied to assess the uncertainty on the central density and gas mass, the other parameters being optimised for any given value of respectively n_{H0}^2 and M_{gas}^2 . One notes that the uncertainty on the gas mass is very small and smaller than the one on the central density. This is due to the fact that the central density is actually constrained by the central brightness whereas the gas mass is constrained by the integrated profile. However the errors quoted do not take into account any systematic uncertainties, like the calibration of the instrument and the departure from sphericity of the cluster. They probably amount to a few percent (see section 3.1 and 2.2). Another source of uncertainty is our assumption of an isothermal atmosphere. However as explained in section 2.2 the conversion between PSPC count rate and emission measure is nearly temperature independent if the temperatures are high. This is indeed the case as shown by our constraints on non-isothermal models: for the extreme polytropic model allowed, the temperature varies from 19 keV at the center down to 8.5 keV at the maximum radius for which the emission is detected significantly. In that temperature range the conversion factor varies by less than 10%, the actual effect on the surface brightness being expected to be even less important (due to the integration along the line of sight).

4.2. The total mass of A2163

Assuming that the gas is in hydrostatic equilibrium in the potential of the total mass and that the gas distribution follows the β model (Eq. (2)) the total mass enclosed inside the radius r is given by the well known relationship:

$$M_{\text{binding}}(r) = \frac{3\beta r_c kT}{G\mu m_p} \times \frac{(r/r_c)^3}{1 + (r/r_c)^2} \quad (9)$$

if the gas is isothermal. For polytropic models a similar equation is obtained with T replaced by $\gamma T(r)$. The corresponding total density is given by:

$$\rho_{\text{tot}}(r) = \frac{3\beta\gamma kT(r)}{4\pi G\mu m_p r_c^2} \times \frac{3 - [3\beta(\gamma - 1) - 1](r/r_c)^2}{[1 + (r/r_c)^2]^2} \quad (10)$$

For an isothermal atmosphere ($\gamma = 1$) we derived $M_{\text{binding}}(r \leq 4.6 \text{ Mpc}) = 4.6 \pm 0.4 \times 10^{15} M_\odot$. The errors are at the 90% confidence level and take into account both the errors on the temperature and the gas density profile parameters: the β index and core radius. We would like now to discuss the uncertainty linked to the very assumption of isothermality, an assumption often used in the literature. We saw that there is no strong evidence for departure from isothermality in A2163.

¹There is a mistake in the table 1 of Arnaud et al. (1992) where the density given is actually the hydrogen density and not the electronic density.

The evidence of an isothermal atmosphere in A2163 is rather indirect, being based on fitting the global spectrum with simple analytical models like polytropic models and on very crude spectro-imaging information but is supported by more direct observations of temperature profiles in other clusters. Indeed there is now increasing evidence, from truly spatially resolved spectroscopic observations, that cluster atmospheres are fairly isothermal at large scale, up to several core radii (with in some cases a central cooling core, like in Perseus, Virgo/M87 or A 478). However this conclusion is based at the moment on the very small sample of clusters for which such data are available: the Perseus cluster (Snyder et al. 1990; Eyles et al. 1991; Schwarz et al. 1992), Virgo (Koyama et al. 1991), A478 (Allen et al. 1993), A2256 (Henry et al. 1993; Miyaji et al. 1993) and Coma (Hughes 1989; Hughes 1991 in Jones and Forman 1992). Note also that a drop in temperature is observed beyond several core radii in Coma (Hughes 1991, using GINGA scanning data). In addition these data obviously provide only constraints on the mean temperature profile projected onto the sky, and small gradients can well be smoothed out by the effect of the integration along the line of sight (Eyles et al. 1991). Thus in spite of all this converging evidence, from A2163 and other clusters, we must be very cautious about the isothermality assumption. This is important because this assumption, artificially restricts the allowed range for the total mass. Indeed by assuming isothermality we implicitly assume a very specific total mass distribution, in our case one more concentrated than the gas distribution (since $\beta < 2/3$, see Eq. 10 and Eq. 2), whereas for a given global mean temperature, generally well constrained by the data, the total mass inferred actually depends significantly on the assumed shape of the total mass distribution. More concentrated mass profiles will give lower total (i.e. integrated up to several core radii) binding masses and correspond to higher ratios of internal to external temperature. This can be easily seen in the polytropic case: for a given mean temperature and increasing γ values, both the central temperature and temperature gradient increase while the temperature at large radius decreases (Eq. 3 and Fig 6), the total mass distribution is more and more peaked towards the center, following the temperature profile (Eq. 10) and lower binding masses are allowed than in the simple isothermal case: $M_{\text{binding}}(r \leq 4.6\text{Mpc}) = 4.6^{+0.4}_{-1.5} \times 10^{15} M_{\odot}$. The errors have been computed adopting the constraints on the γ index ($\gamma < 1.15$) and central temperature derived in sections 3.2.1 and 3.2.2. Thus it is clear that the present analysis certainly underestimates the errors on the binding mass, especially it underestimates its upper bound, since we have not explored at all the possibility that the total mass may be less concentrated than the gas. General models for the total mass distribution will be studied in a following paper (Arnaud et al. 1994) using the global spectroscopic data (GINGA and PSPC spectra) and the limits on the temperature gradient established in section 3.2.2.

5. Discussion and conclusions

The combined ROSAT and GINGA data clearly confirmed the exceptional nature of A2163:

1. There is no contamination in the GINGA data, which could have explained the high temperature found: the PSPC and GINGA spectra are fully consistent and there is no other obvious source in the large GINGA field of view.

2. This new set of data allowed us to better constrain the temperature, as well as the gas and dark matter mass inside the cluster. A2163 has a temperature $kT = 14.6^{+0.9}_{-0.8}$ keV and is found to be 2.6 times more massive than Coma: $M_{\text{gas}} = 1.43 \pm 0.05 \times 10^{15} M_{\odot}$ and $M_{\text{binding}} = 4.6^{+0.4}_{-1.5} \times 10^{15} M_{\odot}$. These values correspond to the masses included inside a 4.6 Mpc in radius, the maximum radius to which X-ray emission is significantly detected and thus do not rely on any uncertain extrapolation of the data as in previous estimates. The total mass estimate, however, is based on simple analytical models for the temperature profile and the resulting uncertainties on this quantity may well be underestimated.

Except for the large absolute values obtained for the gas and total mass of A2163 (the high temperature can be seen as a direct consequence of the high mass) this cluster is actually very similar to other rich clusters, like A2256 or Coma: a very large gas extent (at least 15 core radii) and a similar high gas over binding mass ratio of about 0.3. This observation thus provides a new piece of evidence to the emerging picture, based on accurate gas mass estimates from ROSAT satellite and better estimates of the total mass based on X-ray observations, that the baryons constitute indeed a large fraction of the total mass in clusters (e.g. Böhringer et al. 1992, Briel et al. 1992, David et al. 1993). The importance of the gaseous component, as compared to the galaxy component, was already suspected: David et al. (1990) and Arnaud et al. (1992) have shown that the gas mass in rich clusters reaches up to 6 times the mass in galaxies (for $M/L \approx 10$). However this conclusion was based on extrapolation of the gas density profile (up to 10 core radii typically in Arnaud et al. 1992), beyond the maximum radius of actual detected X-ray emission. ROSAT observations are now confirming that the gas indeed extends very far from the cluster center, at least in rich clusters.

The high baryon mass fraction found in clusters has important cosmological consequence because no important segregation at the cluster scale is expected in Cold Dark Matter models for large structure formation (White et al. 1993a, although such segregation could occur but at the very center of the cluster, Babul and Katz 1993). In consequence the baryon mass fraction in clusters should reflect the corresponding fraction in the Universe. When combined with the baryon density obtained by cosmic nucleosynthesis models consistent with the observed relative abundance of light elements: $\Omega_b = 0.05 \pm 0.01$ (Walker et al. 1991), these observations on clusters thus seem to imply a low density value for the Universe, far from the critical closure density (e.g. Böhringer et al. 1992, Briel et al. 1992, David et al. 1993, White et al. 1993a and references therein). Using the present data we obtain $\Omega_b/\Omega > 0.28$ (this is a lower limit since we do not know the galaxy mass and part of the unseen mass could be baryonic too) and thus $\Omega < 0.2$. However, as pointed out by David et al. (1993) for instance, one way to reconcile the high baryon mass fraction in clusters and the picture with $\Omega = 1$ is to assume the presence of a significant fraction of Hot Dark Matter.

The PSPC image revealed that the cluster is probably in a non fully relaxed dynamical state: the emission although fairly regular at large scale is not spherically symmetric with some variation of the ellipsoidal orientation angle with radius and presents a significant brightness enhancement in the northern part which could be due to an ongoing merger of a small group with the cluster.

Again, morphologically A2163 does not differ from other bright clusters. Evidence of merging with small groups has been found in Coma and A2256 (Briel et al. 1991, Briel et al. 1992, White et al. 1993b). Elliptical shape with axial ratio and centroid shifting has been clearly observed in several bright clusters and has been interpreted as the signature of past merging events in the formation process (Mohr et al. 1993; Evrard et al. 1993). These merger events are expected in the standard hierarchical formation scenario and these observations have important cosmological consequences because for high Ω values, mergers have occurred more recently, resulting in less relaxed clusters in the present day Universe (Evrard et al. 1993). More direct evidence of a recent merger event in A2163 comes from optical observations (Soucail et al. 1994). These observations have been made on a region of $6.5' \times 8'$ centered on the X-ray center. The galaxies seem to be in a far from relaxed state: the velocity dispersion σ_r is very high and corresponds to a β_{spec} value of 1.3, where $\beta_{\text{spec}} = \mu m_p \sigma_r^2 / kT$, significantly in excess of the β value deduced from imaging data (a more detailed analysis of the velocity distribution will be discussed in Soucail et al. 1994); the galaxy distribution is very flat with no clear optical center. The X-ray center is not located on the brightest galaxy (G1) and there is a second bright galaxy (G2) with approximately the same magnitude at 3.9 arcmin. The X-ray center, G1 and G2 are roughly aligned in a direction east-west, the general elongation axis of A2163. These characteristics are probably natural if we imagine that A2163 is the result of a merger of two large clusters: one centered initially on G1 and one centered on G2 and if we remember that the relaxation time scale for galaxies is longer than for the gaseous component. In addition, one can compare the X-ray morphology of A2163 with the simulations of such merger events by Schindler and Muller (1993) and by Roettiger et al. (1993) which predict an elongated shape with an axis parallel to the merger axis. One also notes that in the very inner region the axis is predicted, by the simulation, to lie perpendicular to the merger axis: again here this tilt of the axis seems to be present in the A2163 X-ray image. HRI observations which are planned in the near future will be extremely useful to study in greater detail, more quantitatively, by using Mohr et al. (1993) indicators for instance, and at the best available spatial resolution, the morphology of this cluster: departure from sphericity at large scales, subclustering and clumpiness of the gas.

Acknowledgements. Part of this work was supported by CNES and INSU and the GDR "Cosmologie et Grande Structure". MA and DE thank the MPE, where part of the work was completed, for its hospitality.

References

- Allen, S., Fabian, A., Johnstone, R., White, D., Daines, S., Edge, A., Stewart, G., 1993, MNRAS 262, 901
- Arnaud, M., Hughes, J.P., Forman, W., Jones, C., Lachieze-Rey, M., Yamashita, K., Hatsukade, I., 1992, ApJ 390, 345
- Arnaud, M., Rothenflug, R., Boulade, O., Vigroux, L., Vangioni-Flam, E., 1992a, A&A 254, 49
- Arnaud, M., Elbaz, D., Böhringer, H., 1994, A&A, to be submitted
- Avni, Y., 1976, ApJ 210, 642
- Babul, A., Katz, N., 1993, ApJ 406, L51
- Bahcall, N., Cen, R., 1993, ApJ 407, L49
- Bartlett, J., Silk, J., 1993, ApJ 407, L45
- Briel, U.G., Henry, J.P., Böhringer, H., 1992, A&A 259, L31
- David, L., Arnaud, K., Forman, W., Jones, C., 1990, ApJ 356, 32
- David, L., Jones, C., Forman, W., 1993, to appear in The proceedings of the ROSAT Science Symposium Workshop, CfA preprint No 3760
- Edge, A., Stewart, G., 1991, MNRAS 252, 414
- Evrard, A.E., Mohr, J., Fabricant, D.G., Geller, M.J., 1993, ApJ 419, L9
- Eyles, C., Watt, M., Bertram, D., Church, M., Ponman, T., Skinner, G., Willmore, A., 1991, ApJ 376, 23
- Hasinger, G., 1994, private communication
- Henry, J., Briel, U., Nulsen, P., 1993, A&A 271, 413
- Hughes, J.P., 1989, ApJ 337, 21
- Hughes, J., Tanaka, Y., 1992, ApJ 398, 62
- Hughes, J., Butcher, J., Stewart, G., Tanaka, Y., 1993, ApJ 404, 611
- Jones, C., Forman, W., 1984, ApJ 276, 38
- Jones, C., Forman, W., 1992, in Clusters and Superclusters of galaxies, A.C. Fabian ed., NATO ASI Series, vol 366, p.49
- Koyama K., Takano S., Tawara Y., 1991, Nature 350, 136
- Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., van den Oord, H. J., 1985, A&AS 62, 197
- Mewe, R., Lemen, J.R., van den Oord, H. J., 1986, A&AS 65, 511
- Miyaji, T., Mushotzky, R.F., Loewenstein, M., Serlemitsos, P.J., Marshall, F.E., Petre, R., Jahoda, K.M., Boldt, E.A., Holt, S.S., Swank, J., Szymkowiak, A.E., Kelley, R., 1993, ApJ 419, 66
- Mohr, J., Fabricant, D.G., Geller, M.J., 1993, ApJ 413, 492
- Oukbir, J., Blanchard, A., 1992, A&A 262, L21
- Raymond, J. C. and Smith, B.W., 1977, AJS 35, 419
- Raymond, J.C., 1985, private communication.
- Richstone, D., Loeb, A., Turner, E.L., 1992, ApJ 393, 477
- Roettiger, K., Burns, J., Loken, C., 1993, ApJ 407, L53
- Schwarz, R., Edge, A., Voges, W., Böhringer, H., Ebeling, H., Briel, U.G 1992, A&A 256, L11
- Snyder, W., Kowalski, M., Cruddace, R., Fritz, G., Middleditch, J., Fenimore, E., Ulmer, M., Majewski, S., 1990, ApJ 365, 460
- Schindler, S., Müller, E., 1993, A&A 272, 137
- Soucail G., Arnaud M., Mathez G., 1994, to be submitted
- Struble, M.F., Rood, H.J., 1987, ApJS 63, 555
- Walker, T.P., Steigman, G., Schramm, D.N., Olive, K.A., Kang, H., 1991, ApJ 378, 186
- Wilbanks et al., 1993, ApJ, in preparation
- White, S.D.M., Navarro, J.F., Evrard, A.E., Frenk, C.S., 1993a, Nature 366, 429
- White, S.D., Briel, U.G., Henry, J.P., 1993b, MNRAS 261, L8
- Yentis, D.J., Cruddace, R.G., Gursky, H., Stuart, B.V., Wallin, J.F., MacGillivray, H.T., Collins, C.A., 1992, "The COSMOS/UKST catalogue of the southern sky", in digitized Optical Sky Surveys, eds. H.T. MacGillivray and E.B. Thomson. Kluwer Academic Publishers, p.67.
- Zimmermann, H.U., Belloni, T., Izzo, C., Schwentker, O., 1992, "EXSAS User's Guide", MPE report 48, April 1992

Figure Captions

Figure 1:

X-ray image of the A2163 cluster observed with the ROSAT PSPC and corrected for the vignetting effect. The contour levels are logarithmically spaced (by 0.2 digits) with the peak brightness corresponding to $9.4 \times 10^{-2} \text{ ct/s/arcmin}^2$.

Figure 2:

Azimuthally averaged surface brightness versus the distance to the cluster center, corrected for vignetting effect and after background subtraction. We excluded in the data a small sector encompassing the brightness enhancements A and B (see Fig. 1). The crosses correspond to the data points with error bars. The full line corresponds to the best fit β model, $\theta_c = 1.2'$ and $\beta = 0.62$, convolved with the PSPC point spread function. The best fit χ^2 is 49 for 36 degrees of freedom.

Figure 3:

χ^2 contour map for the two parameters β and θ_c . The ellipses correspond to the 68%, 90% and 99% confidence levels.

Figure 4:

A2163 spectra as measured with the ROSAT PSPC and with the GINGA proportional counter array (TOP and MID layers). The full lines correspond to the best fit isothermal model: $kT = 14.6 \text{ keV}$, $N_H = 1.65 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, iron abundance = 0.40 solar value.

Figure 5:

Same as Figure 4 with the best value deduced from the combined analysis of Einstein and GINGA data: $kT = 13.9 \text{ keV}$, $N_H = 2.56 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, iron abundance = 0.35 solar value. A clear excess at low energies is observed due to an overestimate of the hydrogen column density.

Figure 6:

χ^2 contour map for the two parameters γ and central temperature kT_0 of the polytropic model. The ellipses correspond to the 68%, 90% and 99% confidence level. The best fit is obtained for an isothermal model $\gamma = 1$. Lines corresponding to equal total masses are superimposed; from left to right: 5.5, 4.5, 3.5, 2.5, 1.5 ($10^{15} M_\odot$).

Figure 7:

χ^2 contour map for the two parameters of the two temperature model: mean temperature in the central part kT_{in} ($\theta < 3.5\theta_c$) and in the outer part kT_{out} ($3.5\theta_c < \theta < 10.5\theta_c$). The ellipses correspond to the 68%, 90% and 99% confidence level. The best fit is obtained for a nearly isothermal model.

Fig 1

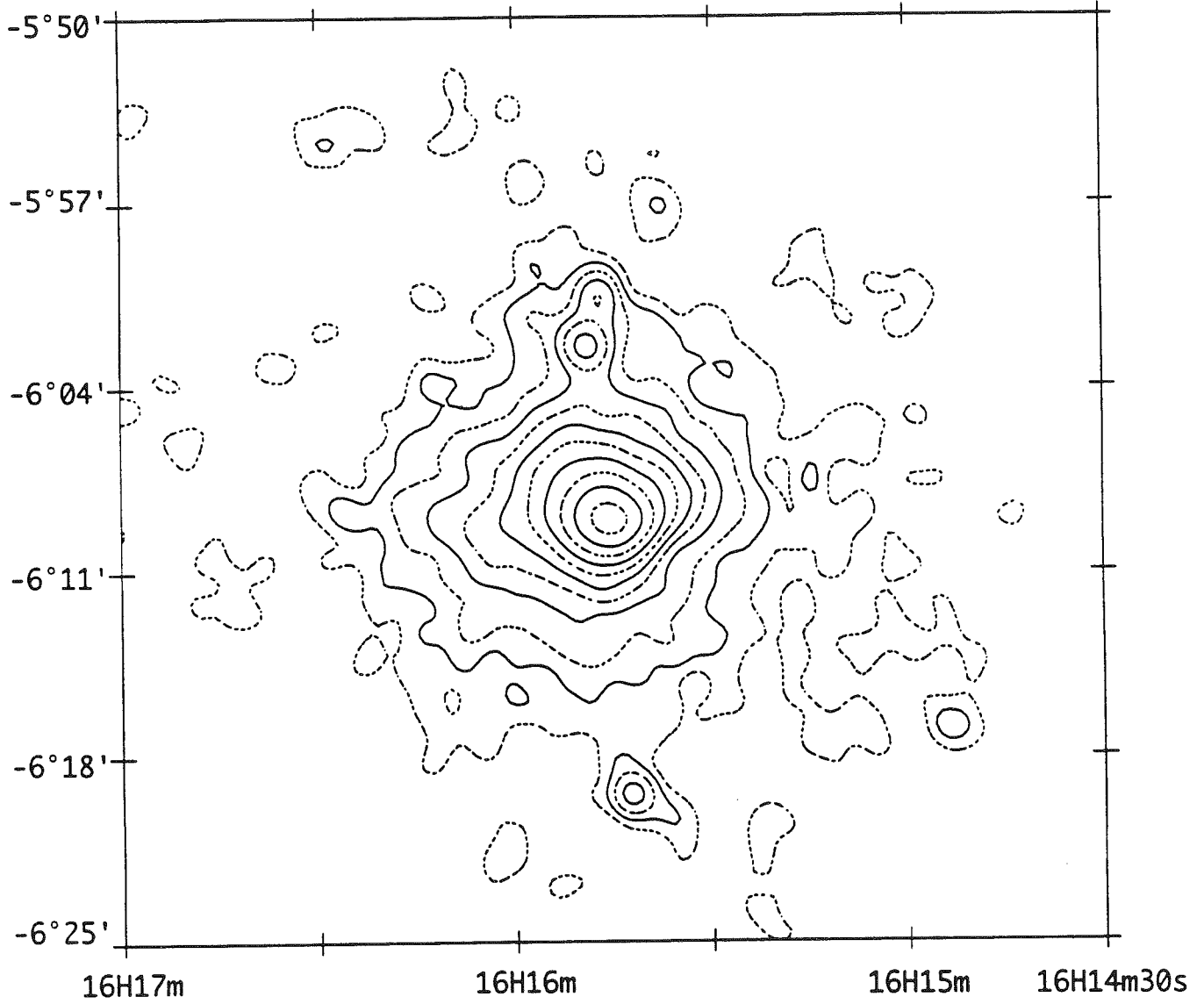


Fig 2

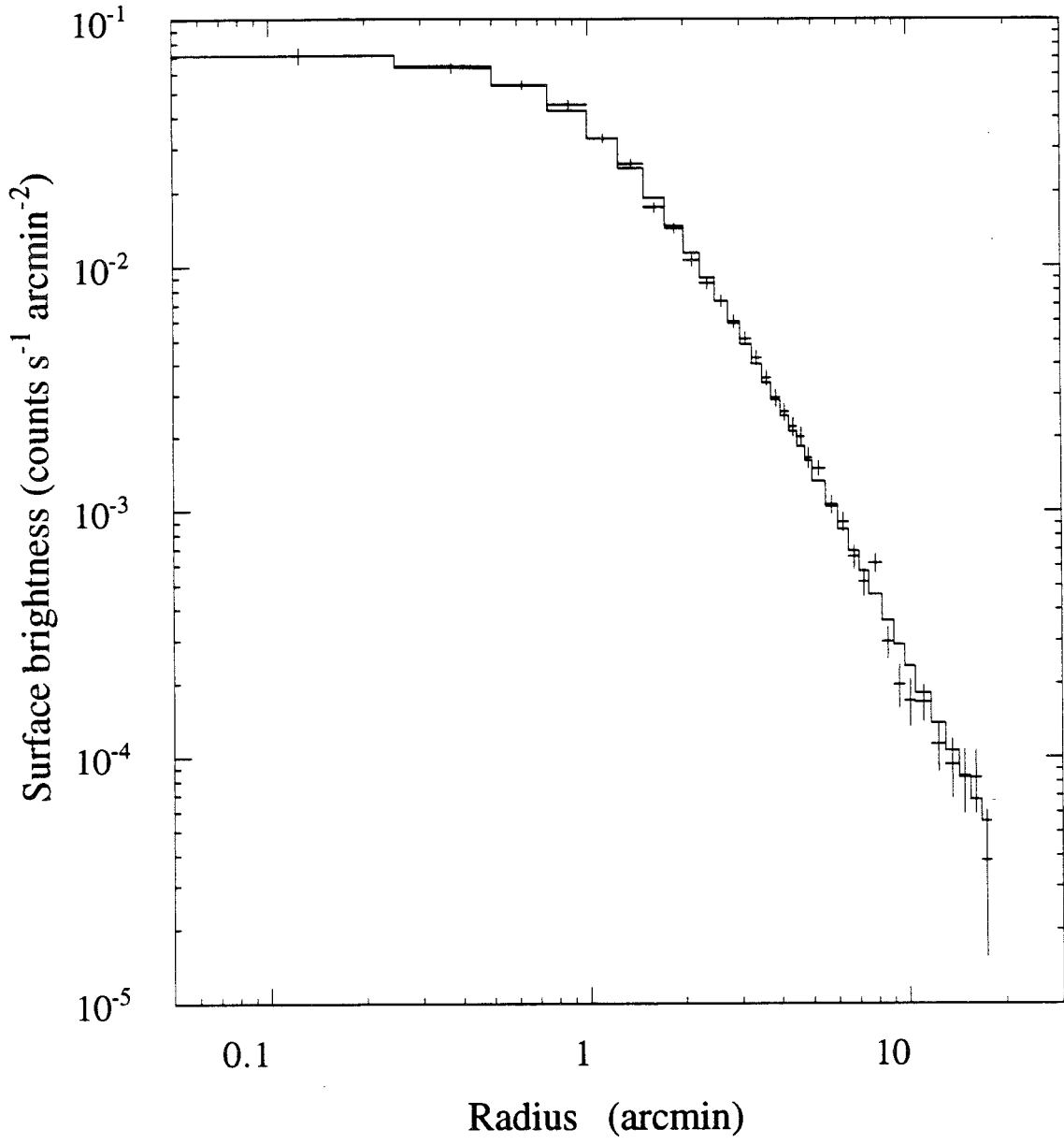


Fig 3

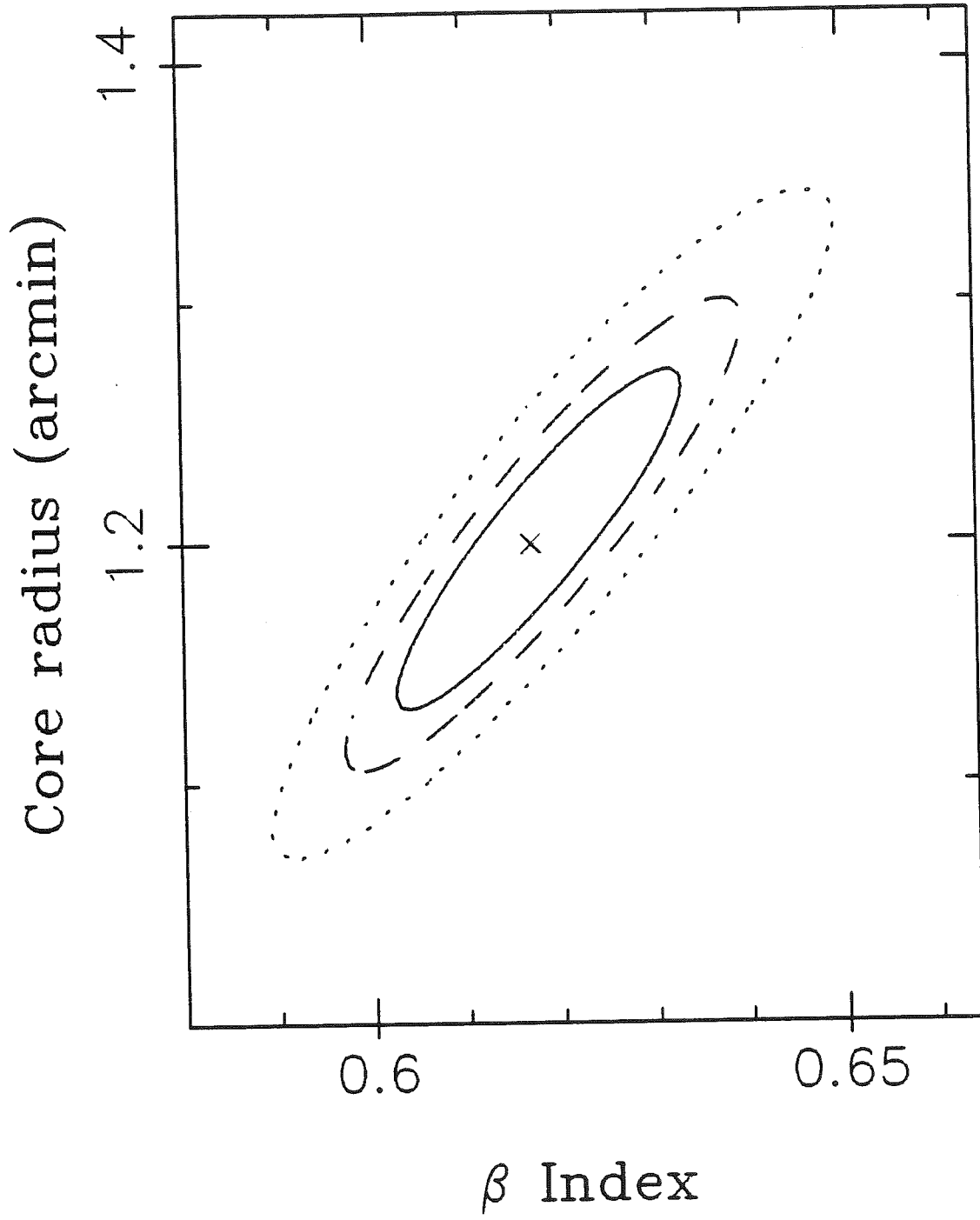


Fig 4

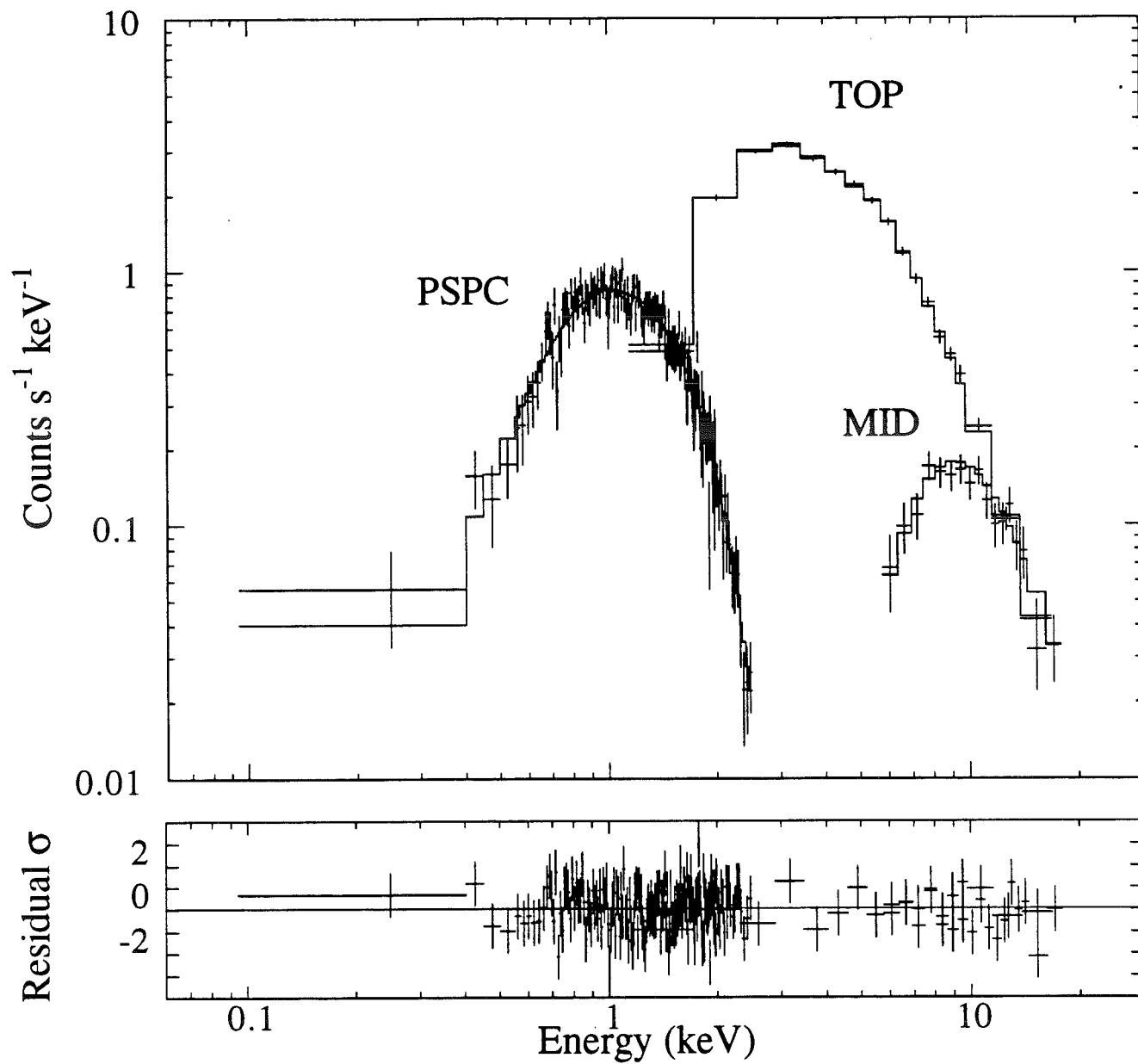


Fig 5

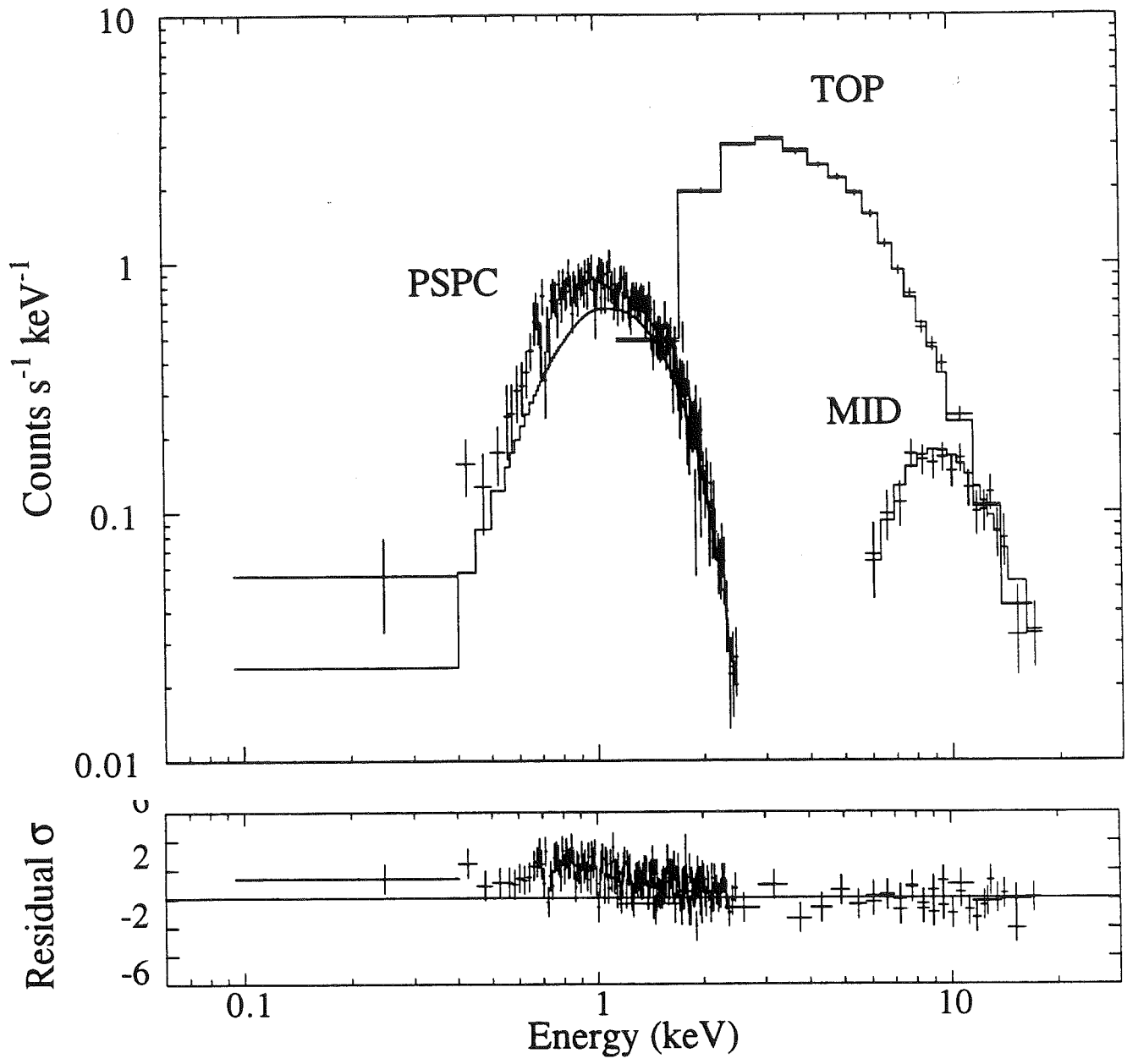


Fig 6

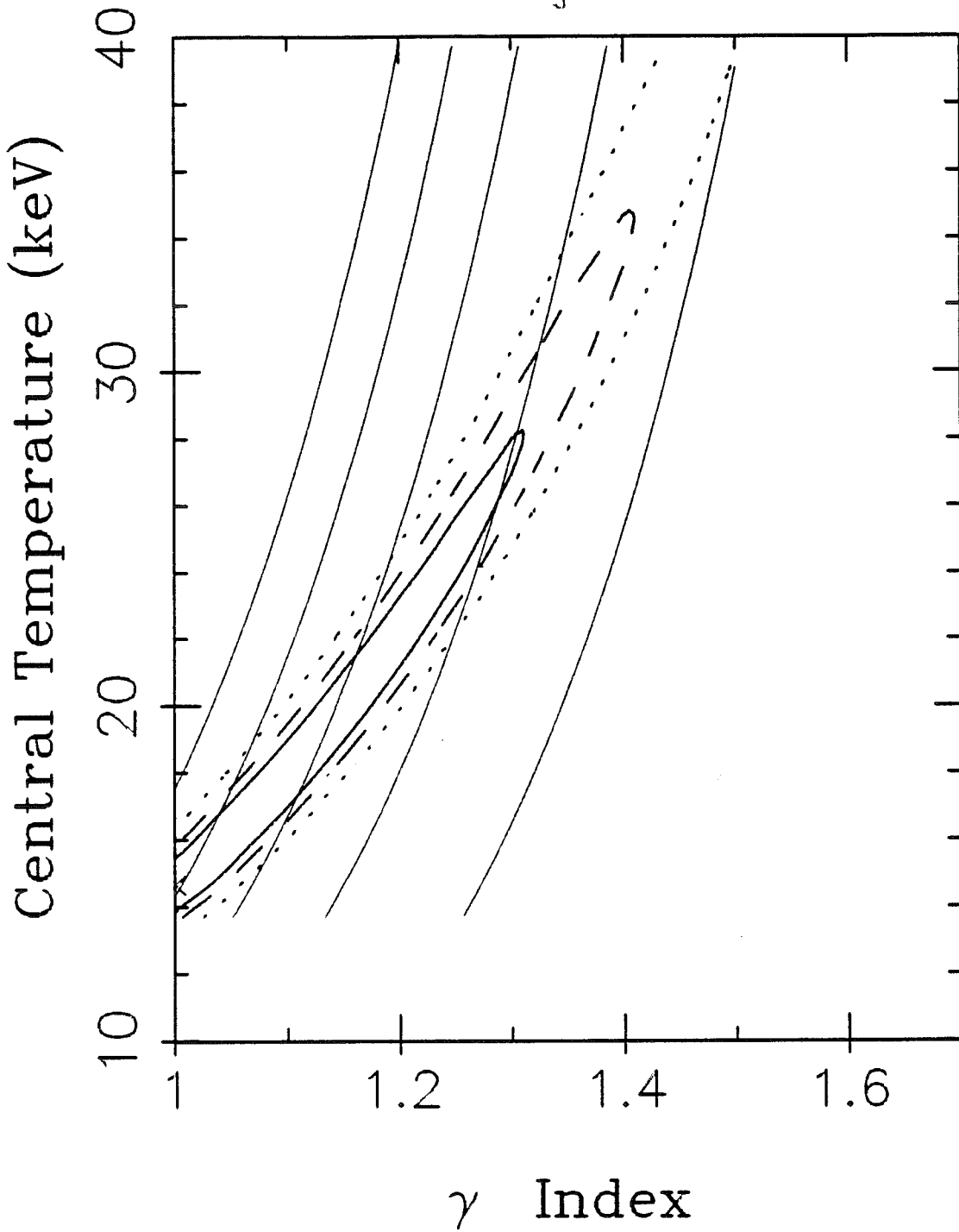
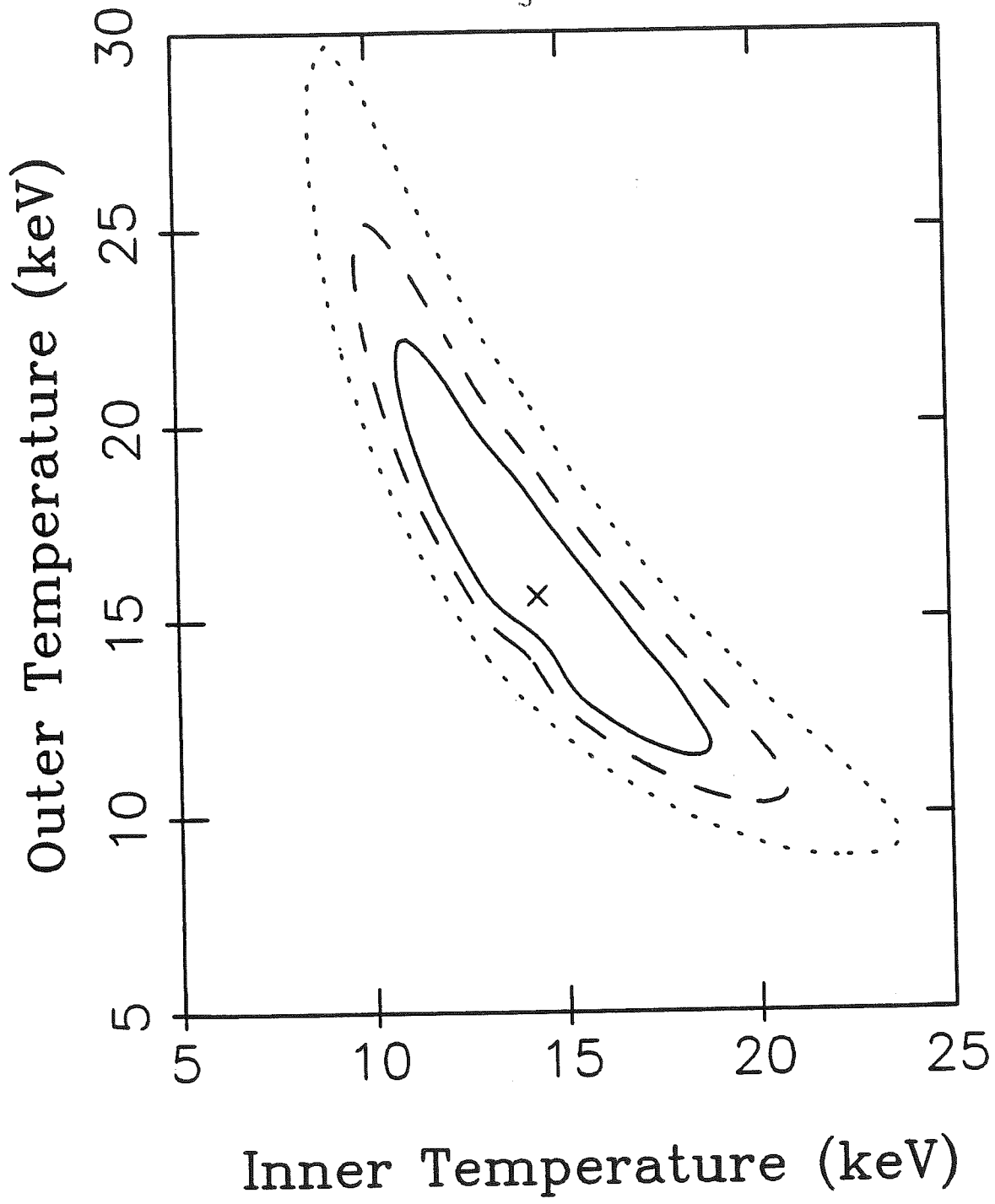


Fig 7



Références bibliographiques

Références bibliographiques

- Abell, G.O., 1958, ApJ Suppl. 3, 211
- Abramopoulos, F., Ku, W.M., 1983, ApJ 271, 446
- Allen, C.W., 1973, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed. (Athlone Press: London)
- Allen, S., Fabian, A., Johnstone, R., Nulsen, P., Edge, A., 1992, MNRAS 254, 51
- Anders, E., Grevesse, N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197
- Arnaud, M., Lachieze-Rey, M., Rothenflug, R., Yamashita, K., Hatsukade I., 1991, A&A 243, 56
- Arnaud, M., Rothenflug, R., Boulade, O., Vigroux, L., Vangioni-Flam, E., 1992a, A&A 254, 49
- Arnaud, M., Hughes, J.P., Forman, W., Jones, C., Lachièze-Rey, M., Yamashita, K., Hatsukade, I., 1992b, ApJ 390, 345
- Baade, W., Spitzer, L., 1951, ApJ 113, 413
- Bahcall, N., Lubin, L., 1993, ApJ à paraître.
- Bahcall, N., Cen, R., 1993, ApJ 407, L49
- Bartlett, J., Silk, J., 1993, ApJ 407, L45
- Biermann, P.L., Chini, R., Haslam, G., Kreysa, E., Lemke, R., 1990, A&A 236, L17
- Böhringer, H., Schwarz, R., Briel, U., Voges, W., Ebeling, H., Hartner, G., Cruddace, R., 1992, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 71
- Bower, R.G., Lucey, J.R., Ellis, R.S., 1992, MNRAS 254, 601
- Briel, U., Henry, J., Böhringer, H., 1992, A&A 259, L31
- Brown, R., Van den Bout, P., 1992, AJ 102, 6
- Butcher, H., Oemler, A., 1984, Nature 310, 31
- Buzzoni, A., Gariboldi, G., Mantegazza, L., 1992, A.J. 103(6), 1814
- Buzzoni, A., Mantegazza, L., Gariboldi, G., 1993, preprint
- Byram, E.T., Chubb, T.A., Friedman, H., 1966, Science 152, 66
- Byrd, G., Valtonen, M., 1990, ApJ 350, 89
- Chincarini, G., 1984, Adv.Space.Res. 3, 393
- Ciotti, L., D'Ercole, A., Pellegrini, S., Renzini, A., 1991, 376, 380
- Clements, D.L., Van der Werf, P.P., Krabbe, A., Blietz, M., Genzel, R., Ward, M.J., 1993, MNRAS 262, L23
- Cowie, L., Henriksen, M., Mushotzky, R., 1987, ApJ 317, 593
- David, L., Arnaud, K., Forman, W., Jones, C., 1990a, ApJ 356, 32
- David, L.P., Forman, W., Jones, C., 1991, ApJ 369, 121
- David, L.P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilik, S., Arnaud, K., 1993a, ApJ 412, 479
- David, L., Jones, C., Forman, W., 1993b, à paraître dans les "Proceedings of the ROSAT Science Symposium Workshop", CfA preprint No. 3760
- De Carvalho, R.R., Djorgovski, S., 1992, ApJ 389, L49
- Doane, J.S., Mathews, W.G., 1993, ApJ 419, 573

- Downes, D., Radford, S.J.E., Greve, A., Thum, C., Solomon, P.M., Wink, J.E., 1992, *ApJ* **398**, L25
- Dressler, A., 1986, *ApJ* **301**, 35
- Edge, A.C., 1989, PhD Thesis, Leicester University
- Edge, A.C., Stewart, G.C., Fabian, A.C., Arnaud, K.A., 1990, *MNRAS* **245**, 559
- Edge, A.C., Stewart, G., 1991, *MNRAS* **252**, 428
- Elston, R., Thompson, K.L., Hill, G.J., 1994, *Nature* **367**, 250
- Evrard, A., 1990, *ApJ* **363**, 349
- Eyles, C., Watt, M., Bertram, D., Church, M., Ponman, T., Skinner, G., Willmore, A., 1991, *ApJ* **376**, 23
- Faber, S.M., Gallagher, J.S., 1976, *ApJ* **204**, 365
- Fabian, A.C., 1992a, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 151
- Fabian, A.C., Barcons, X., 1992, *ARA&A* **30**, 429
- Fabbiano, G., 1988, *ApJ* **330**, 672
- Forman, W., Kellogg, E., Gursky, H., Tananbaum, H., Giacconi, A.C., 1972, *ApJ* **178**, 309
- Forman, W., Jones, C., Tucker, W., 1985, *ApJ* **293**, 102
- Forman, W., Jones, C., David, L., Franx, M., Makishima, K., Ohashi, T., 1993, *ApJ* **418**, L55
- Forman, W., 1994, "Cosmological Aspects of X-Ray Clusters of Galaxies", NATO ASI Series, à paraître
- François, P., Vangioni-Flam, E., Audouze, J., 1990, *ApJ* **361**, 487
- Fritz, G., Davidsen, A., Meekins, J.F., Freedman, H., 1971, *ApJ* **164**, L81
- Gallagher, J.S., Faber, S.M., Balick, B., 1975, *ApJ* **202**, 7
- Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H., Kellogg, E.M., Schreier, E., Tananbaum, H., 1972, *ApJ* **178**, 281
- Gorgas, J., Efstathiou, G., Aragon Salamanca, A., 1990, *MNRAS* **245**, 217
- Gott, J.R., Thuan, T.X., 1976, *ApJ* **204**, 649
- Gioia, I.M., Henry, J.P., Maccaro, T., Morris, S.L., Stoke, J.T., Wolter, A., 1990, *ApJL* **356**, L35
- Hatsukade, I., 1989, PhD Thesis, ISAS RN 435
- Hayashida, K., et al., 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan* **41**, 373
- Henry, J., Arnaud, K., 1991, *ApJ* **372**, 410
- Henry, J., Briel, U., Nulsen, P., 1993, *A&A* **271**, 413
- Hughes, J.P., Yamashita, K., Okumura, Y., Tsunemi, H., Matsuoka, M., 1988a, *ApJ* **327**, 615
- Hughes, J.P., Gorenstein, P., Fabricant, D., 1988b, *ApJ* **329**, 82
- Hughes, J.P., 1989, *ApJ* **337**, 21
- Hughes, J.P., Tanaka Y., 1992, *ApJ* **398**, 62
- Hughes, J.P., Butcher, J., Stewart, G., Tanaka, Y., 1993, *ApJ* **404**, 611
- Ikebe, Y., Ohashi, T., Makishima, K., Tsuru, T., Fabbiano, G., Kim, D., Trinchieri, G., Hatsukade, I., Yamashita, K., Kondo, H., 1992, *ApJ* **384**, L5
- Jaffe, D.T., et al., 1989, *ApJ* **344**, 265
- Jones, C., Forman, W., 1984, *ApJ* **276**, 38
- King, I.R., 1962, *A.J.* **67**, 471

-
- Koyama, K., Takano, S., Tawara, Y., 1991, *Nature* **350**, 136
- Kriss, G.A., Cioffi, D.F., Canisares, C.R., 1983, *ApJ* **272**, 439
- Kronberg, P.P., Biermann, P., Schwab, F.R., 1985, *ApJ* **291**, 693
- Larson, R.B., Dinerstein, H.L., 1975, *PASP* **87**, 911
- Lawrence, A., et al., 1993, *MNRAS* **260**, 28
- Lilly, S., 1991, *Nature* **351**, 697
- Lubin, L., Bahcall, N., 1993, *ApJ* **415**, L17
- Mathews, W.G., Baker, J.C., 1971, *ApJ* **170**, 241
- Matthews, K., et al., 1994, *ApJ* **420**, L13
- Matteucci, F., Greggio, L., 1986, *A&A* **154**, 279
- Matteucci, F., Tornambé, A., 1987, *A&A* **185**, 51
- Merritt, D., 1987, *ApJ* **313**, 121
- Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., van den Oord, H. J., 1985, *A&AS* **62**, 197
- Mewe, R., Lemen, J.R., van den Oord, H. J., 1986, *A&AS* **65**, 511
- Meyer, J.P., 1985, *ApJSuppl* **57**, 173
- Miyaji, T., Mushotzky, R.F., Loewenstein, M., Serlemitsos, P.J., Marshall, F.E., Petre, R., Jahoda, K.M., Boldt, E.A., Holt, S.S., Swank, J., Szymkowiak, A.E., Kelley, R., 1993, *ApJ* **419**, 66
- Mitchell, R.J., Culhane, J.L., Davison, P.J., Ives, J.C., 1976, *MNRAS* **175**, 29
- Oemler, A., 1992, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 29
- Okumura, Y., Tsunemi, H., Yamashita, K., Matsuoka, M., Koyama, K., Hayakawa, S., Masai, K., Hughes, J.P., 1988, *ApJ* **327**, 615
- Oukbir, J., Blanchard, A., 1992, *A&A* **262**, L21
- Ponman, T., Bertram, D., Church, M., Eyles, C., Watt, M., Skinner, G., Willmore, A., 1990, *Nature* **347**, 450
- Prantzos, N., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., 1993, *ApJ* **403**, 630
- Radford, S.J.E., Brown, R.L., Van den Bout, P.A., 1993, *A&A* **271**, L21
- Raymond, J.C., Smith, B.W., 1977, *ApJSuppl.* **35**, 419
- Raymond, J.C. 1985, communication privée.
- Rees, M.J., 1992, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 1
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J., Thompson, R.I., Low, F.J., Tokunaga, A.T., 1980, *ApJ* **238**, 24
- Rieke, G.H., Loken, K., Rieke, M.J., Tamblyn, P., 1993, *ApJ* **412**, 99
- Rothenflug, R., Arnaud, M., 1985, *A&A* **144**, 431
- Rowan-Robinson, M., et al., 1991, *Nature* **351**, 719
- Rowan-Robinson, M., et al., 1993, *MNRAS* **261**, 513
- Sandage, A., Fremman, K.C., Stokes, N.R., 1970, *ApJ* **160**, 831
- Sarazin, C.L., 1986, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 58, No. 1
- Schechter, P., 1976, *ApJ* **203**, 297
- Schwarz, R., Edge, A., Voges, W., Böhringer, H., Ebeling, H., Briel, U.G., 1992, *A&A* **256**, L11
- Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A., Holt, S.S., Swank, J.H., 1977, *ApJ* **211**, L63

-
- Snyder, W., Kowalski, M., Cruddace, R., Fritz, G., Middleditch, J., Fenimore, E., Ulmer, M.,
Majewski, S., 1990, ApJ **365**, 460
- Solanes, J.M., Salvador-Solé, E., Sanromà, M., 1989, AJ **98**, 798
- Solomon, P.M., Sage, L.J., 1988, ApJ **334**, 613
- Solomon, P.M., Downes, D., Radford, S.J.E., 1992, ApJ **398**, L29
- Soucail, G., Mellier, Y, 1993, à paraître dans les Proceedings du 31^{ème} Colloque d'Astrophysique de
Liège "Gravitational Lenses in the Universe", Liège, Juin 1993
- Tinsley, B.M., 1980, Fundamentals of Cosmic Physics Vol.5, 287
- Tsuru, T., 1993, PhD Thesis, ISAS RN 528
- Turner, M.J.L., et al., 1989, Publ. Astron. Soc. Japan **41**, 345
- Ulmer, M., Cruddace, R., Fenimore, E., Fritz, G., Snyder, W., 1987, ApJ **319**, 118
- Van den Bergh, S., 1961, ApJ **134**, 970
- Van der Marel, R.P., 1991, MNRAS **253**, 710
- Vangioni-Flam, E., Audouze, J., 1988, A&A **193**, 81
- Vigroux, L., 1977, A&A **56**, 473
- Walker, T.P., Steigman, G., Schramm, D.N., Olive, K.A., Kang, H., 1991, ApJ **378**, 186
- White, R.E.III, 1991, ApJ **367**, 69
- White, S.M., 1992, "Clusters and Superclusters of Galaxies", NATO ASI Series, vol 366, Kluwer
Academic Publishers, eds: A.C. Fabian, p 17
- White, S.M., Navarro, J.F., Evrard, A.E., Frenk, C.S., 1993, Nature **366**, 429
- Wilbanks, T.M., Ade, P.A.R., Fischer, M.L., Ho, T.R., Holzapfel, W.L., Lange, A.E., 1993,
soumis à ApJ
- Wolf, M., 1906, Astron. Nachr. **170**, 211
- Worthey, G., Faber, S.M., Gonzalez, J.J., 1992, ApJ **398**, 69
- Zdziarski, A.A., Zycki, P.T., Krolik, J.H., 1993, ApJ **414**, L81
- Zwicky, F., 1933, Helv. Phys. Acta **6**, 110
- Zwicky, F., Herzog, E., Wild, P., Karpowicz, E., Kowal, C.T., 1961-1968, Catalog of Galaxies and
Clusters of Galaxies, Caltech, Pasadena, Vols. 1-6

ORIGINE DU FER DANS LE MILIEU INTRA-AMAS ET DISTRIBUTION DU GAZ X DANS LES AMAS DE GALAXIES

RESUME

Nous présentons des observations obtenues en spectroscopie X, à l'aide du satellite japonais GINGA, et en spectro-imagerie X, à l'aide du satellite americano-germanique ROSAT, que nous analysons, puis interprétons à l'aide d'une modélisation de l'évolution des galaxies elliptiques, d'une part, et de la distribution du gaz X et de la masse totale dans les amas de galaxies, d'autre part.

Dans une première partie, nous présentons l'analyse des données de la spectroscopie X, lorsqu'elles sont combinées aux données optiques et d'imagerie X. Nous confirmons la présence d'une masse importante de fer dans le milieu intra-amas ainsi que son origine localisée dans les galaxies elliptiques (et lenticulaires).

Dans une seconde partie, un modèle d'évolution appliqué aux galaxies elliptiques, où la formation d'étoiles massives est renforcée en début d'évolution est développé, qui permet d'expliquer conjointement les observations à l'échelle des amas et à l'échelle des galaxies mêmes; les supernovae de type II produisant simultanément le fer et l'énergie thermique à l'origine de son éjection hors des galaxies.

Dans une troisième et dernière partie, nous présentons une méthode de détermination de la masse, et de la distribution, du gaz intra-amas et de la masse totale ("matière noire" comprise) à partir des données X (spectroscopie globale et imagerie détaillée), puis l'appliquons à un amas particulier: A2163, dont les propriétés extrêmes (amas le plus chaud et le plus massif connu) ont des conséquences importantes sur les modèles cosmologiques.

ABSTRACT

We present some observations obtained from X-ray spectroscopy, with the Japanese satellite GINGA, and spectro-imagery, with the Americano-German satellite ROSAT, that we analyse and interpret with a model for the evolution of elliptical galaxies, on one hand, and with a model for the distribution of the X-ray gas and total mass in galaxy clusters, on the other hand.

In a first part, we analyse the spectroscopy data in combination with the X-ray imagery and optical data. We confirm the presence of a large iron mass in the intra-cluster medium as well as its origin from elliptical (and lenticular) galaxies.

In a second part, we develop a model for the evolution of elliptical galaxies, where the high-mass stars formation is enhanced in the beginning, and apply it to cluster galaxies in order to explain together the observations on the scales of the clusters and of the galaxies themselves. The type II supernovae produce simultaneously the iron mass needed and the thermal energy that entails its ejection outside the galaxies.

In a third and last part, we present a method for the determination of the mass and distribution of the intra-cluster medium and of the total mass (dark matter included) from X-ray data (combining global spectroscopy and detailed imagery), that we apply to a peculiar cluster: A2163, which extreme properties (it is the hottest and most massive cluster known at present) have important repercussions on cosmological models.