



HAL
open science

Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies en coalescence

Chiara Ferrari

► **To cite this version:**

Chiara Ferrari. Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies en coalescence. Astrophysique [astro-ph]. Migration - université en cours d'affectation, 2003. Français. NNT: . tel-00010416v1

HAL Id: tel-00010416

<https://theses.hal.science/tel-00010416v1>

Submitted on 5 Oct 2005 (v1), last revised 6 Oct 2005 (v2)

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.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS
UFR SCIENCES

Ecole Doctorale

Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

Présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université de Nice–Sophia Antipolis

par

Chiara FERRARI

Sujet de la thèse

**Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies
en coalescence**

Soutenue publiquement le 4 novembre 2003

Devant le jury composé de:

Mr Albert Bijaoui	Directeur de thèse
Mr Alberto Cappi	Examineur Invité
Mme Marianne Faurobert	Président et Examineur
Mme Luigina Feretti	Examineur
Mme Sophie Maurogordato	Directeur de thèse
Mr Alain Mazure	Rapporteur
Mme Sabine Schindler	Rapporteur



ai miei nonni
à mes grands-parents

Remerciements

Je ne peux commencer ma thèse qu'en remerciant toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenu pendant ces années. En particulier je tiens à remercier vivement:

- Julien Borgnino pour m'avoir accepté dans son école doctorale.
- Jacques Colin et François Mignard pour m'avoir accueilli au sein de l'Observatoire de Nice et dans le département CERGA.
- Mes directeurs de thèse et guides scientifiques, Sophie Maurogordato et Albert Bi-jaoui, pour m'avoir proposé un sujet de thèse passionnant, pour leur enseignement et pour leur disponibilité.
- Tous les membres de mon jury. En particulier Marianne Faurobert pour avoir accepté de présider cette thèse, Sabine Schindler et Alain Mazure pour avoir accepté d'en être rapporteurs.
- Tous les collaborateurs du programme MUSIC avec lesquels j'ai eu le plaisir de travailler, en particulier Alberto Cappi, Eric Slezak et Christophe Benoist, pour leur aide précieuse et constante.
- Le service informatique et tout le personnel de l'Observatoire pour leur disponibilité et pour l'ambiance sympathique et chaleureuse dans laquelle j'ai pu travailler pendant ces années.
- Mes anges gardiens: Elena, Myriam, Dimitri et Christophe (j'ai vraiment eu de la chance!).
- Mes amis thésards et stagiaires: Gabry, Luca, Marina, Claire, Hervé, Gilles, Marc, Dario, Eric, Benedicte, Thomas, Sebastien.
- Tous les copains de l'Observatoire, et en particulier Alain, Djamel, Claude et Christiane, Morby et Barbara, Valerie, Frederic, Patrick, Jean Michel, Jacques, Françoise, Danielle, Victor.
- I miei amici più cari, Diego, Stefania, Gianluca, Charles e Denise Agnese, per il loro sostegno e per aver sempre avuto tanta fiducia in me.
- I miei genitori, mia sorella Marina, il mio "fratellone" Romano ed i miei nonni, per il loro amore sconfinato, che nessuna parola può esprimere e ringraziare a sufficienza.
- E infine Alessio, il mio Compagno di avventura.

*Considerate la vostra semenza:
fatti non foste a viver come bruti,
ma per seguir virtute e conoscenza.*

(D. Alighieri, Divina Commedia, Inferno, Canto XXVI)

Table des matières

Introduction	xi
1 La physique des amas de galaxies en cours de fusion	1
1.1 Les amas de galaxies	1
1.1.1 Les différentes composantes des amas de galaxies	1
1.1.2 La classification morphologique des amas de galaxies	2
1.2 Simulations numériques des amas de galaxies en cours de fusion	6
1.2.1 Simulations des composantes non-collisionnelles	6
1.2.2 Simulations des composantes collisionnelles et non-collisionnelles	8
1.3 Observations en optique et en rayons X d'amas en coalescence	11
1.3.1 Phases initiales de l'interaction: les cas d'Abell 3528, Abell 1750 et Abell 3395	12
1.3.2 Phases intermédiaires de l'interaction: les cas d'Abell 2256, Abell 3667, et 1E0657-56	14
1.3.3 Phases avancées de l'interaction: le cas d'Abell 1795	23
1.3.4 Présence simultanée de plusieurs phases du processus de fusion: le cas de l'amas de Coma	25
1.4 Coalescence entre les amas de galaxies et taux de formation d'étoiles	31
1.5 Conclusions sur l'analyse combinée X-optique dans les amas de galaxies en coalescence	34
1.6 Effets sur l'émission radio	35
1.6.1 Halos et reliques radio	35
1.6.2 Radio-galaxies	42
1.7 Émission EUV et X "soft"	48
1.8 Émission X dure	49
2 Le programme MUSIC	51
2.1 Le programme MUSIC (<i>Multi-wavelength Sample of Interacting Clusters</i>): objectifs scientifiques	51
2.1.1 Construction de l'échantillon	52
2.2 Acquisition et traitement des données optiques	54
2.2.1 Spectroscopie multi-objets (MOS)	55
2.3 Méthodes utilisées pour l'analyse des données	66

2.3.1	Caractérisation des sous-structures dans la distribution de densité des galaxies	66
2.3.2	Étude de la distribution des vitesses	76
2.3.3	Détermination de la masse des amas de galaxies	83
2.3.4	Analyse dynamique	88
2.3.5	Classification spectrale de la population stellaire des galaxies	91
2.3.6	La séquence principale des galaxies elliptiques (“ <i>Red Sequence</i> ”)	93
2.4	Résultats sur les amas	96
2.4.1	Abell 521: résumé de l’article publié dans A&A	96
2.4.2	Article: <i>Multiple Merging Events in Abell 521</i>	98
2.4.3	Les observations Chandra d’Abell 521	130
2.4.4	Les observations d’A521 au VLA	133
2.4.5	A3921: résumé de l’article en cours de préparation	135
2.4.6	Article: <i>Optical analysis of the merging cluster Abell 3921</i>	137
2.5	Effets d’alignement et structure à grande échelle	165
2.5.1	Introduction	165
2.5.2	Analyse de la structure à grande échelle d’A521	165
2.5.3	Étude des effets d’alignement: résumé de l’article de recherche publié dans ApJ	166
2.5.4	Article: <i>Galaxy Alignments as a Probe of the Dynamical State of Clusters</i>	169
3	Conclusions et Perspectives	187
3.1	Conclusions	187
3.2	Perspectives	188
A	Les principaux estimateurs de la masse dynamique des amas	191
A.1	Le théorème du Viriel	191
A.1.1	Estimateurs “ <i>pairwise</i> ” et “ <i>ringwise</i> ”	193
A.2	Estimateur de masse projetée	195
B	Définitions des grandeurs calculées par le programme ROSTAT	199
B.1	A.I. et T.I. (“ <i>Asymmetry Index</i> ” et “ <i>Tail index</i> ”)	199
B.2	Les estimateurs de la mesure de position (“ <i>location</i> ”) et du paramètre d’échelle (“ <i>scale</i> ”)	200
B.2.1	Indicateurs de la mesure de position	200
B.2.2	Indicateurs du paramètre d’échelle	202
C	Article: <i>Radio asymmetry in 3C99</i>	205

Introduction

À l'issue de ce que l'on nomme le "grand débat" (*Great Debate*), controverse qui anima la communauté astronomique des années 1920, il fut montré qu'une grande fraction des objets diffus dits *nebulae*, observés dès le XVIII^{ème} siècle par C. Messier, étaient en fait localisés en dehors de la Voie Lactée. La mesure des distances de ces nouveaux objets dits galaxies, initiée par E. Hubble, se développa rapidement jusqu'à la constitution des premiers relevés de Palomar et de Lick (commencés en 1949 et 1947 respectivement). Très tôt fut remarquée la forte tendance des galaxies à former des groupes avec des centaines d'objets dans des régions d'environ 1-10 Mpc, ce qui induisit les astronomes à considérer ces amas de galaxies comme étant des systèmes physiques gravitationnellement liés. Leur masse fut estimée pour la première fois par F. Zwicky en 1933 en utilisant le théorème du Viriel. Les valeurs qu'il obtint dépassaient largement celles déduites de la somme des masses de toutes les galaxies. Zwicky en conclut que la quasi-totalité de la masse dans les amas devait être diffuse dans l'espace entre les galaxies sous une forme non observable directement (et par conséquent dite matière sombre ou cachée), mais révélée seulement par la vitesse qu'elle imprimait aux galaxies se déplaçant à l'intérieur des amas.

La publication du catalogue d'Abell en 1958 ouvrit une ère nouvelle dans l'étude des amas de galaxies, puisque ces systèmes commencèrent à être étudiés comme une population plutôt que comme des objets individuels. Dans les années suivantes, des classifications de plus en plus détaillées des amas furent développées sur la base de leurs propriétés observationnelles.

Au début des années 70, la découverte d'émission X provenant des amas de galaxies révéla la présence de gaz inter-galactique diffus dans tout le volume de ces systèmes [199, 151, 65, 121, 135]. L'estimation de sa masse montra qu'il constituait la composante baryonique dominante des amas, mais cette masse ne correspondant qu'à environ 15 à 20% de la masse totale, le problème de la matière sombre resta non-résolu.

Jusqu'aux années 80 les amas furent traités comme des systèmes à symétrie sphérique et virialisés (e.g. Kent & Gunn 1982 [171]). À cette époque, l'amélioration des techniques d'acquisition et d'analyse des données optiques (e.g. la construction des premiers télescopes de la classe des 4 mètres, le début des observations de spectroscopie multi-objets) permit de révéler qu'une fraction élevée d'amas était caractérisée par des morphologies irrégulières et par une forte présence de sous-structures dans la distribution des galaxies (e.g. Baier & Ziener (1977) [13] et Geller & Beers (1982) [132]). En 1979, les images en rayons X du satellite Einstein montrèrent pour la première fois une structure complexe du gaz chaud dans une fraction élevée d'amas de galaxies [163]. Des études successives établirent que la

présence de sous-structures dans la distribution du milieu intra-amas était un phénomène très fréquent [120, 136, 119]. Actuellement, la fraction d'amas de galaxies qui montrent des concentrations multiples dans la distribution de leurs galaxies et/ou de leur gaz est estimée être de l'ordre de 30% à 50% [286, 117, 80, 143]. Ces résultats ont été interprétés comme la preuve observationnelle du fait que, en réalité, un grand pourcentage d'amas ne sont pas dynamiquement relaxés. Des systèmes morphologiquement irréguliers sont observés pendant les phases centrales de leur évolution, caractérisée par l'accrétion de sous-structures de masse inférieure ou par la coalescence avec des sous-amas de masse comparable. Cette observation est compatible avec le cadre fourni par les théories les plus modernes de formation et d'évolution des structures de l'Univers, *i.e.* les modèles à matière sombre froide (“*Cold Dark Matter*”, CDM), qui prévoient que les systèmes qu'on observe actuellement dans l'Univers se sont formés par un processus de structuration hiérarchique. Dans ce cadre, les petites structures, qui ont été les premières à se développer par instabilité gravitationnelle à partir des fluctuations de densités primordiales, ont fusionné formant des structures de plus en plus massives au cours du temps. Les simulations numériques cosmologiques, qui suivent l'évolution d'un grand volume d'Univers des fluctuations initiales jusqu'à présent, montrent que les grandes structures se forment par accrétion de matière le long des filaments dans lesquels elles sont nichées (*e.g.* [287]). Ceci implique que, jusqu'à des échelles d'environ 100 Mpc, la distribution de matière dans l'Univers est très anisotrope et constituée par un réseau tridimensionnel composé de filaments et de vides (voir figure 1). Jusqu'à présent, les systèmes les plus massifs qui ont atteint un état d'équilibre dynamique sont les amas de galaxies, même si le processus d'évolution d'un grand nombre de ces systèmes n'est pas encore terminé, comme les résultats observationnels le montrent. Les amas riches se forment en effet par plusieurs processus de fusion à différentes échelles: pendant sa formation, un amas peut annexer et/ou interagir avec des structures de masse variable, et, même dans le cas des amas riches *a priori* à l'équilibre, l'accrétion de petits groupes et de galaxies du champ est un processus continu. Les amas de galaxies en coalescence proprement dits sont ceux qui sont en train d'expérimenter un processus de fusion majeure avec des systèmes de masse comparable.

La vérification des modèles de formation des structures est l'un des buts principaux de la recherche astrophysique et cosmologique. À l'heure actuelle, la comparaison entre les observations et les simulations numériques montre une convergence vers un modèle fondé sur la matière sombre froide, de densité de matière faible ($\Omega_m \sim 0.3$), mais de constante cosmologique non nulle. Les modèles Λ CDM reproduisent correctement aussi bien l'époque de formation des galaxies que leur distribution de masse. Par ailleurs, la structure à grande échelle reproduite par les simulations numériques Λ CDM est très semblable à celle observée.

L'analyse du degré de structuration des amas de galaxies peut être utilisé comme test cosmologique, pour contraindre en particulier le paramètre de densité Ω_m . En effet dans le cas d'un Univers peu dense (faible valeur de Ω_m), les amas se forment plus tôt, et ont donc plus de temps pour atteindre l'état relaxé. On s'attend donc à trouver moins de sous-structures que dans le cas d'un Univers dense (grand Ω_m), dans lequel la formation est plus récente et dans de nombreux cas encore en cours aujourd'hui. En comparant la fraction

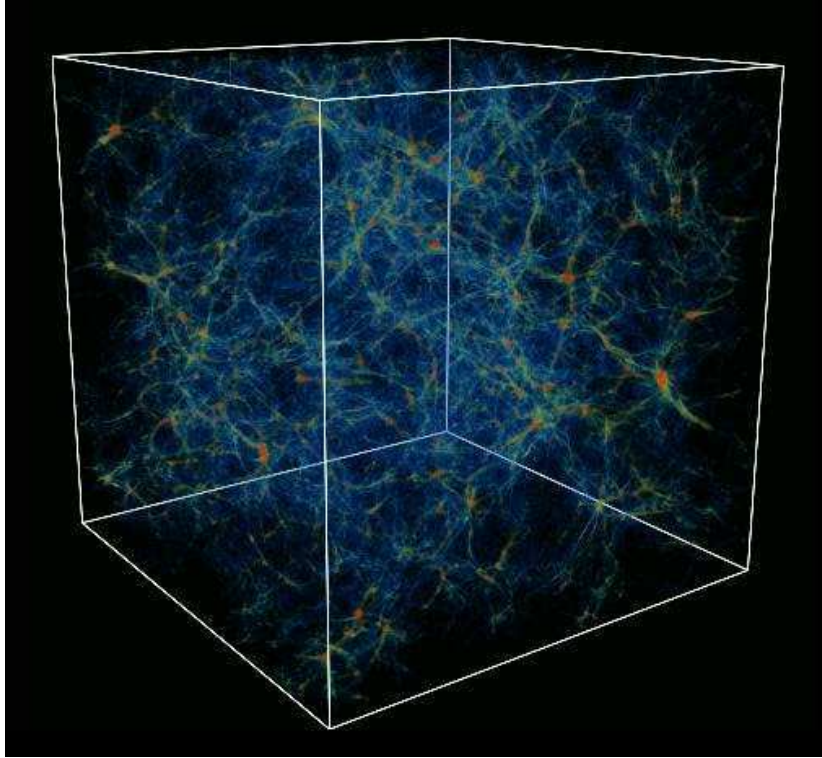


FIGURE 1 – *Simulations numériques d'un champ de matière noire froide dans une région de 100 Mpc à l'époque actuelle (d'après G.L. Bryan & M.L. Norman). Les amas de galaxies (en couleur jaune/orange) se trouvent aux croisement des structures filamentaires bleues.*

d'amas présentant des sous-structures observés aux prédictions de l'histoire de formation des structures émanant des modèles et aux résultats des simulations numériques, on peut donc à priori établir de nouvelles contraintes sur la cosmologie. Ceci nécessite néanmoins d'effectuer une hypothèse sur la durée de survie de la sous-structure après la fusion. La proportion importante d'amas irréguliers détectés est en effet un défi à expliquer par le modèle concordant de faible densité. Toutes ces raisons ont motivé le développement de tests statistiques raffinés permettant de déceler au mieux les sous-structures dans la distribution des galaxies et du gaz des amas (*e.g.* [2, 34, 56, 57, 86, 103, 145, 259, 289]).

L'analyse des amas en coalescence, qui ne sont pas encore relaxés, permet d'observer le début de l'effondrement et de retracer leur dynamique avant la phase de virialisation. Une compréhension détaillée de la physique de la formation de ces systèmes est un élément indispensable pour comprendre la formation des grandes structures de l'Univers et ainsi obtenir des contraintes sur les modèles cosmologiques.

Dans ce cadre, nous avons entrepris un programme dénommé "*MULTI-wavelegth Sample of Interacting Clusters*" ("*MUSIC*") d'observations couplées en X, en optique et en radio sur un échantillon commun d'amas, visant à caractériser et à comprendre la formation et l'évolution de ces objets. Dans cette thèse, le programme *MUSIC* est présenté, de la phase de construction de l'échantillon d'amas à observer, jusqu'aux premiers résultats obtenus à présent.

Le premier chapitre porte sur la physique des amas de galaxies en coalescence. Des résultats observationnels significatifs aux différentes longueurs d'onde, et en particulier en optique, X et radio, ont été sélectionnés pour illustrer les principales connaissances actuelles liées à la physique de ces systèmes non relaxés. Ces résultats ont été comparés aux prévisions de simulations numériques, qui reproduisent les processus physiques en cours pendant la coalescence entre amas et étudient leurs effets sur les différentes composantes de ces systèmes (*i.e.* galaxies, gaz et matière sombre).

Le programme MUSIC, les observations effectuées et les instruments utilisés sont décrits dans le deuxième chapitre. En particulier, je détaille mon travail de thèse, qui a porté principalement sur l'analyse optique des premiers amas de notre échantillon (*i.e.* Abell 521, Abell 3921, Abell 1750 et Abell 1413). Les méthodes utilisées pendant les phases d'observation et de réduction, d'analyse et d'interprétation des données de spectroscopie multi-objets et d'imagerie multi-couleurs grand champ sont présentées.

Les conclusions et les perspectives de mon travail de recherche et du programme MUSIC sont résumées dans le troisième et dernier chapitre.

Chapitre 1

La physique des amas de galaxies en cours de fusion

1.1 Les amas de galaxies

1.1.1 Les différentes composantes des amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers. Plus de 80% de leur masse est composée de matière noire, environ 16% d'un milieu intra-amas (MIA), tandis que les galaxies ne représentent que 3% de la masse totale.

Les amas ont d'abord été découverts en optique comme des concentrations gravitationnellement liées de galaxies constituées de 10-100 objets (classés en groupes et amas pauvres) voire jusqu'à plus d'un millier de galaxies (amas riche). Dans le cadre du modèle sphérique, les amas croissent par instabilité gravitationnelle à partir de fluctuations primordiales de densité élevées, pour se recontracter lors du "turnaround radius". En réalité, les amas subissent auparavant un processus de relaxation violente au cours duquel un état d'équilibre est atteint, impliquant pour les vitesses de leurs galaxies une distribution Maxwellienne. Au début des années 70, les observations en rayons X ont révélé que beaucoup d'amas sont aussi des sources d'émission X diffuse, avec des luminosités typiques de l'ordre de 10^{43-45} erg/s [65, 121, 135]. Le milieu intra-amas (MIA) est constitué principalement par du gaz diffus ($n_e \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) en équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel de l'amas. Ce gaz est si chaud ($T \sim 10^8$ K) que les atomes sont fortement ionisés et ils forment un plasma émetteur X du type "Bremsstrahlung thermique". Une partie de ce gaz est d'origine primordiale, une partie (celle riche en fer) a par contre été éjectée ultérieurement par les étoiles des galaxies de l'amas. Le MIA peut contenir des particules relativistes qui émettent en radio suivant un processus non-thermique (*i.e.* rayonnement "synchrotron") dû à la présence d'un champ magnétique dans l'amas. Les électrons relativistes peuvent produire aussi de l'émission aux longueurs d'onde ultra-violettes ou X dures par diffusion Compton Inverse des photons de basse énergie du rayonnement de fond cosmologique. La présence d'électrons relativistes et les mécanismes responsables de leur accélération sont liés à la présence d'AGN (noyaux galactiques actifs) et de phénomènes d'activité, comme par exemple la fusion d'amas ("*merging*") ou la formation stellaire dans

les galaxies.

1.1.2 La classification morphologique des amas de galaxies

Les amas de galaxies ont été divisés en plusieurs classes sur la base de leurs morphologies et de leurs propriétés observées aussi bien en rayons X qu'en optique. Une telle classification morphologique peut ensuite être reliée à l'état dynamique du système. Les principaux schémas de classification des amas basés sur leurs propriétés optiques sont d'abord résumés.

1. Zwicky *et al.* (1961-1968) ont classifié les amas comme **compacts**, **moyennement compacts**, ou **ouverts**. Un amas compact est une concentration prononcée de galaxies unique, avec plus d'une dizaine d'objets qui, en projection, sont vus en contact les uns avec les autres. Un amas moyennement compact est constitué soit par une concentration unique d'une dizaine de galaxies, séparées approximativement par une distance de l'ordre de leurs diamètres, soit par plusieurs concentrations distinctes. Aucune concentration de galaxies n'est par contre observable sur le plan du ciel pour les amas ouverts [295].
2. Le système de classification de Bautz & Morgan (1970) est basé sur sa (ou ses) galaxies(s) dominante(s). Les amas de **Type I** sont dominés par une seule galaxie cD centrale¹, tandis que, dans les systèmes de **Type II**, les galaxies les plus brillantes ont des propriétés intermédiaires entre les galaxies cD et les elliptiques géantes normales. Les amas de **Type III**, enfin, ne possèdent pas de galaxie dominante exceptionnellement brillante. Des propriétés intermédiaires sont propres aux **Type I-II** et **II-III** [20].
3. Le schéma de classification introduit par Rood & Sastry (1971) est basé sur la nature et la distribution spatiale des dix galaxies les plus brillantes de l'amas, et il repose sur six classes [249]:
 - **cD**: l'amas est dominé par une cD centrale;
 - **B**: *binary* - l'amas est dominé par un couple de galaxies lumineuses;
 - **L**: *line* - au moins trois des galaxies les plus brillantes sont alignées;
 - **C**: *core* - quatre ou plus des dix galaxies les plus lumineuses forment un cœur à l'intérieur de l'amas;
 - **F**: *flat* - les 10 galaxies forment une structure aplatie sur le ciel;
 - **I**: *irregular* - la distribution des 10 galaxies est irrégulière, sans aucun centre ni cœur.

1. Les galaxies cD ont été définies par Mathews, Morgan & Schmidt (1964) comme des galaxies avec un bulbe typique d'une elliptique géante très lumineuse, entouré par un halo étendu de faible brillance de surface [194]. Normalement elles se trouvent au centre des amas de galaxies compacts et réguliers, mais elles peuvent être localisées aussi au centre d'amas pauvres ou de groupes de galaxies (voir paragraphe 1.3.4 pour les théories existantes à propos du processus de formation des cDs).

Rood & Sastry (1971) ont aussi représenté visuellement leur classification avec un schéma en fourche (panneau en haut de la figure 1.1), représentant une séquence allant des systèmes les plus réguliers aux plus irréguliers. Ce schéma introduit également un concept d'évolution entre les différentes classes. Les amas à la gauche du diagramme ("cD" et "B") sont dans des états dynamiques presque relaxés, tandis que ceux à l'extrême droite ("F" et "I") sont en cours de formation. En 1982, Struble & Rood ont proposé une version révisée de la classification de Rood & Sastry [264]. En particulier, ils ont proposé une nouvelle version du diagramme de la figure 1.1 sur la base de résultats de simulations à N-corps de la formation des amas. Leur schéma (panneau en bas de la figure 1.1) représente une séquence évolutive des amas, allant des systèmes irréguliers de type I, jusqu'aux amas relaxés de type cD.

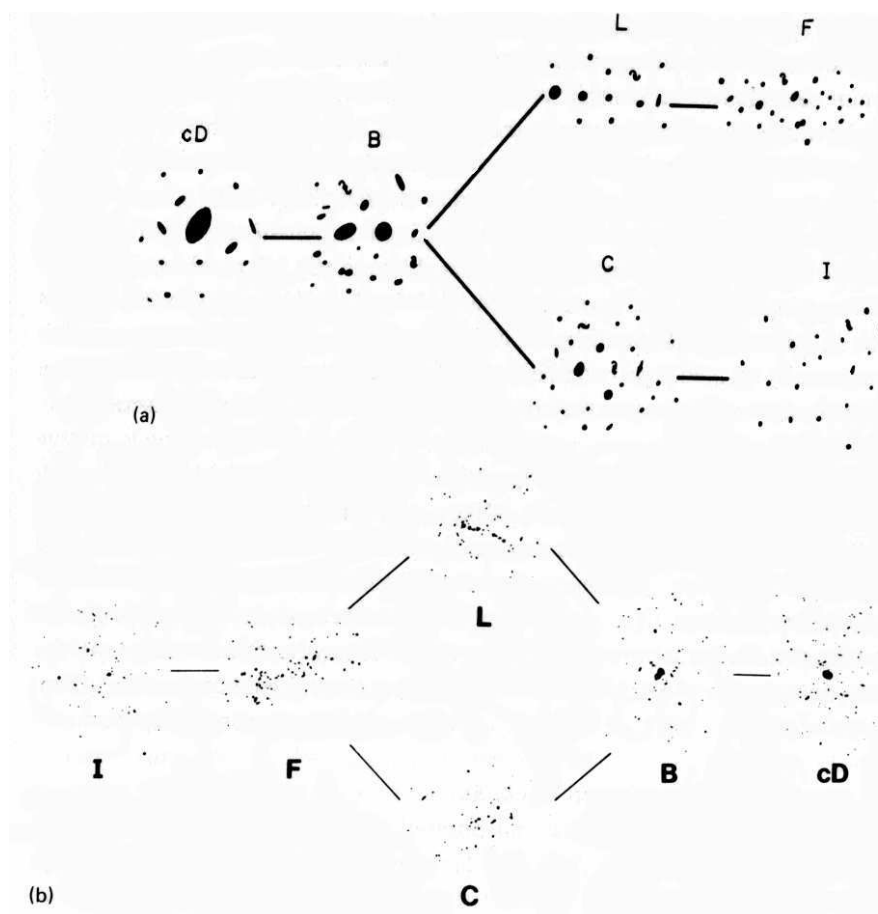


FIGURE 1.1 – **En haut (a)**: le schéma de classification de Rood & Sastry établi en 1971. **En bas (b)**: Les classes de Rood & Sastry revues par Struble & Rood en 1982 (extrait de Sarazin (1988) [255]).

- Morgan (1961) et Oemler (1974) ont introduit des systèmes de classification sur la base du contenu galactique des amas, *i.e.* la fraction de galaxies d'amas qui sont des spirales (Sp), des galaxies discoïdales sans bras spiraux (S0), ou des elliptiques (E). Suivant les critères de Morgan (1961) un amas est considéré de **type i** ou **ii**

PROPRIÉTÉ	RÉGULIER	INTERMÉDIAIRE	IRRÉGULIER
Type de Zwicky	Compact	Moyennement Compact	Ouvert
Type de Bautz & Morgan	I, I-II, II	II, II-III,	II-III, III
Type de Rood & Sastry	cD, B, L, C	L, C, F	F, I
Type de Morgan	<i>ii</i>	<i>i,ii</i>	<i>i</i>
Type de Oemler	cD, <i>spiral-poor</i>	<i>spiral-poor</i>	<i>spiral-rich</i>
E:S0:Sp	3:4:2	1:4:2	1:2:3
Symétrie	Sphérique	Intermédiaire	Irrégulière
Concentration Centrale	Haute	Modérée	Basse
Présence de sous-structure	Absente	Modérée	Haute

TABLEAU 1.1 – *Propriétés des différentes classes morphologiques des amas de galaxies (extrait de Sarazin (1988) [255]).*

s'il contient respectivement un grand ou un petit nombre de spirales [207]. Oemler (1974) a achevé ce système de classification par la définition de trois types d'amas: les systèmes *spiral-rich*, dans lesquels les galaxies spirales sont les objets les plus nombreux, les amas *spiral-poor*, avec une fraction inférieure de spirales et dominés par les S0s, et les systèmes **cD**, dominés par une cD centrale et dans lesquels la plupart des galaxies sont elliptiques ou S0s.

La classification des amas peut néanmoins être représentée plus simplement comme une séquence linéaire, qui va des amas réguliers aux systèmes irréguliers, à l'intérieur de laquelle chacune des classifications précédentes peut être replacée, comme montré dans la table 1.1 [255]. Les propriétés des amas réguliers (morphologie régulière, présence d'un cœur de galaxies dominant, absence de sous-structures) suggère qu'il s'agit de systèmes dynamiquement relaxés, tandis que les amas irréguliers, avec une morphologie non-symétrique, riches en sous-structures et sans aucune concentration centrale de galaxies, se trouvent très probablement dans les phases centrales de leur processus de formation.

En 1992, Jones and Forman ont utilisé les observations du satellite "Einstein" d'environ 400 amas de galaxies à bas z (≤ 0.2) pour classer les amas sur la base de leur morphologie X [162]. Leur critère de classification principal a été la présence plus ou moins significative de sous-structures dans les systèmes observés. Les sept types d'amas identifiés sont:

1. **S**: la distribution du gaz présente un seul pic d'émission;
2. **O**: le centre d'émission X est déplacé par rapport à la position de la galaxie dominante de l'amas;
3. **E**: la morphologie de l'amas est elliptique et plus ou moins allongée;
4. **C**: la distribution en densité du gaz est complexe et avec plusieurs sous-structures;
5. **D**: l'amas a une morphologie double, avec deux composantes d'extension équivalente;
6. **P**: l'amas est à nouveau double, mais avec une composante primaire et une secondaire;
7. **G**: l'émission X du système est plutôt faible et elle est produite principalement par les galaxies de l'amas, en particulier celles dominantes.

Des exemples des premiers six types d'amas de cette classification sont montrés dans la figure 1.2.

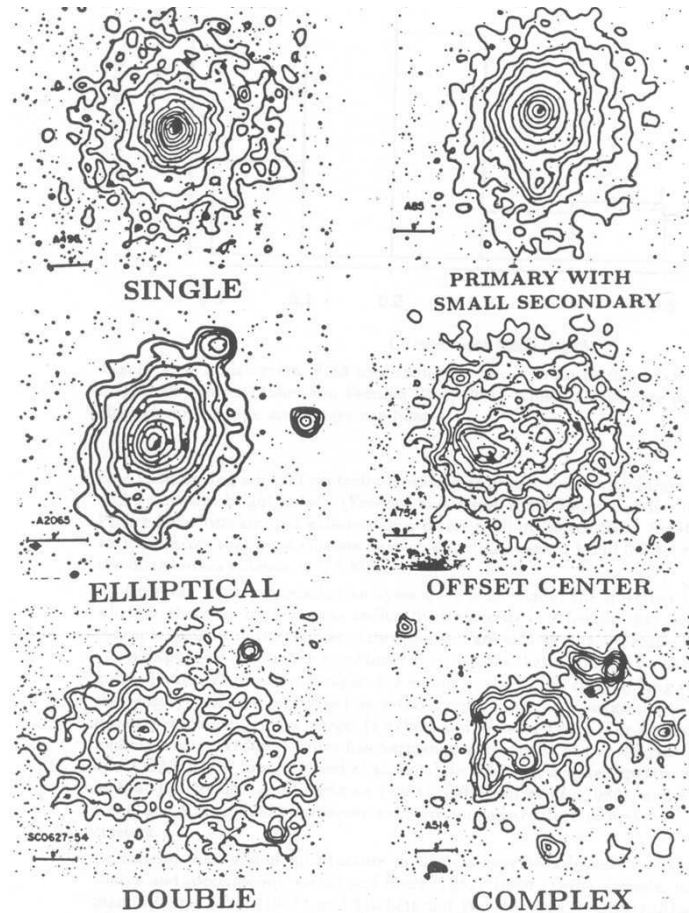


FIGURE 1.2 – Contours d'iso-intensité X de six amas superposés à leur image optique. Un exemple pour chacun des différents types d'amas de la classification morphologique introduite par Jones & Forman (1992) [162] est présenté.

Cette différenciation dans la morphologie des amas de galaxies est fortement corrélée à leur processus de formation. Dans la plupart des cas, les amas morphologiquement irréguliers correspondent à des systèmes dynamiquement jeunes, en cours de formation par fusion entre leurs sous-structures. Leur étude permet d'analyser les principaux processus physiques qui déterminent la formation et l'évolution des amas de galaxies. Dans ce chapitre, je vais comparer les prédictions des simulations numériques de coalescence d'amas avec les résultats observationnels les plus significatifs à différentes longueurs d'onde.

1.2 Simulations numériques des amas de galaxies en cours de fusion

Le temps d'évolution des amas de galaxies étant de l'ordre de l'âge de l'Univers, les observations ne donnent que des clichés instantanés des différentes phases du processus de fusion. Les simulations numériques sont donc un moyen indispensable pour suivre la formation et l'évolution des amas et de leurs composantes. La comparaison entre les observations et les modèles numériques permet d'établir un lien entre les caractéristiques observationnelles aux différentes longueurs d'onde et l'état dynamique de l'amas; l'étude combinée des observations et des simulations est donc essentielle pour déterminer dans quelle phase du processus de fusion l'amas observé se trouve, et quels sont les processus physiques qui agissent sur chaque composante d'un amas de galaxies pendant les différentes étapes de son évolution. De plus, les méthodes d'analyse observationnelles peuvent être testées par leur application aux données simulées; grâce à la comparaison des résultats obtenus avec les paramètres initiaux des simulations, les méthodes peuvent être raffinées de façon itérative. Tout d'abord, les simulations numériques doivent suivre une approche tri-dimensionnelle, puisque les observations optiques et en rayons X montrent que les amas de galaxies ne sont pas des objets à symétrie sphérique. Deuxièmement, les différentes composantes des amas (*i.e.* milieu intra amas (MIA), matière sombre, et galaxies) doivent être prises en considération par les modèles numériques.

1.2.1 Simulations des composantes non-collisionnelles

La matière sombre et les galaxies sont traitées comme des particules non-collisionnelles et leur évolution est modélisée par des méthodes à N-corps (*e.g.* [256, 229]). Dans ce type de simulations, seulement les interactions gravitationnelles entre les particules sont prises en considération, alors que les interactions avec le MIA sont négligées. Un paramètre d'adoucissement ϵ est introduit dans l'équation du potentiel gravitationnel de chaque particule pour tenir compte de l'extension spatiale des objets:

$$\Phi_i = -G \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\sqrt{r_{ij}^2 + \epsilon^2}},$$

où Φ_i est le potentiel à la position de la particule i de masse m_i , G est la constante gravitationnelle, N est le nombre de particules dans la simulations, et r_{ij} est la distance entre les corps i et j .

Les simulations montrent que chaque phase du processus de fusion présente des signatures caractéristiques intervenant à la fois sur la distribution projetée des particules, et sur leur distribution des vitesses. En général, les amas dynamiquement jeunes sont caractérisés par la présence marquée de sous-structures, et/ou par des distributions des vitesses multimodales et avec dispersions élevées. L'intensité observée de ces effets dépend de l'angle entre l'axe de collision et la ligne de visée, ainsi que des masses relatives des sous-structures en interaction. Ci-dessous, je résume les principaux résultats obtenus dans le cas le plus simple d'une collision entre un amas principal et un sous-amas (voir aussi figure 1.3).

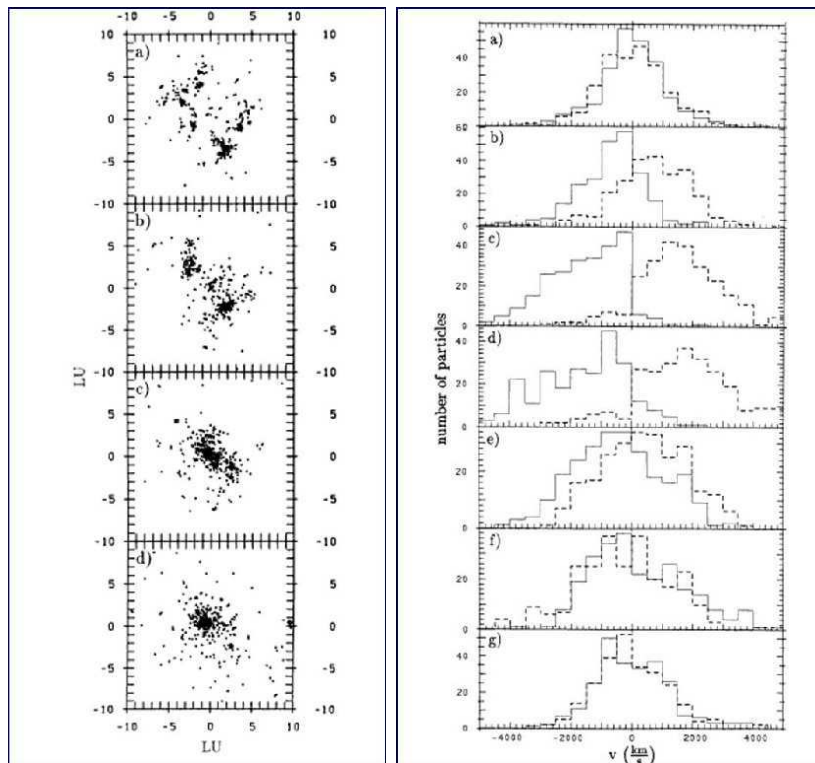


FIGURE 1.3 – *Simulations numériques de l'évolution avec le temps (de haut en bas) de la distribution projetée des galaxies (à gauche) et de leur distribution des vitesses (à droite) suivant les différentes phases de la coalescence entre sous-structures (d'après Schindler & Böhringer 1993 [256]).*

- **Évolution de la distribution projetée des particules:** les phases initiales sont caractérisées par la présence de deux sous-structures distinctes avec une distribution sphérique et compacte de leurs particules, tandis que, juste avant et après la collision, le système total a une forme allongée, et les particules des deux structures sont hautement dispersées [229]. Le rayon qui contient la moitié de la masse totale des groupes en interaction peut être utilisé pour étudier les variations de la distribution projetée des particules suivant les différentes phases du processus de fusion [256]. Cette grandeur, dont la valeur initiale est très élevée, décroît jusqu'à un minimum qui correspond au moment de la collision entre les deux systèmes; après il augmente à nouveau, sans pour autant atteindre les valeurs initiales. Cette évolution n'est plus observable quand l'axe de collision est parallèle, ou presque, à la ligne de visée. Ainsi, dans les phases centrales de l'interaction, le système total apparaît comme étant compact, ce qui pourrait faire penser à un amas à l'équilibre.
- **Évolution de la distribution des vitesses:** les deux systèmes, au repos au début de la simulation, sont accélérés à cause de l'attraction gravitationnelle mutuelle, et leur distribution des vitesses diverge, jusqu'à atteindre une valeur très élevée de la dispersion des vitesses au moment de la collision. Successivement les sous-structures

sont décélérées à cause du processus de relaxation violente [186] et la dispersion des vitesses du système décroît jusqu'aux valeurs initiales des deux sous-amas [256]. Les simulations montrent que la dispersion des vitesses globale du système peut augmenter jusqu'à un facteur 2 pendant les phases centrales du processus de fusion; cet effet devient de moins en moins observable dès que l'angle entre l'axe de collision et la ligne de visée augmente, puisque nous ne pouvons mesurer que les composantes radiales des vitesses des galaxies.

1.2.2 Simulations des composantes collisionnelles et non-collisionnelles

Les fusions majeures entre les amas de galaxies sont les événements les plus énergétiques de l'Univers après le Big Bang, et peuvent libérer des énergies de liaison gravitationnelle allant jusqu'à environ 10^{64} ergs. Lorsque des sous-amas, de masse d'environ $10^{14-15} M_{\odot}$, entrent en collision avec des vitesses de l'ordre de 2000 km/s, des ondes de chocs se produisent dans le milieu intra amas. Elles dissipent des énergies de l'ordre d'environ 3×10^{63} erg et sont les principales sources de réchauffement du gaz qui constitue le MIA. On s'attend à ce que ces chocs, en plus de chauffer le gaz, le compriment et augmentent son entropie [252]. La modélisation des amas, traités comme systèmes à deux composantes (collisionnelle, *i.e.* galaxies et matière sombre, et non-collisionnelle, *i.e.* gaz²) grâce à des simulations combinées hydrodynamiques/N-corps, permet de suivre l'évolution de la densité, de la température du gaz intra-amas, et de la structure des ondes de chocs (*e.g.* [104, 257, 247, 267, 244]). Cette technique consiste à simuler la collision isolée entre deux amas idéaux de géométrie sphérique, et de distribution de matière noire et de gaz préalablement fixées (par exemple un profil qui suit le modèle de Navarro, Frenk & White [213] pour la matière noire et un modèle β pour le gaz). Le puits de potentiel est défini entièrement par la distribution de matière sombre, puisque le gaz n'est pas auto-gravitant. La géométrie de la collision est représentée dans la figure 1.4. Contrairement aux simulations dites cosmologiques (voir paragraphe 2.5), les conditions initiales idéalisées de ce type d'approche négligent les effets d'environnement sur les sous-structures en interaction (forces de marée à grande échelle, effets d'annexion continue de groupes et amas pauvres); par contre, ce type de simulations permet d'étudier le processus de fusion avec une très bonne résolution (~ 50 kpc), et d'isoler et de suivre l'évolution des mécanismes physiques principaux qui agissent sur les différentes composantes des amas [248].

Les signatures principales du processus de fusion sur la matière sombre ainsi obtenues sont: a) un allongement de la distribution spatiale le long de l'axe de collision, b) la présence de sous-structures, et c) une forte anisotropie de la dispersion des vitesses. Par contre, les résultats des simulations sur le MIA ne peuvent pas être simplifiés par un schéma aussi général, puisqu'ils dépendent fortement du rapport de masse entre les sous-structures qui interagissent et de leur paramètre d'impact. La distribution centrale du gaz peut être soit perpendiculaire, soit parallèle à l'axe de collision suivant les phases du processus de fusion,

2. Bien que le chemin libre moyen dans le MIA soit trop grand pour pouvoir assurer un échange d'information entre les particules du gaz, le traitement hydrodynamique peut être utilisé puisque les informations sont transférées par les turbulences du faible champ magnétique présent dans les amas.

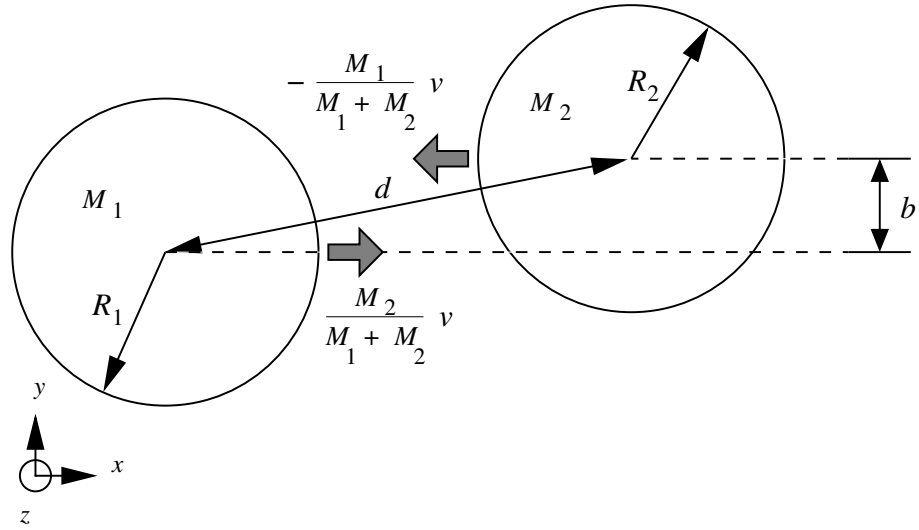


FIGURE 1.4 – Schéma des conditions initiales utilisé dans les simulations d’amas en interaction. L’axe de collision est dans le plan du ciel (x, y) et le paramètre d’impact le long de l’axe y est b (d’après Ricker & Sarazin 2001 [244]).

tandis que les régions externes sont toujours allongées parallèlement à l’axe de collision. Une torsion dans la distribution du MIA est donc observable pendant la coalescence entre amas. La morphologie de la distribution en température du gaz est fortement irrégulière à cause de la présence simultanée dans l’amas en coalescence de barres de compression chaudes, dues aux chocs, et de régions froides, dues à l’expansion adiabatique du système ou à la présence de restes de sous-amas [247]. Puisque les simulations hydrodynamiques indiquent que les structures en température dues au processus de fusion survivent de 4 à 6 fois plus que les perturbations sur la densité du gaz, les cartes en température du gaz intra-amas sont un instrument très sensible pour pouvoir détecter l’éventuelle présence d’activité dynamique à l’intérieur des amas [80]. Les principales signatures du processus de fusion sur le MIA sont donc: a) la présence de plusieurs pics d’émission X, b) l’allongement de la structure du gaz, c) la torsion des isophotes, c) la présence de structures non-isothermes, et d) la ségrégation entre le gaz et la matière sombre: le gaz ne reflète plus le puits de potentiel de l’amas, au moins dans les phases suivant la fusion (2 Gyr), à cause de l’interaction mutuelle entre ses particules, la distribution du MIA s’étend à cause des turbulences et des réchauffements, et elle devient plus allongée que la distribution de la matière sombre; en plus, dans les phases centrales de la collision, le centroïde d’émission du gaz est déplacé par rapport à celui de la composante non-collisionnelle.

Je résume ci-dessous les principaux résultats obtenus pour l’évolution du MIA dans le cas de la fusion entre deux amas de masse comparable (rapport de masse d’environ 1:1), un paramètre d’impact presque nul, et une température initiale du gaz des deux composantes de $T \sim 6$ keV; l’époque $t=0$ Gyr correspond au moment de la collision entre les centres des

deux sous-structures. Chaque phase est représentée dans la figure 1.5.

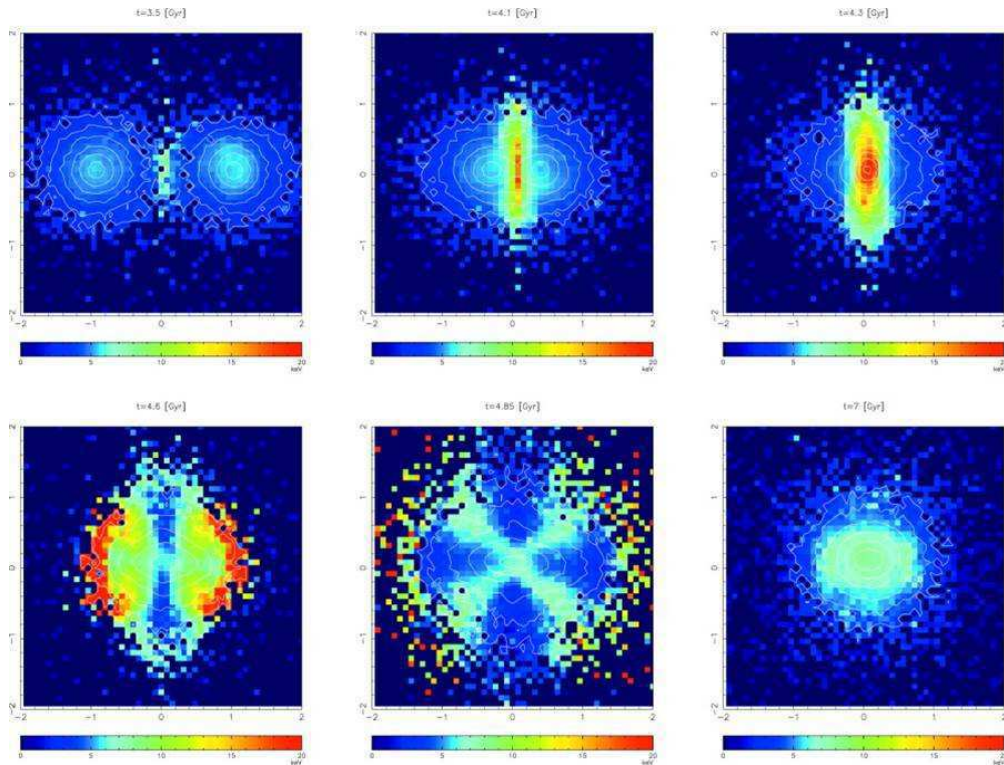


FIGURE 1.5 – La brillance de surface X et la température du MIA sont représentées avec les contours blancs et colorés respectivement; chaque panneau correspond à une phase différente du processus de fusion, avec le temps qui croît de gauche à droite, et de haut en bas. Le bleu correspond à $K_B T \sim 5 \text{ keV}$, le vert à 10 keV , le jaune à 15 keV et le rouge à 20 keV (d'après Takizawa 1999 [267]).

1. $t \sim -0.8 \text{ Gyr}$: les deux sous-amas entrent en contact; les contours d'émission X montrent une structure double avec deux pics de densité. Le potentiel de chaque sous-structure n'est pas complètement détruit, les deux amas en interaction sont encore visibles, et les éventuelles sources d'émission radio et/ou courants de refroidissement ne sont pas affectées par la collision. La température du gaz dans la région entre les deux sous-amas augmente légèrement ($T \sim 8-9 \text{ keV}$) à cause de la compression adiabatique due à la collision.
2. $t \sim -0.2 \text{ Gyr}$: les deux sous-structures s'approchent et constituent une structure unique avec un pic double. La température du gaz entre les deux maxima d'émissivité augmente jusqu'à $T \sim 20 \text{ keV}$ à cause d'un choc qui se développe dans une direction perpendiculaire à l'axe de collision.
3. $t \sim 0 \text{ Gyr}$: les phases centrales de la collision sont caractérisées par des densités centrales et des températures très élevées. Les deux pics de densité fusionnent en un seul pic et la distribution centrale du MIA s'allonge dans une direction perpendiculaire à l'axe de collision. La barre de compression chaude, qui devient plus épaisse,

est toujours centrée sur le pic d'émissivité et perpendiculaire à l'axe de collision.

4. **$t \sim +0.3$ Gyr:** juste après la collision, l'amas s'étend et les ondes de choc principales se propagent vers les régions externes de l'amas, alors que dans les régions à l'arrière du choc le gaz en expansion se refroidit adiabatiquement. Des chocs secondaires d'intensité moindre peuvent se développer dans les parties internes (l'importance et la forme de ces ondes de chocs secondaires dépend fortement du rapport de masse et de la géométrie de la collision).
5. **$t \sim +0.55$ Gyr:** pendant cette phase l'amas atteint son expansion maximum, l'image en rayons X est allongée le long de l'axe de collision, et les ondes de choc arrivent dans les régions moins denses de l'amas.
6. **$t \sim +7.0$ Gyr:** dans les phases finales de son évolution, le système se contracte, la morphologie X et la carte de température ont une structure symétrique, et aucune sous-structure importante n'est visible dans l'amas.

1.3 Observations en optique et en rayons X d'amas en coalescence

Les simulations numériques offrent une base de datation du processus de fusion qui peut être utilisée pour interpréter les données observationnelles et aider à reconstruire le scénario de fusion. Les simulations reproduisant des cas idéaux de collisions isolées, on ne peut pas s'attendre à observer des propriétés du gaz et des galaxies aussi nettement dans les amas réels, qui présentent la marque de fusions anciennes et récentes simultanément. Les six phases du processus de fusion qui émergent des simulations et présentées dans le paragraphe précédent seront dans la suite regroupées en trois phases plus générales, du stade initial du processus de fusion (phases 1 et 2 du schéma précédent), aux moments centraux de l'interaction (phases 3, 4 et 5), jusqu'au stade de post-fusion avancée (phase 6).

La physique du processus de fusion étant très complexe, ses effets observationnels sur la distribution du gaz et des galaxies ne peuvent pas être résumés par un schéma général simple. Pour suivre l'évolution des propriétés observationnelles des amas de galaxies en coalescence, je présente les principaux résultats obtenus par l'analyse combinée X-optique menée sur une série d'amas de galaxies à différentes phases du processus de fusion. Bien sûr, les exemples qui seront présentés dans les paragraphes suivants ne peuvent pas constituer une liste complète de tous les amas en coalescence observés, mais une sélection de cas intéressants qui mettent en évidence les principales caractéristiques observationnelles du processus de fusion sur les propriétés physiques du MIA, et sur l'état dynamique des galaxies de ces amas.

1.3.1 Phases initiales de l'interaction: les cas d'Abell 3528, Abell 1750 et Abell 3395

Caractéristiques principales de la distribution du gaz et des galaxies

Les trois amas bimodaux A3528 ($z=0.054$), A1750 ($z=0.085$) et A3395 ($z=0.051$) ont été sélectionnés pour illustrer les principales caractéristiques observationnelles des premiers stades du processus de fusion. Ce choix a été motivé par le fait que la distorsion variable de la brillance de surface X de ces systèmes suggère qu'ils constituent une séquence progressive des phases initiales de la coalescence entre deux sous-structures.

Ces trois amas ont été étudiés en détails par Donnelly *et al.* [80], qui ont comparé les données de spectroscopie multi-objets optiques aux observations en rayons X faites avec ROSAT et ASCA. La figure 1.6 montre les cartes en températures (à droite) et les contours d'intensité X superposés aux galaxies de l'amas (à gauche). La morphologie d'A3528, caractérisée par des isophotes d'intensité X symétriques, suggère qu'il s'agit d'un amas au tout début du processus de fusion, quand seulement le gaz dans les halos externes des deux sous-structures vient de commencer à interagir. Dans A1750 les effets de l'interaction ont commencé à déformer les contours d'iso-densité du gaz, tandis que A3395, avec les distributions de densité de ses deux sous-structures complètement détruites, est très probablement proche de la phase centrale de la collision. Les cartes en température de ces trois systèmes montrent la présence de gaz plus chaud dans les régions entre les pics d'émissivité. Dans les trois amas, la déviation entre la température de la région en interaction et celle du reste du système est variable; elle est très faible dans le cas d'A3528, un peu plus élevée dans A1750, où une onde de choc est probablement en train de se développer, très prononcée et étendue dans le cas d'A3395. L'analyse combinée des cartes d'émissivité et en température du MIA de ces trois amas montre donc clairement que A3528 se trouve dans la phase (1) du schéma de fusion présenté dans le paragraphe précédent, A1750 est proche de la phase (2), et A3395 s'approche du moment central de la collision, autour de la phase (3). Les dispersions des vitesses des trois amas sont élevées, globalement de l'ordre d'environ 1000 km/s, tandis que la distribution des vitesses des galaxies dans les $0.5 h^{-1}$ Mpc centraux de chaque sous-structure (voir figure 1.6) montre une dispersion comprise entre 700 et 900 km/s. Les vitesses radiales moyennes des deux sous-structures ne sont pas statistiquement différentes aussi bien dans le cas d'A3528, que d'A3395, ce qui suggère que les processus de fusion pour ces deux amas interviennent dans le plan du ciel. Dans le cas d'A1750, par contre, la différence entre les vitesses moyennes est de plus de 1300 km/s, et donc la collision intervient en bonne partie suivant la ligne de visée. Les conclusions obtenues à partir de l'analyse des cartes en densité et en température du gaz sont donc cohérentes avec les résultats sur la dynamique des trois amas.

Les effets du processus de fusion sur les courants de refroidissement

Les conclusions du paragraphe précédent sont très importantes pour expliquer les différentes températures des cœurs de chacune des sous-structures des trois amas: le gaz est froid dans les cœurs des deux sous-amas d'A3528 et dans le cœur du sous-amas nord-est

1.3. Observations en optique et en rayons X d'amas en coalescence

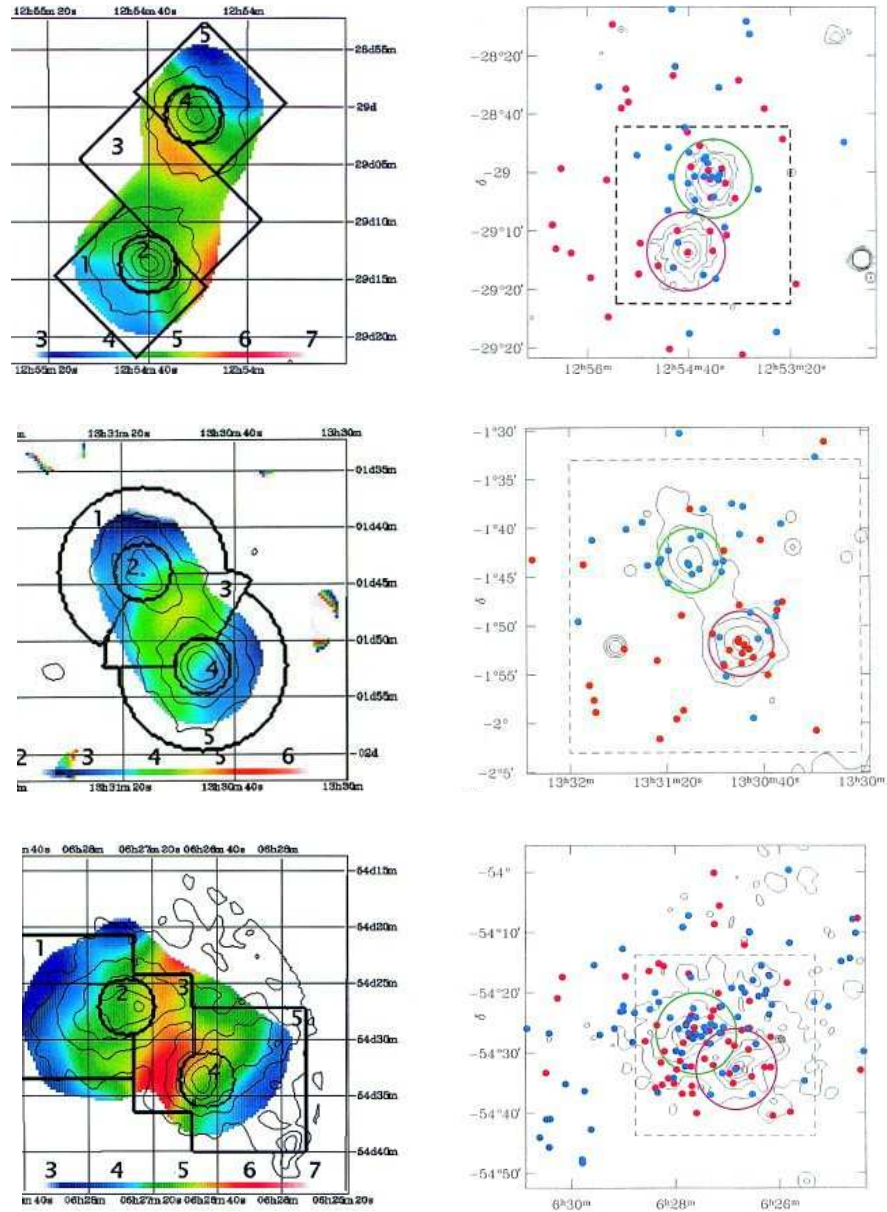


FIGURE 1.6 – À gauche: cartes en température codées en couleurs (plus rouge, plus chaud) d'A3528 (haut), A1750 (moyen) et A3395 (bas) obtenues avec les données ASCA, avec les contours d'intensité superposés en noir. À droite: les galaxies aux redshift des amas ont été représentées avec des cercles bleus ou rouges si leur vitesse radiale est respectivement inférieure ou supérieure à celle moyenne de l'amas; les contours d'iso-densité des amas, obtenus des données ROSAT, ont été superposés. Dans chaque figure, le carré en tirets représente le champ de vue des observations en rayons X, tandis que des cercles de rayon $0.5 h^{-1} \text{ Mpc}$ sont centrés sur les pics d'émission X des deux sous-structures (extrait de Donnelly et al. 2001 [80]).

d'A1750, tandis qu'aucune des deux sous-structures d'A3395 ne contient de région interne de gaz froid. De nombreuses preuves indirectes montrent que le processus de fusion détruit les courants de refroidissement internes aux amas de galaxies. D'abord une forte anticorrélation statistique a été relevée entre la présence de courants de refroidissement et l'observation de morphologies irrégulières; deuxièmement aucun courant de refroidissement n'a été détecté dans les amas très irréguliers ou bimodaux, qui sont très probablement des systèmes en interaction [252]. Des courants de refroidissement modérés ont quand même été observés dans certains amas en coalescence; dans la plupart des cas, il s'agit de sous-amas de galaxies dans les phases initiales de leur processus de fusion, quand les chocs dus à la collision ne sont pas encore arrivés à leurs cœurs froids. Des exemples de ce type sont Cygnus-A [5, 223, 193]), et Abell 85 [168]. Le mécanisme physique responsable de la destruction des courants de refroidissement dans les amas en coalescence est encore débattu; différentes hypothèses ont été proposées, parmi lesquelles les effets de marée, le réchauffement dû aux ondes de choc, le mélange de gaz froid et chaud, la “*ram-pressure*” provoquée par le mouvement de la région froide dans le gaz dense du sous-amas en interaction ($\rho_{sc}v_{rel}^2 \geq P_{CF}(r)$, où $P_{CF}(r)$ est le profil de pression dans le courant de refroidissement, ρ_{sc} est la densité de la sous-structure autour du courant de refroidissement, et v_{rel} est la vitesse relative entre ces deux composantes). Jusqu'à présent les simulations numériques et les considérations physiques suggèrent que la *ram-pressure* est le mécanisme le plus probable à l'origine de la destruction des courants de refroidissement: le gaz froid est déplacé du cœur de l'amas à cause de cette pression, et il se mélange avec le gaz plus chaud des régions environnantes (voir [252] et références citées). Ces conclusions sont en accord avec les résultats obtenus pour A3528, A1750 et A3395: les courants de refroidissement n'ont pas encore été affectés par le processus de fusion dans les deux sous-structures d'A3528 et dans le groupe nord-est d'A1750, alors qu'ils ont été détruits dans les deux sous-amas qui forment A3395; ils seraient donc de plus en plus affectés lors de l'avancement du processus de fusion.

1.3.2 Phases intermédiaires de l'interaction: les cas d'Abell 2256, Abell 3667, et 1E0657-56

Les événements les plus énergétiques du processus de fusion ont lieu pendant ses phases centrales. Leurs effets affectent très fortement les propriétés des différentes composantes des amas, mais ils se font sentir surtout sur la distribution en densité et température du MIA. Les trois amas présentés dans la suite ont été sélectionnés parce que leurs observations ont révélé très nettement la présence des signatures les plus caractéristiques de cette phase du processus de fusion, *i.e.* les ondes de chocs et les fronts froids.

Caractéristiques principales de la distribution du gaz et des galaxies

Abell 2256 ($z=0.059$) est un amas riche très étudié, surtout en rayons X puisque il s'agit d'un des amas les plus brillants dans cette bande de longueurs d'onde. La présence de sous-structures significatives et de deux pics dans la distribution de brillance de surface X, révélées par les observations ROSAT de cet amas, suggèrent qu'il s'agit d'un objet

présentant des phénomènes de fusion en cours entre un amas principal et un sous-amas [52]. La carte en température du gaz indique que le groupe est plus froid que le corps principal de l'amas et suggère qu'il est en train de tomber vers le centre de l'amas par le côté ouest [50]. Deux points chauds sont présents dans une direction presque perpendiculaire à l'axe de collision; ils sont très semblables aux régions chaudes mises en évidence sur les cartes en température simulées, quand la collision entre deux sous-structures est déjà commencée mais que leurs cœurs ne se sont pas encore traversés. Ce système se trouve donc à cheval entre les phases 2 et 3 dans le schéma du paragraphe 1.2.2. Sur les données ROSAT, A2256 apparaît ainsi comme un système avec deux corps en interaction, observés ≤ 1 Gyr avant la collision de leurs cœurs. Les nouvelles observations optiques [29] et X [265] confirment la présence de deux sous-structures principales en phase initiale d'interaction, mais elles compliquent un peu le scénario de formation de cet amas. L'analyse des données de spectroscopie optique de Berrington, Lugger & Chon (2001) a révélé que l'amas est divisé en trois composantes séparées sur la base aussi bien de leurs distributions des vitesses que de leurs positions projetées (voir figure 1.7). Les deux composantes principales correspondent à l'amas principal et au groupe détectés dans la distribution du gaz, tandis que la troisième composante représente un groupe en interaction au nord de l'amas principal, qui n'avait jamais été identifié. C'est probablement à cause de sa masse très faible (il ne contient que 10% des galaxies de l'amas) qu'il n'est pas visible en rayons X [29].

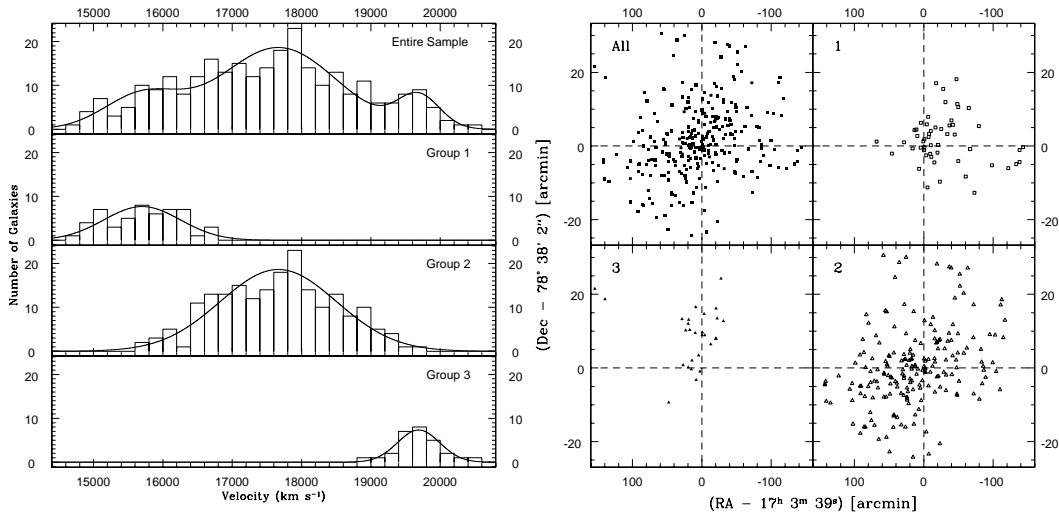


FIGURE 1.7 – L’algorithme KMM pour la détection tridimensionnelle de sous-structures [197] a détecté trois composantes principales dans la distributions 3D des galaxies d’A2256. Leurs distributions en vitesse et spatiales sont ici montrées respectivement dans le panneau de **gauche** et de **droite**. Les groupes 1 et 2 représentent les deux sous-amas principaux détectés également en rayons X, tandis que le groupe 3 n’a été observé par aucun satellite X (d’après Berrington, Lugger & Cohn 2002 [29]).

Abell 3667 ($z=0.053$) se manifeste à toutes les longueurs d’onde comme un exemple spectaculaire d’amas de galaxies dans les phases centrales de l’interaction entre deux

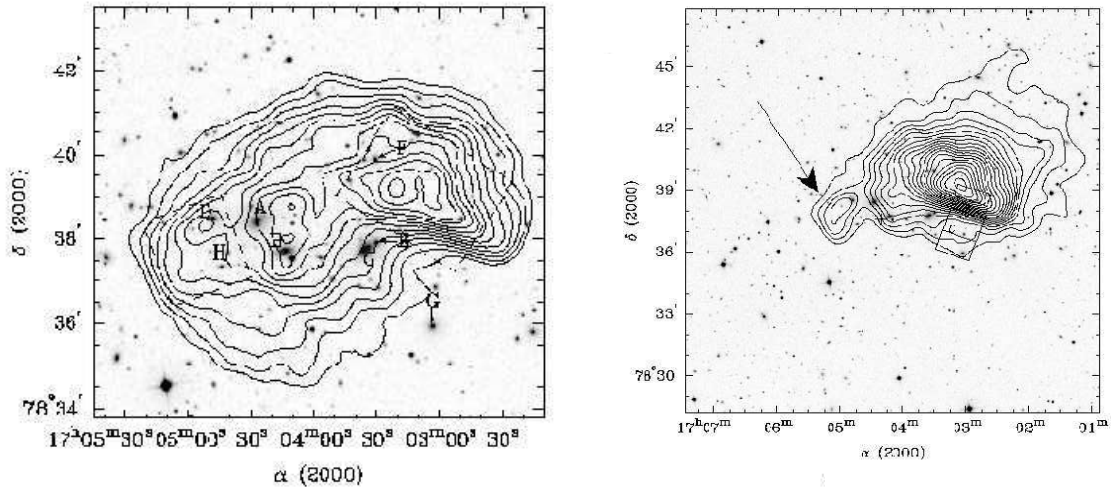


FIGURE 1.8 – **À gauche:** Contours d'émission X (observations Chandra/ACIS dans la bande 0.5-7.0 keV) superposés à l'image DSS-II du champ central d'A2256. Les lettres capitales de A à H montrent les positions des galaxies brillantes au centre de l'amas. Les deux carrés en tirets délimitent les deux sous-structures détectées en X autour du centre d'A2256 (voir le texte pour les détails). **À droite:** Résidus d'émission X dans les observations Chandra d'A2256 après la soustraction du meilleur ajustement du modèle- β . La présence des deux sous-structures émerge clairement. La flèche montre la position de la sous-structure détectée par Chandra voisine du centre de l'amas. Le bord raide correspondant au front froid est visible dans le carré noir en bas à droite.

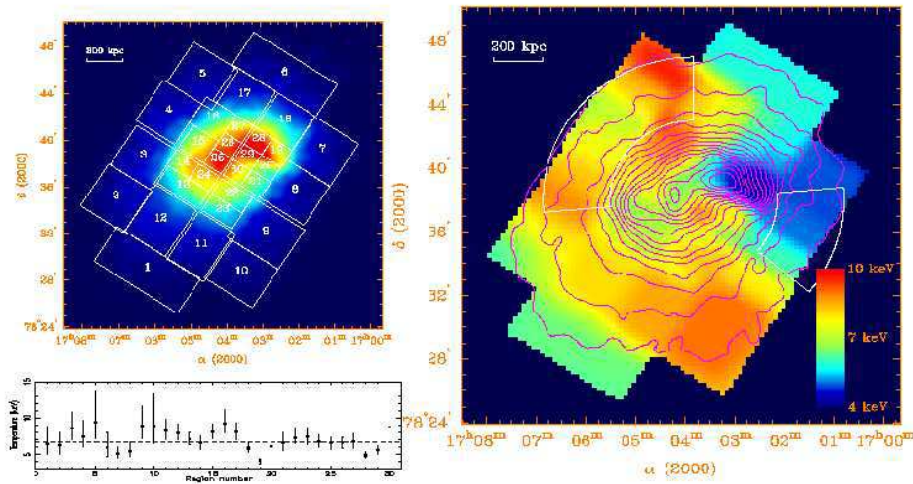


FIGURE 1.9 – Carte en température d'A2256 obtenue à partir des données Chandra. Les deux secteurs en blanc correspondent aux régions où Briel & Henry (1994) avaient détecté deux points chauds (d'après Sun et al. 2001 [265]).

sous-amas. Sa morphologie optique est bimodale, avec deux concentrations de galaxies proéminentes autour de deux galaxies brillantes [263] (voir figure 1.10). Ces deux sous-structures, que je vais appeler A et B, sont en collision presque sur le plan du ciel, puisque la différence entre les vitesses radiales de leurs galaxies dominantes est seulement de 120 km/s, et on s'attend que la vitesse de collision entre deux sous-amas soit de l'ordre de quelques milliers de km/s. La dispersion des vitesses élevée (entre 970 km/s [108] et 1200 km/s [263]) est typique des amas de galaxies dans les phases centrales du processus de fusion. La morphologie observée en rayons X confirme que A3667 ne se trouve pas dans une configuration relaxée. Les données obtenues avec ROSAT montrent que la composante d'émission X diffuse a son maximum en correspondance de la sous-structure optique principale A et présente une extension en direction du groupe B (voir panneau en haut à gauche de figure 1.11). Une grande variation du centroïde d'émission X a été observée à cause de la présence de sous-structures. Au centre d'A3667, autour du pic d'émission X, la distribution du gaz est allongée le long de l'axe principal de l'amas, et elle a une forme très ovale. La distribution de masse nécessaire pour reproduire la distribution du gaz observée dans la partie centrale d'A3667 n'est pas en accord avec la distribution observée des galaxies de l'amas, ce qui prouve encore une fois que cet amas ne se trouve pas dans un état relaxé [172]. La présence d'une barre de gaz chaud entre les deux sous-structures A et B, détectée grâce aux observations ASCA, montre qu'elles sont dans la phase centrale de leur collision [193]; la galaxie dominante du groupe A se trouve entre le pic de brillance du gaz et la région chaude, puisque le gaz est en retard par rapport à la composante galactique (voir panneau en haut à droite de la figure 1.11).

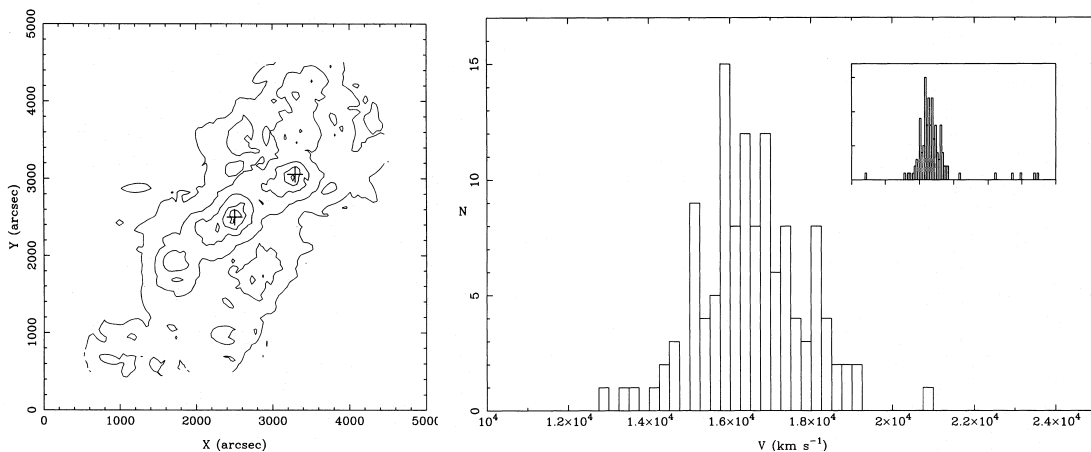


FIGURE 1.10 – **À gauche:** contours d'iso-densité des galaxies plus brillantes que $b=18.0$ dans le champ central d'Abell 3667. Les positions des deux galaxies dominantes de l'amas sont indiquées par des croix. **À droite:** histogramme des vitesses radiales des galaxies d'A3667 dans l'intervalle 10000-25000 km/s. Dans le panneau en haut à droite, un intervalle de vitesses radiales entre 5000 et 35000 km/s a été utilisé (extrait de Sodr  et al. 1992 [263])

Les observations Einstein EPC, ROSAT et ASCA de l'amas de galaxies 1E0657-56

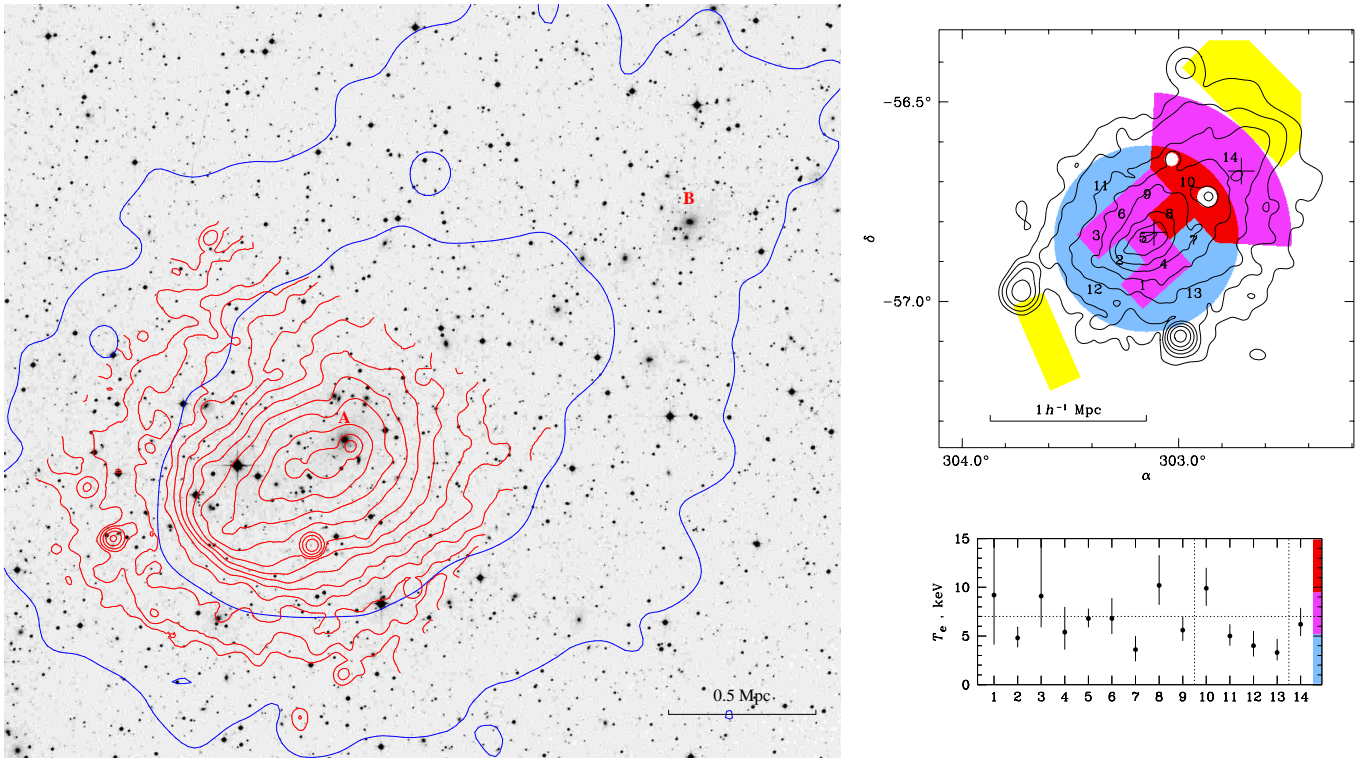


FIGURE 1.11 – **À gauche:** contours d'isodensité obtenus à partir des observations ROSAT (bleu) et Chandra (rouge) superposés à l'image optique d'A3667 (DSS II). Les galaxies dominantes des deux sous-amas qui constituent A3667 ont été indiquées avec les lettres A et B. Le nord de l'image est en haut, l'est à gauche (d'après Vikhlinin et al. 2001 [279]). **À droite:** carte en température d'A3667, obtenue à partir des données ASCA, superposée aux contours d'émission X détectés par ROSAT. Les régions dans lesquels la température a été déterminée sont numérotées dans le panneau en haut; leurs températures avec les erreurs à 90% sont montrées en bas, avec l'échelle de couleurs pour la température. Les lignes verticales pointillées séparent les groupes des régions qui appartiennent au même anneau ou carré central. La ligne pointillée horizontale montre la température moyenne de l'amas. Les cercles blancs représentent les régions où les sources ponctuelles ont été considérées séparément (d'après Markevitch, Sarazin et Vikhlinin (1999) [193]).

($z=0.296$) montrent que ce système, avec une température moyenne du gaz comprise entre $kT = 17.4 \pm 2.5$ keV [271] et $kT = 14.5^{+2.0}_{-1.7}$ keV [179], est l'un des amas les plus chauds connus. Sa morphologie X irrégulière, avec deux pics principaux d'émission, tous les deux déplacés par rapport au pic de densité optique, et la dispersion des vitesses élevée de ses galaxies suggèrent la présence de phénomènes dynamiques en cours [271], [179]. L'analyse des données optiques d'imagerie et de spectroscopie multi-objets d'1E0657-56 a permis de reconstruire le scénario du processus de fusion de ce système [18]. Dans les $\sim 1.8 h^{-2}$ Mpc² centraux, Barrena *et al.* ont détecté la présence d'un amas principal, de forme allongée et de dispersion des vitesses élevée ($\sigma_v \simeq 1250$ km/s), et d'un sous-amas de basse dispersion de

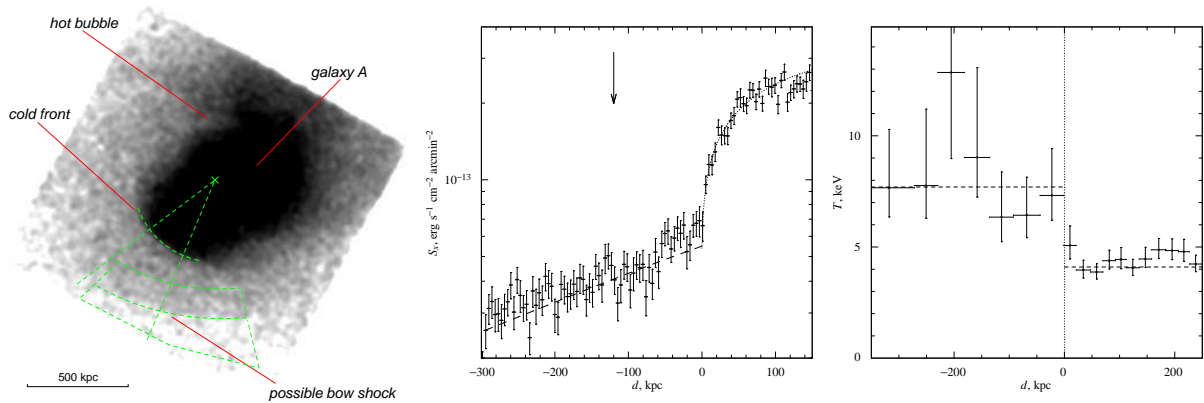


FIGURE 1.12 – **À gauche:** l'image d'A3667, observée par Chandra dans la bande d'énergie 0.5-4.0 keV, montre la discontinuité raide dans la brillance de surface au sud-est de l'amas. **Au centre:** profil de brillance de surface du gaz entre 0.5 et 2.0 keV, extrait en régions elliptiques à travers le front froid. La ligne en tirets est le meilleur ajustement pour la distribution de la brillance de surface obtenu avec les données ROSAT; il est bien en accord avec les résultats Chandra. La courbe en pointillés est le meilleur ajustement pour un sphéroïde avec un bord raide. **À droite:** profil de température à travers le front froid (d'après Vikhlinin et al. 2001 [279]).

vitesse ($\sigma_v \simeq 200$ km/s), à $\sim 0.4 h^{-1} \text{Mpc}$ du centre de la composante principale³ et avec une vitesse radiale relative d'environ 600 km/s (voir figure 1.13). Le modèle dynamique à deux corps fixe l'époque de collision entre les deux sous-structures à il y a environ 0.15 Gyr, et montre que le sous-amas est gravitationnellement lié et en train de s'éloigner de l'amas principal. Le rapport des masses virielles entre les deux sous-structures est très élevé (1:200-1:30), et, pour cela, la dynamique de l'amas principal n'a pas été trop affectée par la collision, contrairement aux propriétés des galaxies du sous-amas. Leur faible dispersion des vitesses est typique soit des groupes de galaxies isolés [240], soit des cœurs d'amas riches dans lesquels une forte ségrégation en luminosité a eu lieu [40]. Dans ce dernier cas, les cœurs des amas sont dominés par des galaxies de type elliptique, ce qui est le cas du sous-amas d'1E0657-56. Ces considérations suggèrent que ce groupe de galaxies pourrait être le cœur d'un amas plus massif détruit par la collision avec la composante principale de 1E0657-56.

Les ondes de choc

Le premier exemple clair d'un front de choc a été détecté dans l'amas de galaxies 1E0657-56 [189]. L'image en rayons X de cet amas (à gauche en figure 1.14), obtenue avec Chandra/ACIS, montre une boule de gaz en train de sortir du cœur de l'amas dans la direction ouest. Cette sous-structure avait déjà été détectée par les observations ROSAT [271], mais la haute résolution spatiale de Chandra rend plus claire son origine physique et la

3. Dans l'article de Barrena et al. 2002 [18] cette valeur est de $0.7 h^{-1} \text{Mpc}$; je l'ai converti en utilisant la cosmologie de Markevitch et al. 2002 [189] pour pouvoir comparer leurs résultats sur cet amas.

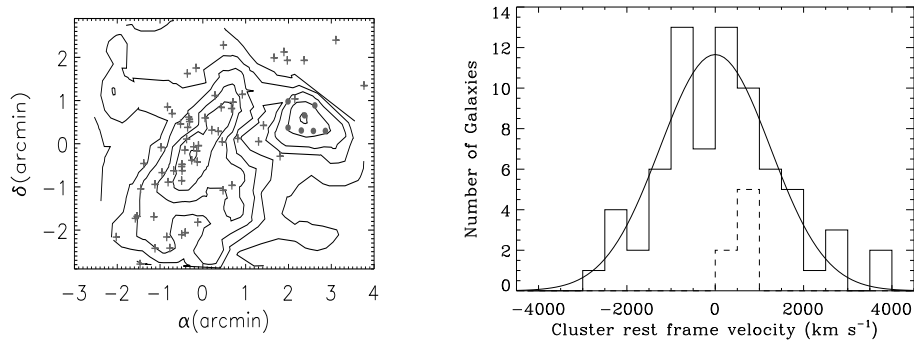


FIGURE 1.13 – **À gauche:** densité projetée des galaxies de la séquence principale (“red sequence”), identifiées sur le diagramme $B-R$ vs. R du champ central d’1E0657-56. Deux structures principales émergent: le corps principal de l’amas, de forme allongée, et une structure circulaire, à $0.4 h^{-1}$ Mpc en direction ouest. Les croix montrent les positions des galaxies de vitesse radiale mesurée et membres de l’amas principal, tandis que les cercles correspondent aux galaxies du groupe nord-ouest. La présence de galaxies au z de l’amas dans cette sous-structure confirme qu’il s’agit d’un groupe appartenant à l’amas, et non pas d’une structure d’arrière ou d’avant plan. **À droite:** distribution des vitesses des 71 galaxies de l’amas principal (histogramme continu), et des 7 galaxies du groupe (en tirets) (extrait de Barrena et al. 2002 [18]).

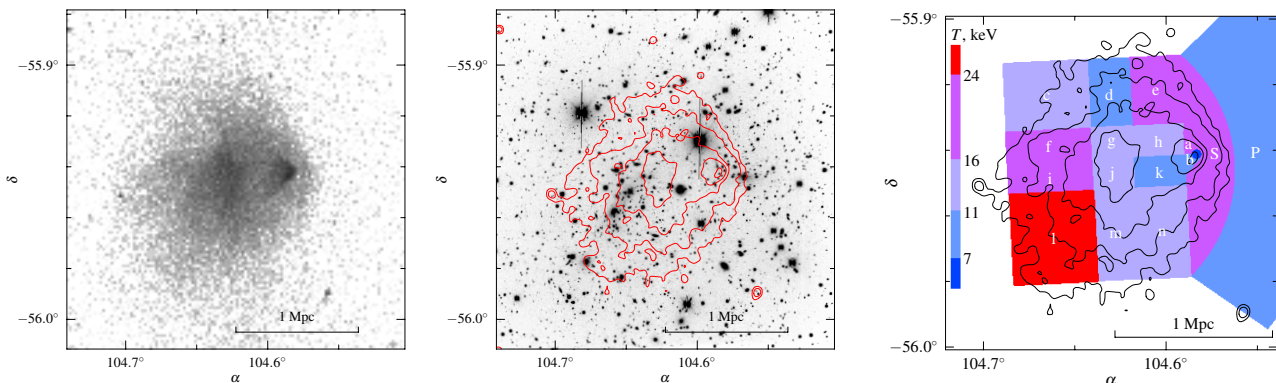


FIGURE 1.14 – **À gauche:** image du champ central de 1E0657-56 observée avec Chandra-ACIS dans la bande d’énergie 0.5-5 keV. Le choc est localisé et clairement visible du côté ouest de l’amas. **Au centre:** iso-contours d’émission X, superposés à l’image en bande R du champ central de 1E0657-56 observé avec le New Technology Telescope de l’ESO. **À droite:** Carte en température du gaz superposée aux contours d’émission X de l’amas (d’après Markevitch et al. 2002 [189]).

direction de son mouvement. Un bord raide dans le profil de brillance de surface précède la boule de gaz en direction ouest; l’analyse de la carte en température montre que le cœur de la boule est plus froid que le reste de l’amas, tandis que le bord est plus chaud (voir panneau à droite de la figure 1.14), ce qui confirme qu’il s’agit d’un front de choc [189].

Un nombre de Mach $M_1 \simeq 2-3$ a été estimé à partir des gradients de température et de densité⁴ du gaz à travers le bord raide. Dans un régime stationnaire, la boule de gaz devrait se déplacer à la vitesse du choc; le nombre de Mach et la température du gaz observés donc correspondent à une vitesse d'éloignement d'environ 3000-4000 km/s, ce qui implique que la sous-structure, à environ $0.3 h^{-1}$ du centre, a traversé le cœur de l'amas principal il y a 0.1-0.2 Gyr en bon accord avec les résultats obtenus en optique (voir paragraphe précédent). La boule de gaz, avec sa température de 6-7 keV, semble être le reste d'un courant de refroidissement dense; elle était probablement localisée au centre de la sous-structure qui vient de traverser le cœur de l'amas principal, avant que son halo de gaz n'ait été arraché par la forte *ram-pressure* due au mouvement de la sous-structure même dans un ambiance très dense et avec une vitesse élevée. Les données Chandra ont confirmé la haute température de cet amas ($kT = 14.8_{-1.2}^{+1.7}$ keV).

La découverte des fronts froids

Les observations Chandra [265] d'A2256 ont confirmé les conclusions présentées précédemment sur l'âge dynamique de cet amas. Elles ont aussi rajouté des détails très intéressants non seulement parce qu'ils permettent de mieux comprendre le processus de formation de cet amas, mais surtout parce qu'ils montrent l'amélioration que les instruments de nouvelle génération comme Chandra peuvent apporter dans l'étude des amas de galaxies et dans la compréhension de leur processus de formation.

A2256 est un système multiple et dynamiquement actif; au delà des deux sous-amas déjà détectés par ROSAT, une autre sous-structure apparaît, bien visible surtout sur la carte des résidus de la distribution de brillance de surface X (figure 1.8). Elle est localisée près du cœur de l'amas principal et peut être interprétée soit comme une autre composante en interaction, soit comme une structure interne à l'amas principal, provoquée par l'interaction avec le groupe ouest. Dans le premier cas, la comparaison des images en rayons X avec les simulations numériques suggère qu'il pourrait s'agir de la conséquence d'une fusion ancienne entre l'amas principal et un groupe, observée environ 0.3 Gyr après la collision des cœurs des deux sous-structures. Dans ce scénario, A2256 serait donc le résultat d'une interaction à trois corps. La collision la plus ancienne est si lointaine dans le passé que l'unique signature encore visible est un excès d'émission X voisin du cœur de l'amas principal; par contre le deuxième groupe (ouest) est encore dans la phase intermédiaire du processus de fusion, quand la distribution du gaz de la sous-structure n'a pas encore été détruite par la collision. Les données Chandra en effet montrent que la métallicité et la température du gaz dans la sous-structure ouest sont typiques d'un groupe de galaxies. Les variations modérées dans la carte en température du gaz (voir figure 1.9) et la distorsion de la morphologie du groupe confirment qu'il a déjà pénétré dans l'amas principal par l'ouest, mais que le processus de fusion est encore à son début. La présence des points chauds, détectés par ROSAT dans une direction perpendiculaire à l'axe de collision, n'a pas été confirmée par les observations Chandra. Par contre, la très bonne résolution spatiale de ce satellite a permis d'observer la distribution du gaz d'A2256 avec plus de détails; un profil

4. $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)^{1/2}$, où ϵ est l'émissivité du gaz

de densité du gaz très raide à été détecté en correspondance du bord sud du groupe en chute vers l'amas principal. A cette discontinuité en densité correspond un fort gradient en température, mais de signe opposé: la température est de 4.5 keV à l'intérieur du gaz dense, et elle augmente jusqu'à 8.5 keV à l'extérieur. Cette configuration, avec une discontinuité de gaz en équilibre de pression, a déjà été observée par Chandra dans d'autres amas de galaxies; il s'agit de cœurs de gaz froid en mouvement rapide dits "fronts froids" ("cold fronts"), découverts récemment grâce à la très bonne résolution spatiale de Chandra, et observés pour la première fois dans l'amas A2142 [192]. Leur structure a été schématisée dans la figure 1.15.

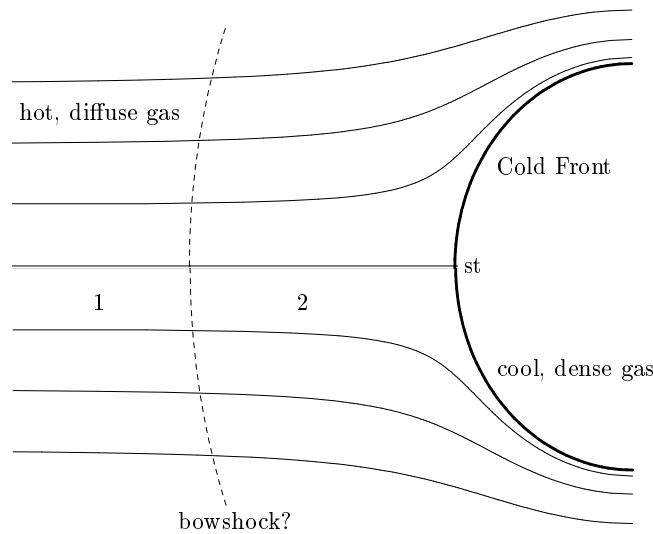


FIGURE 1.15 – Schéma du flux de gaz autour d'un front froid dans un amas en coalescence. L'arc continu et en gras sur la droite représente la discontinuité entre le cœur de gaz froid et dense, et le gaz diffus et plus chaud des régions externes de l'autre amas. Le cœur froid est en train de se déplacer vers la gauche par rapport au gaz chaud. Les lignes continues plus fines représentent les lignes de flux du gaz chaud autour du gaz froid. Dans la région marquée avec "1" le gaz chaud n'est pas affecté par la présence du front froid. Si le mouvement du front froid est transsonique ($M > 1$), il est précédé par un choc en forme d'arc, qui est symbolisé par le trait pointillé. Le point de stagnation, où la vitesse relative entre le gaz froid et chaud est nulle, est marqué par "st" (d'après Sarazin 2002 [252])

Les observations suivantes de Chandra ont montré une grande variété de morphologies et d'échelles spatiales pour les fronts froids détectés, et elles ont révélé que ces discontinuités peuvent être provoquées par des effondrements multiples (e.g. RX J1720.1+2638 [196]), des phénomènes de fusion majeurs comme dans le cas d'A2256 (e.g. A2142 [192], A3667 [279, 280], A2034 [167]), ou des oscillations de nuages de gaz froid au centre du puits de potentiel des amas, dues soit à une perturbation du potentiel gravitationnel central à cause d'anciennes accrétions de sous-structures (e.g. A1795 [191]), soit au "batillage" ("sloshing")

du gaz du courant de refroidissement central, dû au mouvement de la cD par rapport au centre de l'amas (*e.g.* A496 [92]). Les simulations à haute résolution et à grande échelle montrent que les fronts froids peuvent être aussi dus à l'interaction d'un halo froid de matière sombre, ayant survécu à l'effondrement des amas ([134, 133]), en mouvement dans le puits de potentiel du système.

Comme dans le cas des ondes de choc, l'étude détaillée des fronts froids donne l'opportunité d'explorer la physique des amas en coalescence et de déterminer les paramètres du MIA qui ne peuvent pas être établis autrement. Le panneau de gauche de la figure 1.12 montre l'image Chandra ACIS d'A3667 dans la bande d'énergie 0.5-4.0 keV. Au sud-est de l'amas, la brillance de surface décroît brusquement; pour comprendre la nature de cette structure, Vikhlinin *et al.* ont étudié en détail ses propriétés physiques [279]. Ils ont montré que le bord peut être modélisé par un sphéroïde (voir panneau central de la figure 1.12 et figure 1.15). Grâce au profil de brillance de surface, converti en densité, et à la température du gaz, ils ont découvert que ce bord raide est un front froid (figure 1.12), et ils ont déterminé la pression du gaz des ses deux cotés. En connaissant le rapport entre la pression au point de stagnation et celle dans la région où le mouvement du gaz chaud n'est pas affecté par la présence du front froid (région "1" en figure 1.15), un nombre de Mach de 1 ± 0.2 ($v=1430 \pm 290$ km/s) a été déterminé. La mesure précise des paramètres physiques du gaz permet donc de calculer la vitesse du nuage de gaz froid sur le plan du ciel. Ce mouvement transsonique devrait produire un choc faible qui précède le front froid, et en effet un choc a probablement été détecté à l'extrémité sud-est de l'amas, à environ $350 h^{-1}$ kpc du front froid (voir panneau de gauche de la figure 1.12).

1.3.3 Phases avancées de l'interaction: le cas d'Abell 1795

Abell 1795 ($z=0.0632$) est un amas avec une morphologie optique régulière, dominé par une galaxie cD géante, et donc de type "I" et "cD" dans les classifications de Bautz & Morgan et Rood & Sastry respectivement [12]. Oegerle & Hill (1994) [219], sur la base de l'analyse de 100 vitesses radiales de galaxies membres d'A1795, ont trouvé plusieurs preuves de l'existence de processus dynamiques en cours dans cet amas. D'abord, sa cD a une vitesse relative de 150 km/s par rapport à la vitesse moyenne du système. Mais l'état dynamique non-relaxé de cet amas semble être suggéré surtout par une distribution des vitesses non-Gaussienne à un niveau de confiance élevé (>90%), et par la présence probable de sous-amas révélés par l'indicateur 3D de sous-structures, δ , introduit par Dressler & Schetmann en 1988 [86] (voir figure 1.16). Oegerle & Hill (1994) en concluent qu'un sous-amas de faible masse a subi un processus de fusion avec l'amas principal.

Les deux panneaux dans la figure 1.17 montrent l'image en rayons X et la carte en température d'A1795; il apparaît comme un amas de galaxies presque relaxé, qui a commencé le processus de refroidissement du gaz dans ses régions internes [49]. Les données ROSAT ont en effet montré que la température du gaz décroît de la valeur moyenne d'environ 6 keV dans les parties externes de l'amas (entre 3' et 10' du centre) à un minimum d'environ 3 keV dans le 3' centraux. Contrairement aux résultats obtenus en optique par Oegerle & Hill (1994), Briel & Henry soulignent que la distribution isotherme du gaz

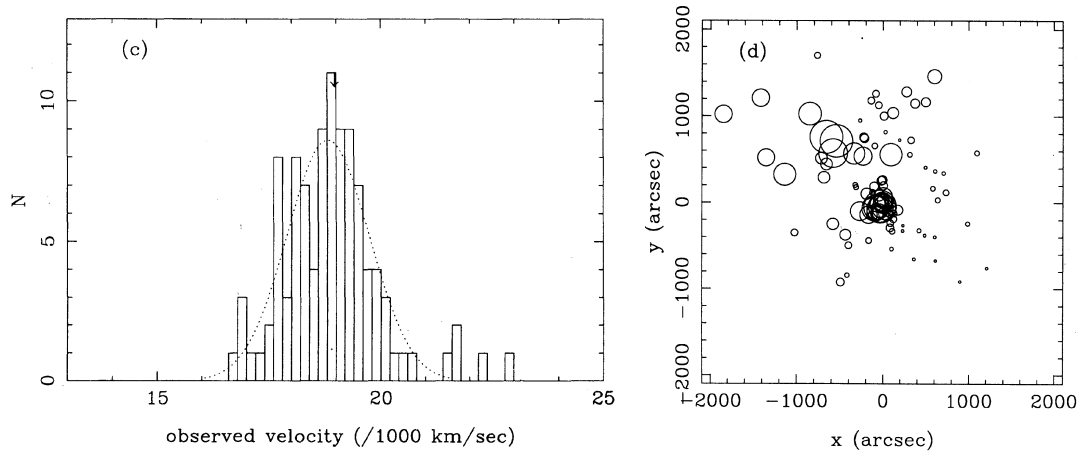


FIGURE 1.16 – **À gauche:** distribution des vitesses radiales d'A1795. La flèche montre la vitesse de la galaxies cD. La Gaussienne en pointillé a une σ égale à la dispersion des vitesses mesurée de l'amas. **À droite:** Les galaxies de l'amas avec leurs vitesses radiales mesurées sont représentées par des cercles dont les rayons sont proportionnels au paramètre de Dressler & Schectman [86]. Les cercles les plus grands correspondent donc aux galaxies dont la cinématique locale diffère significativement de la cinématique globale du système, et ils reflètent probablement la présence d'une sous-structure (d'après Oegerle & Hill 1994 [219]).

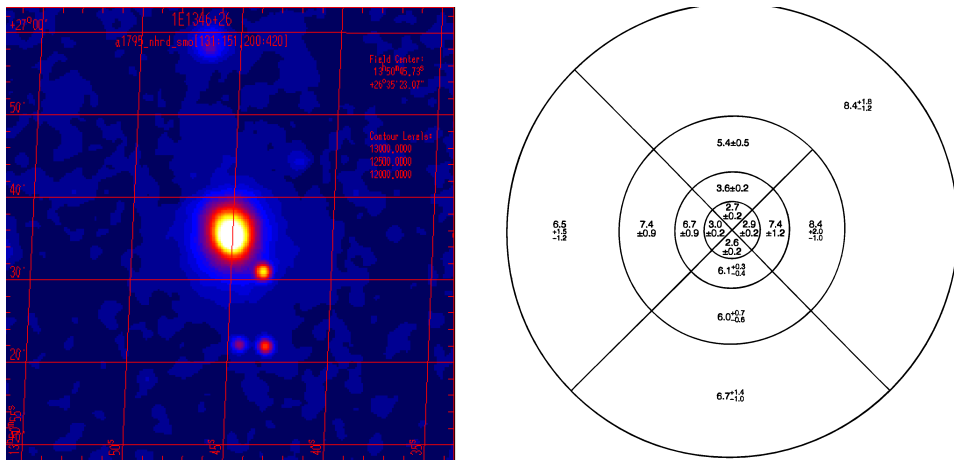


FIGURE 1.17 – Image ROSAT dans la bande d'énergie 0.5-2 keV (à gauche) et carte en température (à droite) de l'amas de galaxies A1795 (d'après Briel & Henry 1996 [49]).

dans les régions externes de l'amas, et la probable présence d'un courant de refroidissement dans le cœur d'A1795 excluent l'hypothèse d'un phénomène de fusion récent dans ce système. Ils affirment que les résultats optiques et la présence d'une queue d'émission X vers le nord peuvent à la limite être expliqués par la présence d'un groupe qui est en train de tomber vers le centre d'A1795, et qui dans le futur entrera en collision avec cet amas. Le scénario hiérarchique de formation des structures en effet prévoit exactement

cela: l'accrétion continue d'objets de faible masse dans les amas riches. Les résultats obtenus avec les données ROSAT ont été récemment confirmés par l'analyse de Tamura *et al.* 2001 [266]; leurs données XMM/Newton montrent que la température de cet amas est uniforme entre 2' et 8' du centre d'émission X, avec une valeur moyenne de 6.4 keV. Les variations de la température du gaz dans les régions externes du système ont des variations non-significatives dans la limite des erreurs (de ± 1 à ± 1.5 keV), ce qui confirme l'idée proposée par Briel & Henry (1996) par rapport à l'état dynamique de l'amas. Au dessous de 2', la température du MIA passe de 6-7 keV à 3-4 keV. Le scénario standard pour les courants de refroidissement [3] prévoit un taux de dépôt de masse de $\dot{M} \sim 500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ et une température du gaz inférieure à 1-2 keV pour les régions centrales denses et froides de cet amas. Par contre, les spectres observés par XMM ne montrent pas la présence du Fe_{XVII}, indicateur de plasma à des températures entre 0.2 et 0.8 keV, et du Fe_{XX}, indicateur de T=0.5-2.0 keV [266]. Les observations XMM d'A1795 indiquent donc que, à températures plus élevées que 3 keV, le MIA est en train de se refroidir, comme prévu par le modèle standard des courants de refroidissement; malgré cela, aucune preuve que le gaz est en train de se refroidir au dessous de 2 keV a été observé dans les spectres mesurés. Indépendamment de l'interprétation de ces résultats par rapport aux scénarios des courants de refroidissement, toutes les observations en rayons X confirment la présence de gaz plus froid autour d'environ 3 keV dans la partie centrale d'A1795. Quelques Gyr sont nécessaires au MIA pour se refroidir jusqu'à ces valeurs de température, si l'on fait l'hypothèse qu'aucun processus de réchauffement (*i.e.* phénomènes de fusions majeurs) n'entre en jeu pendant cette période.

Donc, aussi bien les morphologies optique et X régulières et à symétrie sphérique de cet amas (avec une ellipticité très faible et seulement une petite queue d'émission vers le nord)[12, 49], que la distribution en température du MIA (presque isotherme dans les régions externes et caractérisée par une région centrale dense et froide) prouvent que A1795 n'a pas expérimenté de phénomènes de fusion majeure pendant au moins les derniers ~ 4 Gyr [49]. Des processus d'accrétion mineurs sont quand même en cours dans cet amas, ce qui justifie de se demander si on peut vraiment croire à l'existence d'amas de galaxies parfaitement relaxés et isolés. Le cas d'A1795 paraîtrait plutôt suggérer que, même dans les systèmes proches de l'équilibre dynamique, le processus d'accrétion ne s'arrête pas, conformément aux prévisions du modèle hiérarchique, les amas de galaxies étant des systèmes en évolution continue. Le cas de l'amas de Coma, présenté dans le paragraphe suivant, offre un cadre complet de la complexité de l'histoire de formation des amas de galaxies.

1.3.4 Présence simultanée de plusieurs phases du processus de fusion: le cas de l'amas de Coma

Coma (Abell 1656, $z=0.023$) est l'amas riche le plus voisin de notre Galaxie. Il s'agit ainsi d'un des amas les plus observés et étudiés de l'Univers. L'analyse très détaillée de ses propriétés observationnelles le rend un laboratoire idéal pour révéler les effets multiples de la physique complexe des amas en interaction. Cet amas a été pendant des décennies

le prototype de l'amas régulier relaxé. L'augmentation en résolution des instruments en X ainsi que l'introduction de méthodes sophistiquées de détection de sous-structures ont montré la présence de ces dernières.

Le processus de fusion majeure au centre de l'amas de Coma

Les observations ROSAT de l'amas de Coma ont mis en évidence la présence de deux sous-structures dominantes dans la distribution de densité du gaz: un amas principal, dont le cœur a une structure allongée suivant l'axe reliant deux galaxies géantes NGC 4874 et NGC 4889, et un groupe à environ 40' de distance en direction sud-ouest, dominé lui aussi par une elliptique très brillante, NGC 4839 (voir figure 1.18). La carte en température du MIA dérivée des données ASCA est caractérisée par des variations complexes et irrégulières. Ces observations ont conduit à la conclusion que les deux sous-amas sont dans les phases initiales de leur interaction [51, 291, 81, 283]. Les distributions des positions projetées et des vitesses radiales des galaxies de l'amas, et les tests classiques de détection de sous-structures confirment la morphologie bimodale de Coma aussi en optique [38, 69] (figure 1.20). L'analyse de la distribution des vitesses des deux composantes montre que le groupe sud-ouest, dominé par NGC 4839, est un système dynamiquement séparé, en train de tomber sur l'amas principal. La modélisation dynamique à deux corps de cet amas⁵ suggère que le groupe est en train de commencer à pénétrer dans l'amas principal et que les cœurs des deux sous-structures vont interagir dans environ 0.5 Gyr. L'analyse optique confirme donc les hypothèses formulées à partir des observations en rayons X [200, 38, 69].

Cependant, la comparaison entre les résultats observationnels et les prévisions des simulations numériques pourrait être interprété différemment. Des conclusions alternatives sur l'état d'avancement du processus de fusion dans Coma ont en effet été proposées par Burns *et al.* (1994), qui suggèrent que le groupe sud-ouest a déjà traversé une fois le centre de l'amas principal [58]. Cette interprétation n'est pas cohérente avec la présence d'un groupe gravitationnellement lié autour de NGC 4839, puisque les arguments analytiques et les simulations numériques ont montré que les groupes et les amas pauvres sont détruits par les forces de marée pendant la traversée d'un amas plus massif [147]. Mais ce sont surtout les nouvelles observations avec XMM/Newton qui ont fait la lumière sur l'âge de la collision entre les sous-structures de Coma [4, 48, 215, 214]. NGC 4839, la galaxie dominante du groupe sud-ouest, est en train de tomber sur l'amas principal, et elle est en avance par rapport au reste du groupe, qui forme une queue de gaz. La présence de cette queue est due à la décélération de la chute vers l'amas principal du gaz associé au groupe de galaxies. L'interaction avec le MIA de Coma freine la composante gazeuse du groupe, tandis que ses galaxies passent sans que leur mouvement soit affecté [215]. Cette interprétation est appuyée par les cartes en températures obtenues à partir des observations faites avec XMM [4, 48, 214], qui montrent une augmentation de la température dans la région entre les deux sous-structures (voir figure 1.19). Ce réchauffement est le résultat de la compression adiabatique due à la collision entre le groupe et l'amas principal. Ainsi

5. Voir paragraphe 2.3.4 pour une description de cette méthode

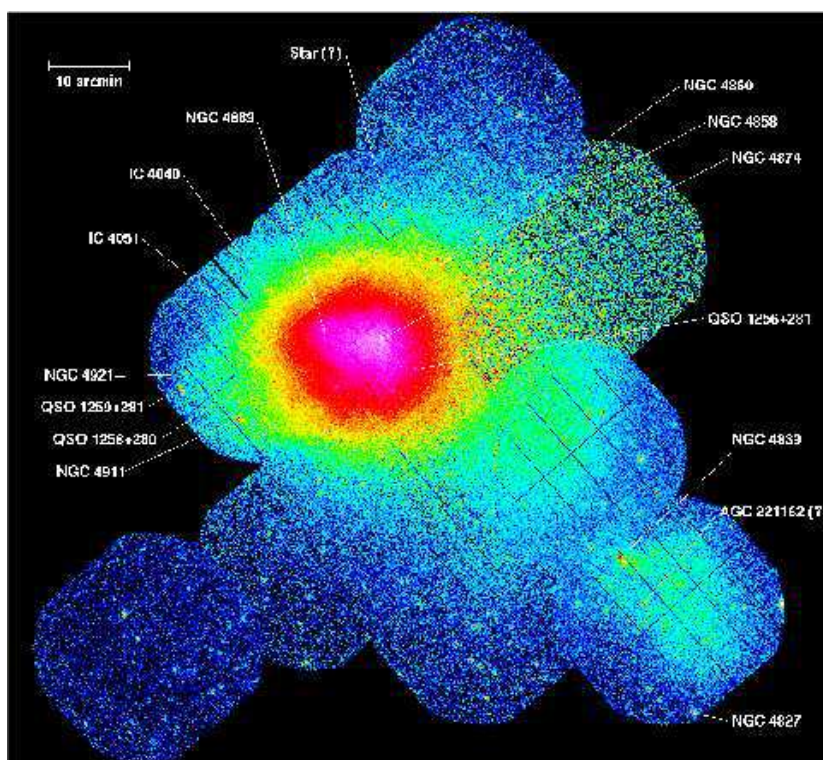


FIGURE 1.18 – L’amas de Coma observé par le satellite XMM/Newton (caméra EPIC) dans la bande d’énergie 0.3-2.0 keV. Les sources ponctuelles dans le champ ont été indiquées (d’après Briel et al. 2001 [48]).

toutes les indications sont cohérentes avec l’hypothèse que l’amas de Coma se trouve dans la phase initiale d’un processus de fusion majeure bimodale.

Le cas de Coma montre l’importance d’observer les amas de galaxies avec une grande résolution instrumentale, aussi bien en optique qu’en X. Les instruments de nouvelle génération (comme XMM dans ce cas) montrent beaucoup plus de détails dans la distribution du gaz et des galaxies. Si d’un coté ces observations peuvent compliquer ultérieurement les propriétés observationnelles à interpréter, de l’autre elles vont nous permettre d’obtenir une description complète, précise et sans ambiguïtés des processus physiques en cours dans les amas en coalescence.

La formation hiérarchique des structures: un processus continu dans le temps

Les observations de plus en plus détaillées de Coma ont permis d’identifier la présence d’au moins deux processus d’interaction mineure dans cet amas:

1. les données XMM ont confirmé la présence d’une structure froide ($T \leq 1$ keV) et filamenteuse, localisée entre NGC 4911 et NGC 4921 (voir figures 1.18 et 1.19), à environ $20'$ en direction sud-est du cœur de l’amas, déjà détectée à la fois sur les cartes de densité X (ROSAT) et optiques [291, 200, 214]. Il s’agit probablement de gaz associé à un groupe de galaxies localisé autour des deux elliptiques géantes

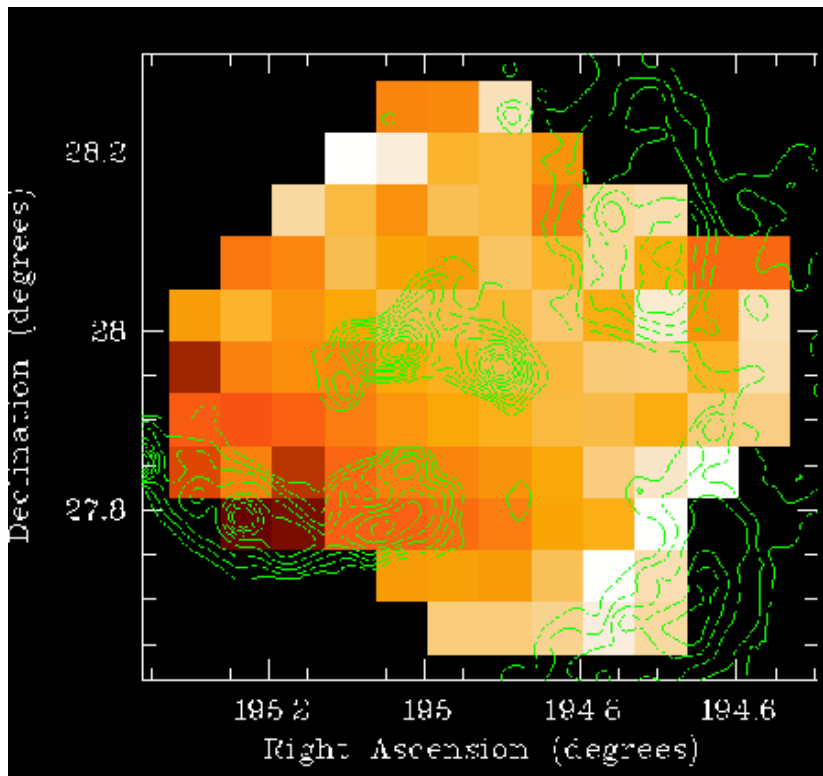


FIGURE 1.19 – Carte en température de Coma. Le réchauffement dû à l'onde de choc dans la région sud-ouest de l'amas est visible en blanc, tandis que les couleurs plus sombres (brun/rouge) au sud-est montrent la région de gaz froid associée à NGC 4921 et NGC 4911. L'excès d'émission par rapport au β -modèle bidimensionnel a été superposé en vert (d'après Arnaud et al. 2001 [4]).

NGC 4911 et NGC 4921; cette structure est en train de tomber vers le centre de Coma et, dans la chute, le gaz est en retard par rapport aux galaxies.

2. trois groupes de galaxies ont été révélés dans la région centrale de Coma, dont deux centrés sur les galaxies dominantes de l'amas (NGC 4874 et NGC 4889) [152]. Une augmentation de la température en direction nord a été identifiée sur les données ASCA [283]; elle peut être interprétée comme la conséquence d'une onde de choc générée par une ancienne fusion entre l'amas principal et un groupe de galaxies autour de NGC 4889, qui est maintenant une des galaxies dominantes de Coma. Cette hypothèse pourrait expliquer la présence d'un excès d'émission X observé sur le côté ouest de l'amas (voir figure 1.19): il pourrait s'agir d'un résidu du gaz qui était anciennement associé au groupe de NGC 4889, et qui a été séparé de la composante galactique par la *ram-pressure*.
3. en analysant séparément les distributions projetées des galaxies brillantes ($b < 17$) et faibles ($b > 17$) de Coma, Biviano *et al.* (1996) ont trouvé que les galaxies faibles tracent une structure avec un seul pic de densité qui est beaucoup plus régulière que celle tracée par les galaxies avec $b > 17$, groupées autour des deux galaxies les plus

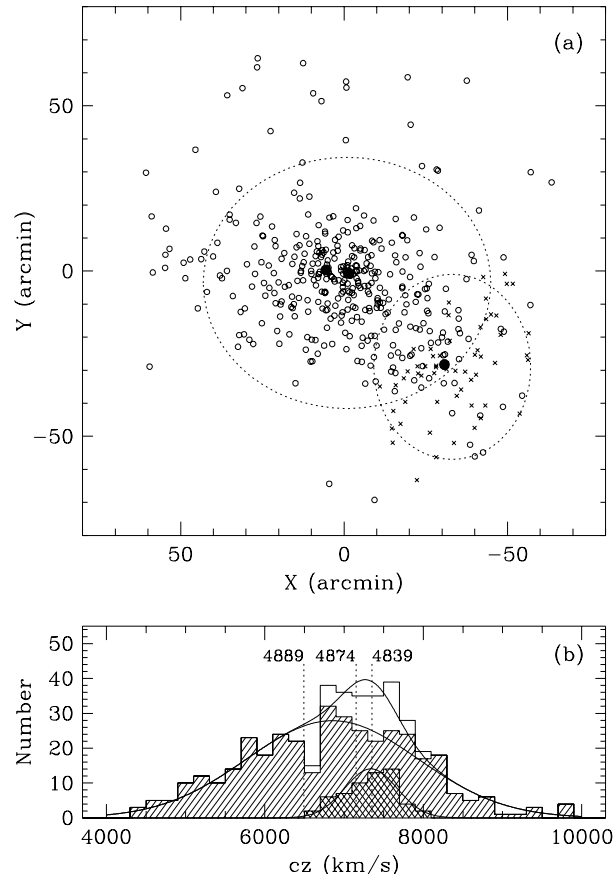


FIGURE 1.20 – Résultats de la partition des galaxies de Coma en deux sous-structures (d'après Colless & Dunn et al. 1996 [69]). **En haut:** les positions projetées des galaxies de l'amas principal et du groupe sud-ouest ont été indiquées avec des cercles et des croix respectivement. Les cercles noirs correspondent aux 3 galaxies dominantes. Les ellipses en pointillés montrent la partition en 2 groupes identifiée avec l'algorithme KMM pour la détection tridimensionnelle de sous-structures [197]. **En bas:** Les distributions des vitesses de l'échantillon total, de l'amas principal et du groupe sud-ouest.

brillantes de l'amas (*i.e.* NGC 4889 et NGC 4874; voir figure 1.21) [38]. Le fait que le pic d'émission de la composante faible coïncide avec un pic secondaire dans la distribution de densité du MIA, qui probablement est le maximum d'émission X de Coma, confirme que l'amas principal est mieux tracé par la population de galaxies faibles, tandis que les galaxies brillantes sont localisées en sous-amas, résidus de processus de fusion précédents [38].

Coma est donc un très bon exemple de la formation hiérarchique des structures, puisque son corps principal est le résultat de des anciens processus de fusion entre sous-structures dont les signatures sont encore visibles, et il est en train d'accréter des groupes de la structure à grande échelle l'entourant.

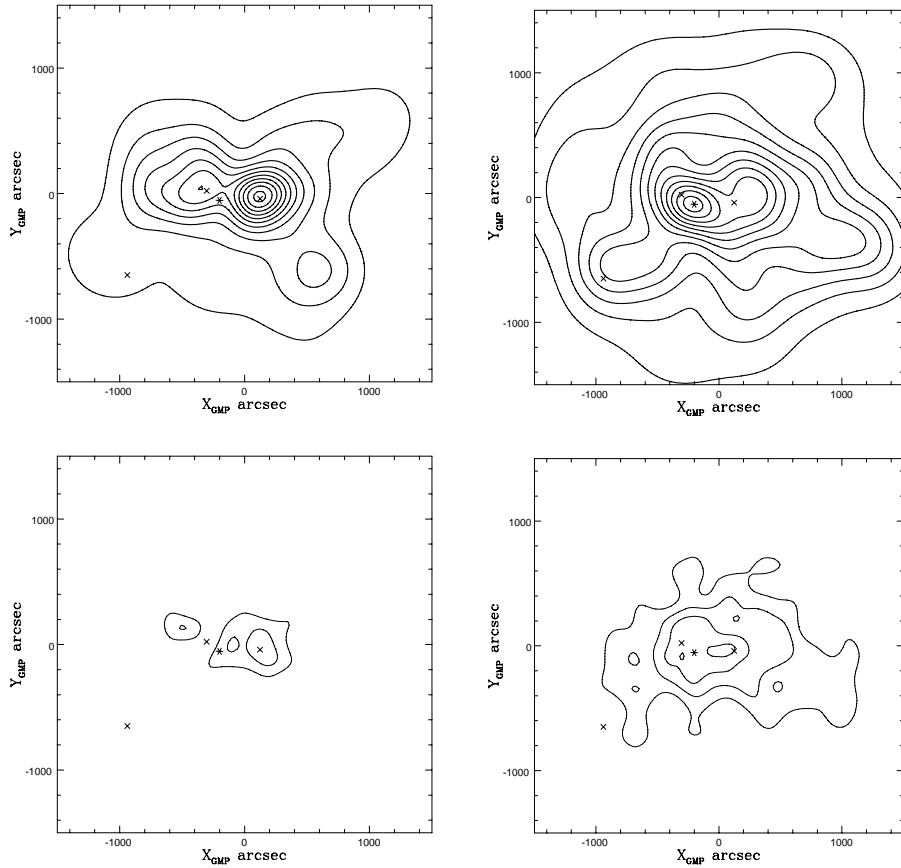


FIGURE 1.21 – **En haut:** cartes de densité projetée des galaxies de Coma à l’intérieur de $1500''$ avec $b < 17.0$ (à gauche) et $b > 17.0$ (à droite), obtenues avec la technique du kernel adaptatif. Le nord est en haut, l’est à gauche. Les croix montrent les positions des galaxies NGC 4889, NGC 4874 et NGC 4911, tandis que l’astérisque indique la position du maximum secondaire dans la distribution de densité du MIA. **En bas:** cartes d’iso-densités optiques obtenues avec la technique du kernel adaptatif à un niveau de signification de -3σ pour la population brillante (à gauche) et faible (à droite) (d’après Biviano et al. (1996) [38]).

Les galaxies dominantes des amas et leur formation

Coma est un des rares cas dans lesquels l’évolution des galaxies D (“*dominant*”) et cD (“*cluster dominant*”) peut être étudiée simultanément. La formation d’une galaxie cD fait intervenir de nombreux processus physiques, dont en particulier la friction dynamique, qui permet d’expliquer la formation de la région centrale très lumineuse par fusion de galaxies massives, et l’accrétion de débris, arrachés aux enveloppes des galaxies par effet de marée, conduisant à la formation d’un halo. Le halo, qui distingue une galaxie “cD” d’une “D” (dans laquelle il est absent), orbite dans le puits de potentiel du groupe et il n’est pas directement lié à la galaxie auquel il est associé. Quand le groupe entre en collision avec

un amas riche, le halo est détruit et la cD redevient une D. La friction dynamique fait bouger cette galaxie très massive vers le centre de l'amas, où elle peut fusionner avec l'autre (ou les autres) galaxie géante et se retransformer en une cD encore plus massive. Dans le cas de Coma, NGC 4839 est une cD au centre du groupe dans lequel elle s'est formée (le groupe sud-ouest). En ce qui concerne la partie centrale, les deux galaxies dominantes NGC 4889 (D) et NCG 4874 (cD) montrent une différence de vitesse d'environ 650 km/s, mais elles reflètent la distribution en vitesses des galaxies brillantes des deux concentrations environnantes [38]. Le halo de NGC 4889, qui était au centre d'un groupe qui a fusionné dans le passé avec l'amas principal, a été probablement arraché pendant le processus de coalescence.

1.4 Coalescence entre les amas de galaxies et taux de formation d'étoiles

En 1978 Butcher & Oemler mesurèrent la distribution des couleurs des galaxies dans les amas à haut décalage vers le rouge ($z \geq 0.3$), et trouvèrent un excès significatif de galaxies bleues par rapport à la population des amas locaux [60]. Cet effet, dit "Butcher-Oemler" (B-O), a été confirmé par plusieurs études successives (*e.g.* [89, 88, 59, 87, 97, 178, 72, 201, 187, 85, 84, 220, 262]). Dressler (1987) & Gunn (1989) ont trouvé que la fraction de galaxies bleues dans les amas riches augmente de $\leq 5\%$ à l'époque présente, jusqu'à environ 30% à $z \sim 0.5-0.8$ [105]. Des études ultérieures de données de photométrie à bande étroite et de spectroscopie ont montré que cette population de galaxies bleues, dites actives, inclut aussi bien les objets présentant des raies en émission dues à un processus de formation stellaire en cours, que des objets dits à "post-flambée d'étoiles" (PFE) ou "E+A", dont les spectres correspondent à la superposition d'une population stellaire vieille et d'étoiles jeunes de type A formées pendant une flambée d'étoiles significative qui a eu lieu il y a environ 10^9 yr [85]. Les galaxies présentant de la formation stellaire en cours correspondent à des spirales normales ou à des galaxies irrégulières, et une fraction significative de ces objets est caractérisée par des morphologies perturbées, typiques des galaxies en interaction [84, 220, 262]. Dans les amas riches et à z élevé elles peuvent constituer jusqu'à 50% de la population, tandis qu'à l'époque présente leur fraction est de 2 à 3 fois plus faible. L'effet contraire mais du même ordre de grandeur a été observé dans l'évolution du pourcentage de galaxies S0⁶ avec le z [83]. Dressler (1997) suggère que l'origine des S0s dans les amas voisins est donc très probablement liée à la surabondance de spirales dans les amas lointains. Le gaz de ces galaxies (avec $z \geq 0.5$) aurait été arraché au cours du temps provoquant par conséquent un excès de galaxies avec disque, mais "dormantes" du point de vue de la formation stellaire, ce que a été observé dans les amas à bas z [83]. Wang & Ulmer (1997), en analysant un échantillon de 10 amas du type B-O à $z \geq 0.1$, ont trouvé une forte corrélation entre leurs fractions de galaxies actives et l'irrégularité de leurs morphologies X [281], résultat qui suggère que la présence d'un

6. Les S0, ou galaxies lenticulaires, sont des objets à très gros bulbe central, possédant aussi un disque aplati d'étoiles qui ne contient ni bras spiraux, ni, en général, gaz et poussière [70]

grand pourcentage de galaxies bleues est lié aux processus de formation des amas, et que la proportion de galaxies actives d'un amas décroît au fur et à mesure que le MIA se relaxe.

L'épuisement de galaxies avec formation d'étoiles en cours dans les amas relaxés suggère que le processus de fusion entre sous-amas joue un rôle fondamental dans la transformation d'une population initiale de galaxies spirales en une population de S0 [210]. Il faut donc comprendre quel est l'effet que la coalescence entre sous-structures a sur les galaxies riches en gaz. Bekki (1999), en utilisant des simulations numériques de collision entre un petit groupe de galaxies et un amas riche, a montré que des perturbations non-axisymétriques très fortes sont produites sur les galaxies discoïdales du groupe par le champ gravitationnel de marée du système en coalescence. Dans ce cas, le taux de formation stellaire peut être augmenté par le transfert de grandes quantités de gaz des disques aux bulbes galactiques [24]. Quoique les grandes vitesses relatives entre les galaxies d'amas en coalescence peuvent inhiber fortement l'interaction directe galaxie-galaxie, l'effet cumulatif de nombreux passages de galaxies à vitesses très élevées les unes à côté des autres (mécanisme dit en Anglais "*harassment*") peut aussi transférer le gaz aux bulbes des galaxies et augmenter leur taux de formation d'étoiles [205, 206, 123]. Une autre hypothèse (voir Moss 2000 [210] et références citées) est que le potentiel gravitationnel des amas en interaction, variable avec le temps à cause de la chute d'une grande quantité de matière, peut produire une séquence d'interactions de marée sur les galaxies membres; ces chocs peuvent augmenter les interactions et amplifier le taux de fusion entre les galaxies. Ces phénomènes sont à l'origine de l'amplification de la formation stellaire dans les galaxies riches en gaz.

L'effet global de tous ces mécanismes est la transformation de galaxies spirales en galaxies lenticulaires. Cependant, ces derniers ne prennent pas en considération les effets que le MIA peut avoir sur les galaxies dans les amas. Les simulations numériques de Evrard (1991), par contre, suivent l'évolution d'un système gravitationnellement lié constitué de particules non-collisionnelles et de gaz. Elles donnent des résultats cohérents avec l'hypothèse que la fraction élevée de galaxies avec formation stellaire en cours dans les amas lointains est due à une seule flambée d'étoiles, amorcée par la compression du milieu interstellaire (MIS) due à l'augmentation de la pression externe au fur et à mesure que les galaxies pénètrent dans le MIA (scénario dit du *first infall*). La flambée d'étoiles est activée si a) la pression externe augmente d'un facteur environ 5 pendant un intervalle de temps bref ($\leq 4 \times 10^8$ yr), et b) les galaxies sont suffisamment riches en gaz. Evrard (1991) définit la fraction d'orbites actives comme le nombre d'orbites galactiques qui satisfont la condition a). Puisque la fraction de masse accrétée par les amas à l'intérieur d'un certain rayon décroît avec leur âge, les amas lointains, dynamiquement plus jeunes, sont sujets à une forte accréation de masse, et donc à des variations de pression du MIA plus rapides par rapport aux amas voisins; l'effet B-O est donc expliqué par le fait que les galaxies à z élevé ont une fraction supérieure d'orbites actives [105].

Les simulations de Evrard (1991) montrent donc que la formation stellaire est favorisée dans les galaxies des amas en coalescence, puisque, pendant la collision entre les sous-structures, elles sont soumises à de fortes compressions de leur MIS. Cette hypothèse est cohérente avec les résultats des simulations de Roettiger, Burns & Loken (1996) [248] et avec une grande partie des résultats observationnels. Dwarakanath & Owen (1999) et

Owen *et al.* (1999), en observant deux amas très similaires en classe de richesse et décalage vers le rouge ($z \sim 0.25$), mais dans deux états dynamiques différents, ont trouvé que l'amas dynamiquement plus jeune A2125 a une fraction de galaxies actives plus élevée que l'autre amas, plus relaxé, A2645 [95, 222] (voir aussi paragraphe 1.6.2). Couch *et al.* (1994) ont trouvé que dans l'amas AC 114 ($z=0.31$) les galaxies avec formation stellaire en cours sont des objets de type tardif et en interaction, tandis que les galaxies PFE sont des elliptiques isolées présentant des morphologies régulières, ce qui suggère que l'effet B-O est dû à la combinaison de deux processus physiques: les interactions galaxie-galaxie et la coalescence entre amas de galaxies [71]. Caldwell *et al.* (1993) et Caldwell & Rose (1997) ont trouvé une fraction élevée de galaxies elliptiques dans un état de PFE dans l'amas de Coma, ce qui montre que la formation d'étoiles a lieu aussi à des époques plus récentes, même si les signatures sont plus fortes dans les amas plus lointains. La plus haute fraction d'elliptiques PFE se localise dans le groupe SW de l'amas, qui est probablement en cours de fusion avec l'amas principal [62, 61] (voir paragraphe 1.3). Ce lien entre la cinématique des amas et la présence de galaxies actives a été confirmé par plusieurs autres travaux, *e.g.* les analyses de a) Abraham *et al.* (1996) sur A2390 [1], b) Wang, Ulmer & Lavery (1997) sur A2111 ($z=0.23$) [282], c) les collaborateurs MORPHS (1999) sur 10 amas à z intermédiaire ($z \sim 0.35-0.58$) [82], d) Moss & Whittle (2000) sur 8 amas d'Abell voisins ($z \sim 0.02$) [211], e) Flores *et al.* (2000) sur A3266 [117], et f) Gavazzi *et al.* (2003) sur A1367 ($z \sim 0.02$) [130].

Une corrélation entre le processus de fusion et la formation stellaire n'a par contre pas été relevée par Tomita *et al.* (1996) dans l'amas en coalescence A168 ($z=0.04$), puisqu'aucune concentration de galaxies bleues n'a été détectée dans ce système, pas même dans la région entre les deux pics d'émission X [268]. Balogh *et al.* (1997, 1998), en analysant les propriétés des raies en émission de plus de 2000 galaxies en fonction de leur environnement, ont même trouvé que les galaxies au sein des amas ont une formation d'étoiles tronquée par rapport à celles du champ [9, 8]; ils en concluent que la chute des galaxies dans les amas arrête la formation stellaire, en désaccord complet avec les résultats d'Evrard (1991). Les résultats de Balogh *et al.* sont par contre cohérents avec ceux obtenus par Baldi, Bardelli & Zucca (2001) sur environ 1300 galaxies localisées dans le champ central du super-amas de Shapley, où une formation stellaire inversement proportionnelle à la densité de l'environnement a été détectée [14]. Les effets de la coalescence entre amas sur le taux de formation stellaire de leurs galaxies ne sont donc pas encore clairement établis par ces résultats observationnels discordants. Même du point de vue des simulations, Fujita *et al.* (1999), qui ont modélisé les effets de l'augmentation de la pression du MIA consécutifs aux événements de fusion entre amas sur la formation stellaire [122], arrivent à des conclusions opposées à celles obtenues par Evrard (1991). Fujita *et al.* trouvent que la *ram-pressure* exercée par le gaz intra-amas sur les galaxies augmente pendant la collision des sous-structures, et son effet dominant est l'arrachement du MIS, qui conduit à une diminution du taux de formation stellaire. Puisqu'ils estiment que l'augmentation de ce taux due à la compression du MIS est beaucoup moins importante, ils trouvent que l'effet net final de la coalescence entre les amas est un affaiblissement de l'activité de formation stellaire de leurs galaxies [122].

Des résultats contradictoires concernant l'impact de la coalescence sur la formation

stellaire dans les galaxies ont ainsi été obtenus. D'un point de vue observationnel il est possible que cela soit dû aux critères utilisés par les différents auteurs pour définir la fraction de galaxies avec formation d'étoiles récente. Par ailleurs, la taille variable du champ étudié autour de l'amas peut également jouer un rôle déterminant dans les résultats puisque les populations sondées dépendent fortement de leur distance au centre de l'amas.

1.5 Conclusions sur l'analyse combinée X-optique dans les amas de galaxies en coalescence

La grande variété des résultats présentés dans les paragraphes précédents montre la complexité de la physique du processus de fusion. Les effets de la coalescence entre amas s'étendent à toutes les échelles spatiales, de la structure à grande échelle environnant les amas, jusqu'aux propriétés internes des galaxies. Les résultats déjà obtenus offrent une base de départ pour l'analyse et l'interprétation des observations futures d'autres amas de galaxies en coalescence, puisqu'ils fournissent des signatures typiques pour chaque phase du processus de fusion. Un résultat important qui émerge de l'analyse précédente est que la détermination de l'âge dynamique des amas dépend fortement de deux facteurs:

- la géométrie du processus de fusion. Si par exemple la collision a lieu presque dans le plan du ciel, la distribution des vitesses des sous-structures en interaction pourrait ne pas révéler la présence de phénomènes dynamiques en cours, puisque nous ne pouvons mesurer que la composante radiale de la vitesse des galaxies. Si par contre l'axe de collision est situé le long de la ligne de visée, nous pouvons observer beaucoup moins de signatures de fusion sur les cartes de température et de densité du gaz chaud intra-amas, mais la signature dans l'espace des vitesses sera maximale. Dans ces cas, l'émission X et le profil de température sont presque symétriques; l'unique indication en X d'un phénomène violent en cours dans l'amas est une augmentation de l'émission ou de la température X centrales, et/ou des pics dans leurs profils [257]. Cela implique que, même dans les amas classifiés comme étant réguliers, des processus dynamiques en cours peuvent exister sans être visibles à cause de la géométrie de la collision.
- la résolution et la richesse des données observationnelles à disposition. L'amas de Coma, par exemple, a été considéré pendant longtemps comme le prototype d'amas évolué en raison de la morphologie régulière de sa région centrale. Seules des observations multi-longueur d'onde effectuées avec des instruments de plus en plus puissants ont permis de reconstruire son état dynamique complexe.

Ces deux points montrent que le nombre d'amas qui ne sont pas à l'équilibre pourrait être plus élevé que ce que l'on estime à partir de l'analyse de leurs morphologies et de leurs dispersions des vitesses observées.

Jusqu'à présent, la comparaison des résultats observationnels multi-longueur d'onde entre eux et avec les prévisions des simulations numériques a permis de comprendre le mécanisme général de la formation et de l'évolution des amas. Certaines controverses restent cependant encore à clarifier, comme l'influence du processus de fusion sur la formation

stellaire (paragraphe 1.4) et sur les courants de refroidissement (paragraphe 1.3.3). Mais, surtout, la découverte des fronts froids grâce à l'excellente résolution spatiale de Chandra (paragraphe 1.3.2) a montré que des effets jusqu'à présent inconnus pourraient être révélés dans le futur par les instruments de nouvelle génération, (*e.g.* GIRAFFE et VIRMOS en optique, XMM et Chandra en X), qui vont nous fournir une vision de plus en plus complète des effets du processus de fusion sur les différentes composantes des amas.

Des paragraphes précédents émerge ainsi la nécessité d'obtenir un catalogue riche et homogène d'amas de galaxies dans différentes phases du processus de fusion. Dans le futur, un nombre plus élevé d'amas devra être observé avec les mêmes instruments, sur des tailles physiques similaires et analysé avec les mêmes techniques, seule une approche statistique permettant d'établir des conclusions plus claires sur la physique de systèmes aussi complexes.

1.6 Effets sur l'émission radio

1.6.1 Halos et reliques radio

Le MIA n'est pas constitué que par le gaz chaud observé en rayons X, mais aussi par une composante non-thermique observée en radio, *i.e.* champ magnétique et particules relativistes. L'existence de cette composante a été démontrée par la présence dans certains amas d'émission radio diffuse et étendue, liée au milieu intra-amas plutôt qu'à une ou plusieurs galaxies, qui implique la présence de champs magnétiques de l'ordre de 0.1 à 1 μ Gauss, et des densités de particules relativistes d'environ 10^{-14} à 10^{-13} erg cm^{-3} . Ces sources diffuses et étendues ont été appelées "halos" ou "reliques" radio. Les principales propriétés de ces sources vont être résumées ci-après.

- Les halos sont a) caractérisés par une faible brillance de surface radio et une morphologie régulière, b) localisés au centre des amas de galaxies, et c) non associés à une radio-galaxie. Leur prototype est Coma C (voir figure 1.22). Ils ont un spectre radio raide et leur émission n'est presque pas polarisée. Leurs dimensions typiques sont de l'ordre de 1 Mpc ou plus, mais des sources moins étendues que 500 kpc ont aussi été détectées.
- Les reliques sont similaires aux halos, car elles sont caractérisées par une faible brillance de surface radio, des dimensions étendues, et un spectre d'émission raide. Contrairement aux halos, les reliques sont localisées dans les régions externes des amas, leur structure est allongée, et elles peuvent être fortement polarisées. Le prototype de ce type de source radio est 1253+275, dans l'amas de Coma (voir figure 1.22), mais le cas probablement le plus spectaculaire se trouve dans A3667, qui contient deux reliques radio (voir figure 1.23). Initialement les reliques étaient supposées être les restes de radio-galaxies non actives au moment des observations, mais aucune preuve a été trouvée en faveur de cette hypothèse.
- Les mini-halos sont des sources diffuses et étendues qui entourent les radio-galaxies dominantes et puissantes localisées au centre des amas. Des exemples de ces sources ont été détectés dans l'amas de Perseus (voir figure 1.24), de la Vierge, dans A2390

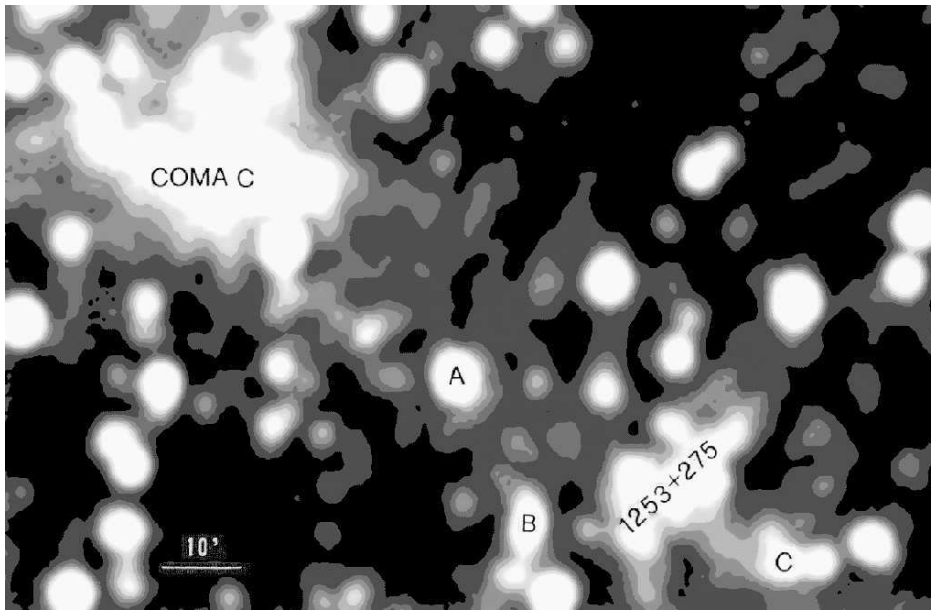


FIGURE 1.22 – Carte à 327 MHz de l'amas de Coma obtenue avec le Westerbork Synthesis Radio Telescope, qui montre l'halo central Coma C et la relique 1253+275. Les lettres capitales montrent les radio-galaxies NGC 4839 (A), NGC 4827 (B) et NGC 4789 (C), membres de l'amas. 10' correspondent à 400 kpc pour une constante de Hubble de $50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (d'après Giovannini et al. 1991 [142]).

et dans A2626. Leur émission radio n'est pas due à des lobes radio étendus alimentés par un noyau galactique actif central (“AGN” en Anglais), comme dans le cas des radio-galaxies classiques, mais elle reflète la présence de particules relativistes diffuses et du champ magnétique dans le MIA au centre de l'amas. En ce sens, les mini-halos sont similaires aux halos plus étendus. Cependant, dans les mini-halos la galaxie active centrale est sans doute à l'origine des particules relativistes, et ils ne sont pas liés à la présence de phénomènes d'interaction entre les amas comme le halo (voir discussion suivante). Cette classe de sources ne sera donc pas considérée dans la suite.

La table 1.2 contient la liste des amas dans lesquels, jusqu'à présent, halos et/ou reliques radio ont été détectés. Leurs spectres raides suggèrent que ces sources diffuses sont produites par une population d'électrons ultra-relativistes qui émettent un rayonnement synchrotron dans le champ magnétique de l'amas. La difficulté majeure pour comprendre l'origine des halos et des reliques radio est d'expliquer à la fois leurs dimensions spatiales élevées et les vies radiatives très courtes des électrons relativistes ($\sim 10^8 \text{ yr}$). Différents modèles théoriques ont été proposés, qui prévoient soit l'accélération de particules à des vitesses relativistes, soit la ré-accélération des électrons relativistes déjà existants, en particulier:

- accélération *in situ* des électrons due à chocs et turbulences magnéto-hydrodynamiques produits dans le MIA pendant la fusion entre une sous-structure et un amas principal

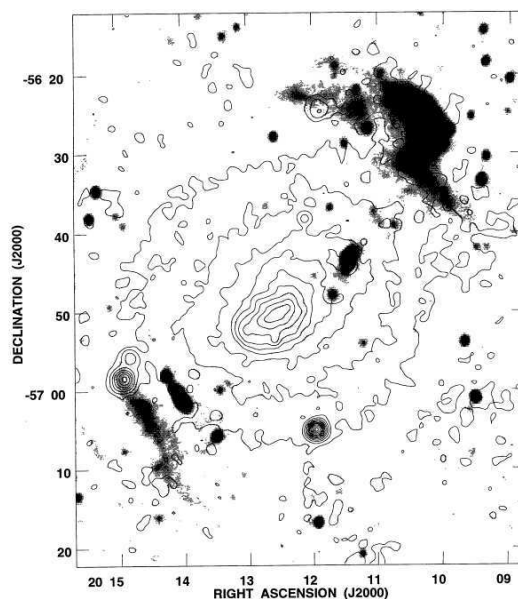


FIGURE 1.23 – Contours d'émission en rayons X d'A3667 (données ROSAT) superposés à la carte d'émission radio de cet amas (observations à 843 MHz avec le Molonglo Observatory Synthesis Telescope - MOST). Une relique radio très puissante en forme de S renversé, et une relique plus faible sont visibles respectivement en direction nord-ouest et sud-est par rapport au centre de l'amas (d'après Röttgering et al. 1997 [250]).

- injection de particules relativistes des radio galaxies présentes dans l'amas
- production de particules secondaires (dont électrons) à cause de interactions hadroniques de protons relativistes avec les protons du MIA

L'origine du champ magnétique responsable de l'émission de synchrotron n'est pas claire non plus: il pourrait être primordial, ou injecté par des vents galactiques et/ou des galaxies actives, ou encore avoir été produit par des ondes de choc provoquées par la formation des structures à grande échelle.

Preuves observationnelles du lien entre le processus de fusion et la formation des halos et reliques radio

Les événements de fusion majeurs, caractérisés par une énergie cinétique comparable à l'énergie totale de l'amas, sont des phénomènes plus que suffisants pour être à l'origine des sources radio diffuses. Les vitesses de leurs flux de matière, de l'ordre d'environ 1500 km/s, peuvent résoudre le problème de transport des électrons sur des échelles physiques énormes pendant leur court âge radiatif. Les chocs et les turbulences associés à la coalescence entre amas peuvent a) amplifier le champ magnétique des amas (les simulations numériques montrent que, suite à des phénomènes de coalescence majeurs, l'énergie du champ peut augmenter jusqu'à un facteur de 10 à 20 dans des régions localisées [246]), b) ré-energiser le plasma radio pré-existant par compression adiabatique, et c) accélérer ou ré-acceler

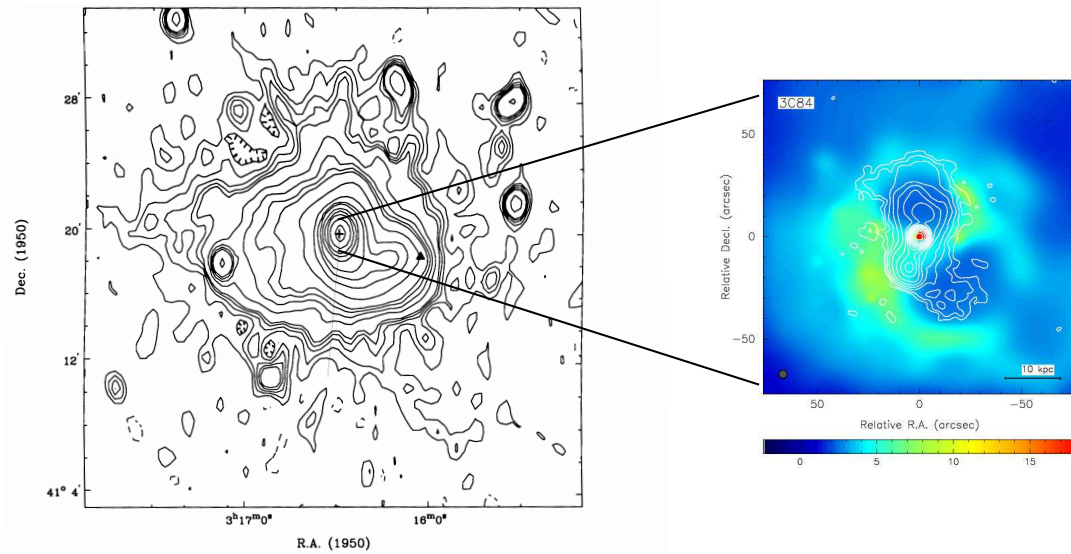


FIGURE 1.24 – **Gauche:** carte à 326 MHz du mini halo de l'amas de Perseus avec une résolution de $51'' \times 77''$ (d'après Sijbring 1993 [260]). La croix montre la position de la galaxie cD, NGC 1275. **Droite:** Contours d'émission radio superposés à l'image en rayons X de la partie centrale de l'amas de Perseus autour de NCG 1275 (d'après Fabian et al. 2000 [106]).

les particules relativistes à travers le processus d'accélération de Fermi (du premier ordre dans le cas des chocs, du deuxième ordre dans le cas des turbulences).

Les propriétés observationnelles des halos et des reliques radio favorisent l'hypothèse que leur origine soit liée à des événements de fusion entre amas. Les premières études des amas de galaxies avec émission radio diffuse avaient mis en évidence que tous ces amas étaient des objets en coalescence (*e.g.* Coma, A2556, A2255, A2319), et, jusqu'à présent, aucune source radio diffuse et étendue n'a été observée dans un amas où la présence d'un processus de fusion peut être exclue. Entre parenthèses, parmi les cas que j'ai pris en considération dans le paragraphe 1.3, tous les systèmes dans lesquels le processus de fusion a commencé à faire sentir ses effets sur la morphologie des cartes en température contiennent des halos et/ou des reliques radio (*i.e.* Coma, A2256, A3667 et 1E0657-56).

L'identification d'amas en coalescence avec la présence contemporaine d'onde de chocs et des halos et/ou reliques, et la corrélation entre la position des chocs et l'émission radio montrent l'importance du processus de fusion dans la formation des sources radio diffuses. Par exemple, Markevitch & Vikhlinin (2001) ont trouvé que dans les deux amas en coalescence A665 et A2163 les zones les plus chaudes correspondent aux régions les plus brillantes de leurs halos radio [190]. Très probablement donc l'accélération des électrons relativistes responsables de l'émission radio a lieu dans la région où le gaz a été chauffé par le choc. Les observations à haute résolution spatiale et spectrale de XMM/Newton et Chandra vont sans doute permettre d'améliorer l'étude de la corrélation entre les ondes

AMAS	z	SOURCE	AMAS	z	SOURCE	AMAS	z	SOURCE
A13	0.094	R [141]	A1656	0.023	H+R [112]	A4038	0.030	R [261]
A22	0.131	i [141]	A1664	0.128	R [141]	CL0016+16	0.541	H [141]
A85	0.056	R [141]	A1758a	0.280	i [141]	CL0917+75	0.125?	H [141]
A115	0.197	R [141]	A1914	0.171	H [141]	1E0658-56	0.296	H [180]
A133	0.060	i [141]	A2034	0.113	R [169]	S753	0.014	R [100]
A209	0.206	i [141]	A2061	0.078	R [169]	Zw1518.8+07.9	?	R ^a
A401	0.074	H [141]	A2069	0.114	i [141]			
A520	0.203	H [141]	A2142	0.089	H [139]			
A545	0.154	H [141]	A2163	0.208	H+R [112]			
A548b	0.042	R [141]	A2218	0.171	H [141]			
A610	0.096	R [141]	A2219	0.228	H [10]			
A665	0.182	H [141]	A2254	0.178	H [141]			
A697	0.282	i [169]	A2255	0.081	H+R [112]			
A725	0.092	R [169]	A2256	0.059	H+R [112]			
A754	0.054	H+R [165]	A2319	0.056	H [141]			
A773	0.217	H [141]	A2345	0.176	R+R [141]			
A796	0.148	i [169]	A2744	0.308	H+R [111]			
A1240	0.157	R+R [169]	A3556	0.048	R [277]			
A1300	0.307	H+R [112]	A3562	0.048	H [274]			
A1452	0.063	i [169]	A3667	0.053	R+R [112]			

TABLEAU 1.2 – Amas de galaxies avec halos et/ou reliques (“relics”) observés aux longueurs d’onde radio. **Col. 1:** nom de l’amas. **Col. 2:** Décalage vers le rouge observé de l’amas. **Col. 3:** type de source radio diffuse détectée (H = halo, R = relic, i = incertain)

^aSlee *et al.* unpublished - Voir <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/staff/aroy/relics.html>

de choc et l’émission radio diffuse.

D’autres preuves de l’existence d’une corrélation entre la présence d’émission radio diffuse et d’un processus de fusion en cours ont été obtenues en étudiant de façon statistique la corrélation entre la présence de halos et/ou de reliques radio et d’autres propriétés des amas. Dans les amas à sources radio diffuses les caractéristiques suivantes ont été observées:

1. une présence significative de sous-structures [43];
2. une distance élevée des amas les plus voisins, supérieure en moyenne au cas des amas ordinaires de masse similaire [258]. Le fait que ces amas soient plus isolés est cohérent avec l’idée qu’un processus de fusion récent a produit un vidage de systèmes dans l’espace environnant;
3. les cœurs d’émission X sont statistiquement plus étendus (avec un niveau de signification $>99\%$ en utilisant un test KS) que les cœurs des amas possédant une morphologie régulière suivant la classification de Jones & Forman (1999)⁷. D’après ces

7. Voir le paragraphe 1.1.2

- auteurs, les amas ayant des cœurs d'émission X étendus sont des systèmes multiples en train d'expérimenter une fusion majeure [137];
4. la valeur du paramètre $\beta_{spec} = \sigma_v^2 / (kT_X / \mu m_p)$ (où μ et m_p sont le poids moléculaire et la masse du proton respectivement) est en moyenne supérieure à 1, ce qui implique la présence de sous-structures puisque $\beta_{spec} \sim 1$ si seulement les processus gravitationnels sont importants dans l'amas [96];
 5. aucun courant de refroidissement fort n'a été observé, en accord avec le fait que les évènements de fusion majeurs devraient détruire ces structures au sein des amas [227, 248]; l'unique exception est le petit halo radio observé dans A2142 [140], dans lequel le courant de refroidissement central a été affecté mais non pas détruit par le processus de fusion, produisant un front froid;

Pour obtenir une description quantitative du lien entre le processus de fusion et la présence de halos et de reliques radio, il faut d'abord pouvoir quantifier l'état dynamique des amas. Dans ce but, la méthode du rapport de puissance ("*Power ratio*" en Anglais) a été proposée par Buote & Tsai (1995, 1996) [57, 56], et Buote (1998) [55]. Les rapports de puissances sont construits à partir des moments du potentiel gravitationnel bidimensionnel. Les moments dans un cercle de rayon R centré sur le centre de masse de l'amas sont évalués; le rapport de puissance d'ordre m (P_m/P_0) est défini comme le rapport du carré du moment d'ordre m sur le carré du moment d'ordre 0 (terme de monopole). Ces rapports de puissances sont directement liés à l'état dynamique des amas via leur lien avec les fluctuations du potentiel. Buote (2001) a utilisé le rapport de puissance de dipole (P_1/P_0) pour quantifier l'"intensité" du processus de fusion dans les amas, et il a trouvé que cette quantité est corrélée à la puissance à 1.4 GHz des halos et reliques radio ($P_{1.4}$) via la relation $P_{1.4} \propto P_1/P_0$. Les sources radio diffuses les plus puissantes se trouvent donc dans les amas de galaxies dynamiquement jeunes [54] (voir figure 1.25). Les halos et les reliques radio se forment donc seulement dans les amas dynamiquement perturbés.

Ce résultat, conjointement au fait que le taux de détection de halos augmente significativement avec la luminosité en rayons X des amas [138] (voir tableau 1.3), montre que cette classe de sources radio se forme principalement dans les amas massifs ($L_X \geq 0.5 \times 10^{45}$ erg/s) qui sont en train d'expérimenter un processus de fusion violent ($P_1/P_0 \geq 0.5 \times 10^{-4}$), ce qui explique leur rareté. La plupart des reliques ont été observées dans des amas présentant des propriétés similaires à celles que je viens de présenter. Mais quelques reliques sont présentes aussi dans les régions externes d'amas présentant des courants de refroidissement (*e.g.* A85). Probablement, donc, ces sources plus périphériques sont moins affectées par les conditions physiques régnant au centre des amas.

Conclusion sur l'origine des halos et des reliques radio

Dans ce paragraphe je vais résumer les mécanismes liés au processus de fusion qui sont les responsables probables de l'émission radio diffuse et étendue dans les amas de galaxies.

- **Origine des reliques radio:** la présence des électrons relativistes responsables de l'émission des reliques peut être le résultat soit de mécanismes d'accélération de

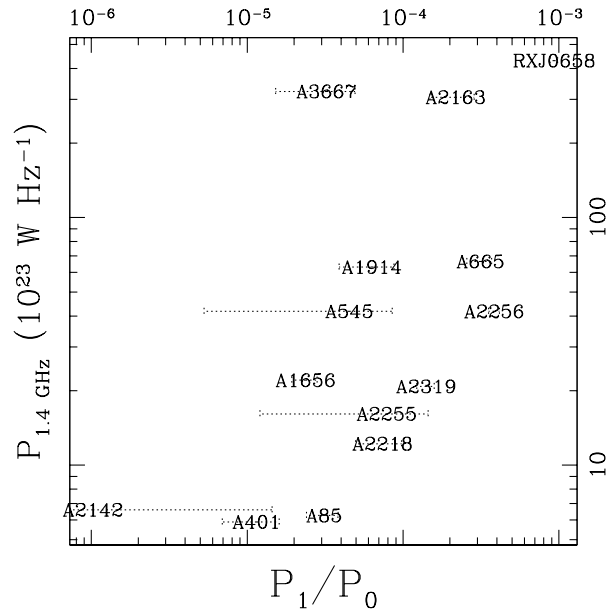


FIGURE 1.25 – Puissance radio à 1.4 GHz de certains halos et reliques vs. le rapport de puissance de dipole (P_1/P_0) des amas qui les contiennent (d'après Buote 2001 [54]).

L_X (0.1-2.4 keV)	Reliques	Halos	Total
10^{44} erg/s	%	%	%
0-3	1.3	-	1.3
3-5	3.0	3.0	6.0
5-7	4.5	4.5	9.0
7-10	16.1	9.7	25.8
> 10	8.3	25.0	33.3

TABLEAU 1.3 – Taux de détection des reliques et des halos radio en fonction de la luminosité en rayons X des amas de galaxies (d'après Giovannini & Feretti 2002 [137]).

Fermi I sur les électrons du MIA ([100, 245]), soit de la ré-energisation adiabatique des électrons relativistes confinés dans un plasma radio fossile qui a été relâché par une radio galaxie active dans le passé [98]. Les deux processus sont dûs à la présence d'une onde de choc dans le MIA. La vie radiative des électrons accélérés étant très courte (~ 0.1 Gyr), l'émission des reliques radio doit être produite à proximité de l'onde de choc, et en effet la figure 1.26 montre que dans l'amas en coalescence A754 la position de la relique correspond à celle du choc dans le MIA [98]. Le champ magnétique aussi résulte comprimé par l'onde de choc, ce qui produit les hauts niveaux de polarisation observés dans les reliques radio.

- **Origine des halos radio:** si l'onde de choc a traversé les régions centrales de l'amas il y a plus de 0.1 Gyr, elle ne peut plus être la responsable de l'émission radio des halos. Les électrons relativistes doivent avoir été re-peuplés après le passage du choc. La ré-accélération de Fermi II des électrons préalablement accélérés par l'onde de

choc peut être l'origine de la présence de particules relativistes. Pour cela, des turbulences dans le MIA liées au passage du choc sont nécessaires. Alternativement, les électrons peuvent arriver à des vitesses relativistes à cause de collisions hadroniques entre les protons relativistes et les ions du MIA. En effet, le choc accélère toutes les particules du MIA, et les protons relativistes ont une vie de durée comparable à l'âge des amas. Ce processus est efficace seulement dans les régions denses comme le cœur des amas, et donc il ne pourrait pas être le responsable de l'émission des reliques, qui se trouvent à la périphérie des amas.

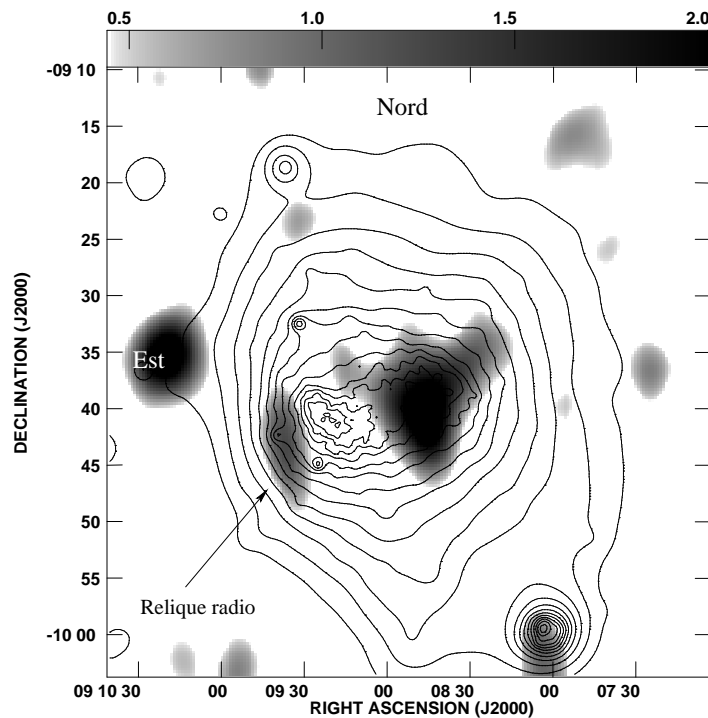


FIGURE 1.26 – Contours d'émission X d'A754 (observations ROSAT dans la bande 0.1-2.4 keV) superposés à la carte d'émission radio de cet amas (observations VLA à 74 MHz). La position de la relique au sud-est de l'amas correspond à la région de compression du gaz. Les résultats récents de Krivonos et al. 2003 [176] confirment que cette discontinuité dans la distribution du gaz est associée à une onde de choc. L'émission du halo radio n'est pas centrée sur le pic d'émission X de l'amas (d'après Enßlin & Gopal-Krishna 2001 [98]).

1.6.2 Radio-galaxies

Les principaux effets dynamiques du gaz intra-amas sur la morphologie et sur l'émission radio des radio-galaxies situées dans les amas en coalescence vont être présentés de suite.

Effets de la fusion entre amas sur la morphologie des radio-galaxies: les sources dites “WAT” et “NAT”

La classification morphologique des radio-galaxies la plus connue et utilisée, introduite par Fanaroff & Riley en 1974 [109], est basée sur le fait que les radio-galaxies étendues montrent un changement radical de morphologie autour de la puissance $P_{1.4 \text{ GHz}} \sim 10^{24.5}$ Watt/Hz. Les radio-sources plus puissantes ($P_{1.4 \text{ GHz}} \geq 10^{24.5}$ Watt/Hz), dites FR II, ont des composantes extrêmes très brillantes (“*edge brightened*”) à cause de la présence de points chauds (*hot-spot*) compacts, leurs jets sont faibles et très collimatés, leurs lobes sont bien séparés, et le rapport moyen entre la séparation des points chauds et la dimension transversale des lobes est élevé (≤ 40)⁸. Par contre, dans le cas des radio-galaxies plus faibles ($P_{1.4 \text{ GHz}} \leq 10^{24.5}$ Watt/Hz) dites FR I, il n’y a pas de points chauds et les lobes sont très étendus par rapport à la dimension totale de la radio-source; sur les images radio à basse résolution, donc, les bords d’émission radio de ce type de sources sont plus sombres que les parties centrales (“*edge darkened*”). Les jets des FR I sont plus brillants et moins collimatés que les jets dans les FR II, et souvent ils montrent des distorsions dans leur structure.

Les radio-galaxies se trouvant dans les amas sont surtout des FR de type I, associées aux galaxies elliptiques géantes qui dominent l’amas; la contrepartie optique des FR II est par contre constituée de galaxies de luminosité optique plus faible et localisées dans les amas pauvres ou les groupes de galaxies [236]. En général, les sources radio localisées dans les amas de galaxies ont des structures complexes, avec des distorsions proéminentes produites par l’interaction entre les régions d’émission radio et le gaz intra-amas. Une morphologie très commune est celle des radio-galaxies FR I ayant une queue d’émission (“*tailed radio galaxies*”) due au fait que les deux jets radio ne se propagent pas suivant des directions opposées et forment un angle inférieur à 180° . Ce type de galaxies, présent seulement dans les amas, a été divisé en deux classes: les sources “NAT” (“*Narrow-Angle Tailed*”), en forme de “U” et dont les deux jets forment un angle très faible, et les “WAT” (“*Wide-Angle Tailed*”), en forme de “V” et avec un angle d’amplitude intermédiaire entre la direction des deux jets. Des exemples d’une radio-galaxie classique, d’une NAT et d’une WAT ont été représentés en figure 1.27. Les galaxies FR II ne montrent pas de distorsion aussi importante dans leur structure.

Les sources NAT ont des luminosités typiques des radio-galaxies de type FR I, et leurs contreparties optiques ont été identifiées avec des galaxies localisées à n’importe quelle distance du centre de l’amas. Leur niveau de polarisation est élevé (jusqu’à 40-50%) avec un champ magnétique intrinsèque parallèle à la queue d’émission radio. L’âge typique des électrons à l’extrémité de cette queue, dérivé de leurs spectres de rayonnement synchrotron, est de l’ordre de 5×10^7 yr [114, 113]. Les sources WAT sont généralement associées à galaxies D/cD ou à des elliptiques géantes situées au centre des amas de galaxies [217], mais elles se trouvent très rarement dans les régions des courants de refroidissement. Leurs

8. Une fraction significative ($\sim 30\%$) des sources radio puissantes ($\log P_{1.4 \text{ GHz}} \geq 25.0$) est constituée par des sources compactes et avec spectre radio raide dites “*Compact Steep Spectrum (CSS)*”, dont je me suis occupée pendant ma thèse de *laurea* (voir annexe C).

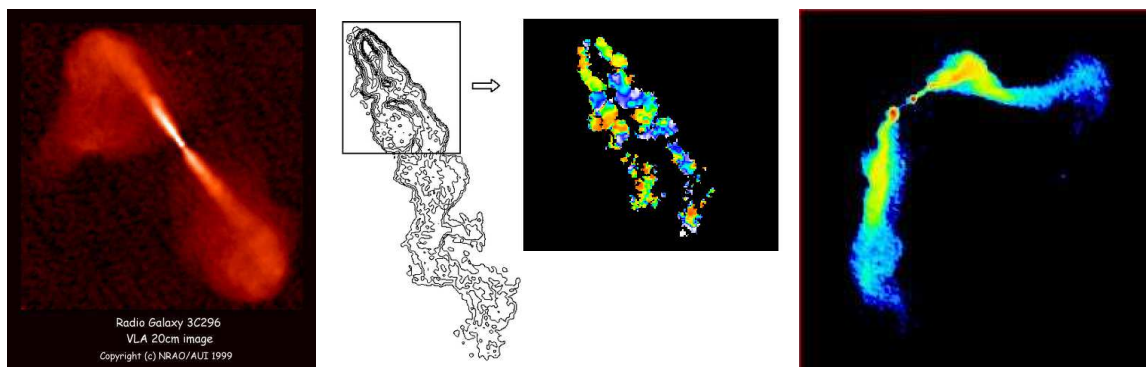


FIGURE 1.27 – Les structures d’une radio-galaxies classique (3C296), d’une NAT (0053-0016 dans A119) et d’une WAT (3C465 dans A2634) ont été représentées de gauche à droite.

luminosités radio ont des valeurs intermédiaires entre les sources de type FRI et FRII; leurs jets ont l’intéressante propriété d’être bien collimatés à proximité de leurs galaxies centrales, pour être après défléchis à plus grande échelle. Les propriétés de polarisation et l’âge des radio-galaxies WAT sont similaires à celles des NAT.

La *ram-pressure* due au mouvement des radio-galaxies dans le MIA dense a toujours été l’explication standard pour la formation des sources ayant ces morphologies radio particulières. Mais les observations optiques ont montré que les galaxies associées aux sources WAT et NAT ont des vitesses très basses (< 100 km/s) par rapport à la vitesse du centroïde des amas qui les contiennent [42, 239, 34, 228], valeurs qui ne sont pas suffisantes pour dévier le mouvement des jets radio associés. En effet, en considérant une densité de gaz typique des régions centrales des amas ($\sim 10^{-3}$ cm $^{-3}$), une vitesse relative d’environ 1000 km/s entre la source radio et le MIA est nécessaire pour expliquer les courbures des jets observées. Les simulations numériques montrent que, pendant les phases centrales du processus de fusion, le gaz intra-amas bouge à des vitesses même supérieures à cette valeur, et sa vitesse reste de l’ordre de 1000 km/s jusqu’à environ 2 Gyr après les collision [248], temps largement supérieur à l’âge estimé des sources NAT et WAT. Le mouvement relatif entre les radio-galaxies et le MIA dû au processus de fusion a donc été proposé comme l’origine des morphologies des sources radio particulières que je viens de présenter. L’hypothèse qu’elles soient une conséquence de la coalescence entre amas est soutenue par plusieurs indications observationnelles:

- les sources NAT ont été observées de préférence dans les amas de galaxies caractérisés par une morphologie du gaz très structurée [42];
- certains amas contiennent des radio-galaxies NAT dont les queues sont toutes orientées suivant la même direction (par exemple voir le cas d’A119 [113]), ce qui favorise l’hypothèse que la formation de la queue d’émission radio est due non pas au mouvement de la galaxie hôte, mais du gaz autour d’elle;
- dans les amas où des sources WAT ont été observées a) la morphologie du gaz est en général allongée suivant un axe parallèle à la queue d’émission radio, b) il

existe des sous-structures dans la distribution des vitesses, et c) aucun courant de refroidissement significatif n'a par contre été détecté, ce qui est attendu dans les systèmes en coalescence, où les courants de refroidissement sont soit complètement détruits, soit significativement réduits [110];

- en général les sources WAT ne sont pas situées au centre de leurs amas hôtes, et leurs orbites sont préférentiellement radiales, avec plus de WATs en mouvement vers le centre des amas qu'ailleurs. Ces caractéristiques sont propres des amas de galaxies dans lesquels l'émission en rayons X est perturbée, comme pendant un processus de fusion [251];
- dans un amas de galaxies, les queues des WATs tendent à être alignées avec l'axe du super-amas local, défini par la distribution des amas d'Abell voisins [216]; puisque la théorie prévoit que les processus de fusion ont lieu préférentiellement le long de cet axe [67], l'environnement à grande échelle a probablement un impact direct sur les régions centrales des amas, y compris sur les radio-galaxies [287] (voir figure 1.28).

Effets sur l'émission des radio-galaxies

L'étude des radio-galaxies dans les amas en cours de fusion est important pour comprendre les mécanismes responsables de l'évolution galactique, et pour vérifier si l'environnement des amas joue un rôle déterminant sur les propriétés statistiques des galaxies et sur leur probabilité de former une source radio.

Pour pouvoir analyser les effets de la coalescence entre amas sur les radio-galaxies, il faut d'abord connaître quels sont les mécanismes responsables de leur émission. Celle-ci est due à la présence d'un noyau galactique actif (AGN) dans le cas des sources de haute puissance radio ($\log P_{1.4\text{ GHz}}(W\text{ Hz}^{-1}) > 22$), tandis qu'à basse puissance ($\log P_{1.4\text{ GHz}}(W\text{ Hz}^{-1}) \leq 22$) la formation d'étoiles devient le mécanisme dominant la production d'émission radio [95]: les électrons relativistes responsables de l'émission synchrotron sont accélérés par les restes de *supernovae*, qui sont à leur tour le résultat de l'explosion des étoiles massives nées dans les nuages moléculaires. Comme on a vu dans le paragraphe 1.4, le processus de fusion pourrait augmenter le taux de formation d'étoiles et donc le nombre de radio-galaxies à basse puissance par rapport aux amas à l'équilibre dynamique. En parallèle, l'émission à haute puissance pourrait elle aussi être augmentée par la coalescence entre amas, soit parce que la probabilité qu'une galaxie développe un AGN central augmente à cause des interactions galactiques [110], soit parce que les amas en cours de fusion sont dynamiquement jeunes, et donc les galaxies les peuplant sont riches en gaz qui pourrait alimenter efficacement l'AGN [95].

Morrison (1999, 2000) a étudié un échantillon de 34 amas dans la tranche de décalages spectraux $0.02 < z < 0.4$, et il a trouvé que les amas à z plus élevés contiennent une fraction significativement plus importante de sources de basse puissance radio ($22.6 < \log P_{1.4\text{ GHz}}(W\text{ Hz}^{-1}) < 23.1$) par rapport aux amas locaux [208, 209]. Owen *et al.* (1999) ont conduit une analyse multi-longueurs d'onde sur deux amas de galaxies, A2125 et A2645, au même z (~ 0.25) et de même richesse ($R=4$), mais qui se différencient par la fraction de

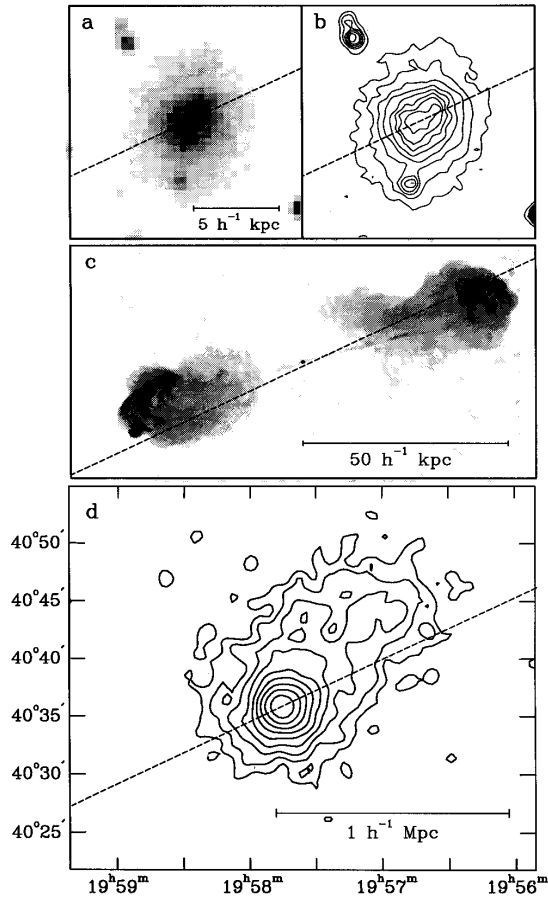


FIGURE 1.28 – De l’*haut au bas*: morphologies optique, radio et X de Cygnus A ($z=0.0565$) et de l’*amas* dont elle est la *cD*. Les quatre panneaux montrent **a)** image en bande I de Cygnus A, **b)** contours d’émission de Cygnus A en bande I, **c)** image en niveaux de gris de la structure radio de Cygnus A, et **d)** contours de brillance de surface X de l’*amas* de galaxies associé à Cygnus A (observations du satellite Einstein IPC). La ligne en tirets montre l’angle de position de 115° entre Cygnus A et son *amas* plus voisin, Abell 2319. L’alignement entre cette direction, les deux jets radio et les deux sous-structures dans le cœur optique de cette galaxie est évident (d’après West1994 [287])

galaxies bleues, puisque l’effet Butcher-Oemler⁹ a été observé seulement dans A2125 [222]. Les résultats de cette analyse montrent qu’A2125 a un excès de radio galaxies à basse puissance ($\log P_{1.4\text{ GHz}}(W\text{ Hz}^{-1}) \leq 23.2$) par rapport à A2645, tandis que les radio-sources de haute puissance sont en nombre comparable dans les deux amas. L’excès d’émission radio observé dans A2125 serait donc entièrement dû à la formation d’étoiles. L’émission X de cet *amas* montre des sous-structures significatives, suggérant un phénomène de fusion en cours, tandis que A2645 présente les caractéristiques typiques d’un *amas* beaucoup plus relaxé (structure régulière, typique des amas à courant de refroidissement). Owen *et al.*

9. Voir paragraphe 1.4

(1999) ont donc suggéré que la coalescence entre sous-amas est le responsable le plus probable de l'excès de radio-galaxies de basse puissance dans A2125 [222]. Des résultats différents ont été trouvés à partir des observations radio profondes des trois amas en coalescence A3556, A3558 et A3562, qui forment le complexe A3558, dans la région centrale du super-amas de Shapley ($\langle z \rangle \sim 0.05$). Bardelli *et al.* (1998) ont proposé que ce système soit le résultat de la collision entre amas, observé juste après la traversée de leurs cœurs [17]. Ce scénario est en accord avec la présence d'une sous-structure entre les cœurs des deux amas A3558 et A3562, où un excès de galaxies bleues a aussi été observé. La grande surface de ciel occupée par le système d'A3558 ($> 4^\circ$) a été couverte par des observations radio jusqu'à une puissance limite de $\log P_{1.4 \text{ GHz}} (W \text{ Hz}^{-1}) \sim 22$ [278, 276], et seulement trois radio-galaxies avec formation d'étoiles en cours ont été détectées. Cette valeur très faible ne confirme pas les résultats de Owen *et al.* 1999 concernant l'influence du processus de fusion sur l'émission radio à basse puissance. L'analyse radio de Shapley confirme par contre que les événement de coalescence entre les amas de galaxies n'augmentent pas la probabilité qu'une galaxie développe un AGN central, origine de l'émission radio de haute puissance [275]. Les résultats de Venturi *et al.* (2001) montrent que, même dans un environnement très loin de l'équilibre dynamique comme la région centrale de Shapley, la fonction de luminosité radio (FLR) est cohérente avec la FLR des elliptiques et des S0 estimée dans d'autres environnements; aucun excès de radio-galaxies à haute puissance n'a donc été détecté.

Récemment Miller & Owen (2003) et Miller, Owen & Hill (2003) ont analysé les propriétés de l'émission radio de deux amas de galaxies en coalescence: A2255 [203] et A2256 [202]. Les propriétés observationnelles d'A2255 indiquent qu'il s'agit d'un des meilleurs exemples d'amas de galaxies en cours de fusion. Sa morphologie observée en rayons X est allongée, très structurée, avec un pic d'émission qui n'est pas centré sur la distribution des galaxies, et une distribution nettement non-isotherme du gaz. La présence de sous-structures dans la carte d'iso-densité optique et d'un halo radio confirment qu'il s'agit d'un amas dynamiquement jeune. Miller & Owen (2003) ont comparé la population de radio-galaxies de cet amas avec celles de 19 autres amas d'Abell, et ils ont trouvé dans A2255 un excès d'AGNs puissants en radio, et de galaxies faibles en optique avec formation d'étoiles en cours. En particulier, un nombre exceptionnellement élevé de radio-galaxies FRI et FRII a été détecté (6 sources). Le nombre élevé de radio-galaxies à haute puissance est sans doute un effet de la fusion entre les sous-structures qui forment A2255. Il reste maintenant à comprendre si a) des galaxies elliptiques géantes qui précédemment n'émettaient pas en radio ("*radio quiet*") sont devenues des sources radio puissantes à cause de l'interaction entre les sous-amas, ou si b) aucune radio-galaxie puissante n'a été créée et que l'excès observé est simplement dû au fait que, A2255 étant un amas riche en sous-structures, on observe la somme de toutes les elliptiques précédemment associées aux groupes qui se sont réunis pour former cet amas. La présence et la distribution spatiale d'un fort excès de radio-galaxies à basse puissance est cohérente avec les observations optiques et en rayons X. L'axe de collision des sous-structures d'A2255 est presque perpendiculaire à la ligne de visée, et les sous-amas viennent de se traverser. Les modèles théoriques suggèrent que, à ce moment, un grand nombre de galaxies vient de traverser

le choc dans le MIA dû à la fusion, et donc elles pourraient expérimenter une formation d'étoiles accrue. Dans le cas d'A2255 on s'attend à ce que ces galaxies se situent le long d'une direction perpendiculaire à l'axe de collision, ce qui est observé; l'excès de galaxies de basse puissance radio observé est donc très probablement dû à la formation d'étoiles suite à la fusion de plusieurs structures. La population radio d'A2256, par contre, n'est pas inhabituelle par rapport au même échantillon de 19 amas utilisé dans le cas d'A2255 [202]. Dans le paragraphe 1.3 on a vu que A2256 est très probablement un système à trois corps, avec deux sous-structures dominantes en train de fusionner, et un troisième groupe de taille inférieure qui vient de traverser l'amas principal (il y a ~ 0.3 Gyr). Miller, Owen & Hill ont trouvé que le processus de fusion lié à cette troisième composante est très probablement responsable de la formation de la relique radio observée dans A2256, et de l'excès de radio-galaxies de basse puissance observées seulement dans ce troisième groupe de galaxies. Ce cas montre que, même si ce sont les événements de fusion majeurs qui affectent le plus les propriétés du MIA, la collision des amas principaux avec des petites sous-structures, riches en galaxies spirales avec un haut contenu de gaz, peut produire des effets plus importants sur le taux de formation d'étoiles des galaxies membres.

1.7 Émission EUV et X “soft”

Le satellite EUVE (“*Extreme Ultraviolet Explorer*”) a révélé la présence d'émission EUV dans six amas de galaxies (*i.e.* Virgo, Coma, Abell 1795, Abell 2199, Abell 4038 et Abell 4059 [183, 184, 46, 204, 45, 164, 181, 182, 27, 28, 44, 93]), c'est à dire dans tous les amas voisins qu'il a observé a) avec un temps d'intégration suffisamment long, et b) le long d'une ligne de visée avec une colonne Galactique suffisamment basse pour pouvoir détecter les photons à ces énergies. Ces observations suggèrent que les amas riches ont des luminosités d'environ 10^{44} erg/s aux longueurs d'onde EUV, et des spectres qui décroissent rapidement de l'EUV à la bande X. La nature de cette émission a été très débattue; l'hypothèse que son origine soit thermique [107, 44], liée à la présence de gaz moins chaud que celui qui donne lieu à l'émission détectée en rayons X, est improbable, puisque ce gaz “tiède” aurait un temps de refroidissement trop bref. La diffusion Compton Inverse des photons du rayonnement de fond cosmique (“*CMB*”) par des électrons relativistes de basse énergie (~ 150 MeV) semble être l'explication la plus probable de l'émission EUV dans les amas de galaxies [158, 46, 101, 254]. Ces électrons ont des temps de vie de l'ordre d'un temps de Hubble, et donc ils devraient être présents dans tous les amas de galaxies; en effet, les six amas où l'émission EUV a été détectée ne sont pas tous des amas en coalescence, ce qui prouve que la présence de rayonnement à ces longueurs d'onde n'est pas liée à un phénomène de fusion récent. Elle pourrait par contre représenter l'émission due à électrons accélérés par des collisions entre sous-structures lointaines dans le passé. L'émission EUV, en conclusion, ne constitue pas un élément caractérisant les amas de galaxies en coalescence.

1.8 Émission X dure

Si les amas contiennent des électrons relativistes à très haute énergie, avec des facteurs de Lorentz de l'ordre de $\gamma \sim 10^4$, ces particules produisent une émission X dure par diffusion Compton Inverse. Puisque ces électrons ont des temps de vie très courtes, ils vont être présents seulement dans les amas en coalescence, pendant les phases centrales de leur processus de fusion. L'émission X dure en excès par rapport à l'émission thermique du MIA, et donc détectée comme un queue d'émission non-thermique au dessus de 20 keV, a en effet été observée par BeppoSAX et/ou RXTE dans des amas de galaxies dont j'ai parlé précédemment et que montrent des signatures typiques d'événements de fusion majeurs, *i.e.* Coma [127, 241], Abell 2256 [126], Abell 754 [124] et Abell 3667 [125]. Dans le cas d'Abell 2199 [164], la détection d'une émission à ces longueurs d'onde est très débattue, et, si confirmée, elle serait très surprenante, puisque cet amas est relaxé et aucune source radio diffuse et étendue n'a été observée dans son champ [170]. En alternative, cette émission X dure pourrait être due à un rayonnement de bremsstrahlung non-thermique [41, 79, 253], c'est à dire un bremsstrahlung provoqué par des électrons non-thermiques ayant des énergies de 10-1000 keV, et qui vont être accélérés à des énergies plus élevées.

Chapitre 2

Le programme MUSIC

2.1 Le programme MUSIC (*Multi-wavelength Sample of Interacting Clusters*): objectifs scientifiques

Dans le cadre du scénario hiérarchique de formation des structures, les amas de galaxies irréguliers sont probablement en train de se former, et leur analyse permet d'accéder directement au processus de formation et à la dynamique au sein des amas avant la phase de virialisation. Nous avons vu dans le chapitre précédent l'importance de l'analyse multi-longueur d'onde pour reconstruire l'histoire de ces amas. À l'heure actuelle, le nombre d'amas sur lesquels cette analyse combinée a été conduite est faible, ce qui nous a motivé à conduire un programme observationnel visant à établir un échantillon représentatif de ces objets. Dans ce cadre, l'équipe de Cosmologie de l'Observatoire de Nice, en collaboration avec l'équipe X du Service d'Astrophysique de CES-CEN Saclay (M. Arnaud, J.L. Sauvageot, E. Belsole et D. Neumann), L. Feretti et G. Giovannini du CNR/IRA de Bologne, et l'équipe grecque de l'Observatoire National de Athènes (M. Plionis, I. Georgantopoulos, V. Kolokotronis et T. Gaga), a commencé un programme d'analyse conjointe en optique, X et radio d'un échantillon d'amas de galaxies irréguliers, qui constituent un éventail de systèmes à priori dans des états de fusion plus ou moins avancés.

Le but de l'étude détaillée de ces objets est de comparer nos résultats aux hypothèses sur la physique des amas en coalescence présentées dans le chapitre précédent, afin de les confirmer (ou infirmer), et d'éclairer les points encore débattus dans l'interprétation des données observationnelles. En particulier nous souhaitons:

- effectuer l'analyse dynamique des galaxies au sein de ces amas, et donc caractériser les différents groupes en train de fusionner, mesurer leurs dispersions des vitesses, et tester l'existence de gradients de vitesse;
- caractériser le processus de coalescence en comparant la distribution et l'évolution respectives du gaz et des galaxies suivant l'état d'avancement de la fusion;
- tester l'effet du phénomène de fusion et de la compression du MIA sur la population stellaire des galaxies;
- fournir des contraintes sur le champ magnétique, les processus non-thermiques et

l'origine des particules relativistes au sein des amas;

- étudier l'environnement à grande échelle des amas pour tester les prédictions du modèle hiérarchique, selon lequel un flux de matière s'écoule le long des filaments à grande échelle, les fusions se produisant le long de directions préférentielles convergeant vers la formation d'un amas.

En outre, la quantification de la fréquence et de la vitesse d'évolution des amas de galaxies non-relaxés à l'époque actuelle peut permettre d'établir des contraintes puissantes sur les modèles cosmologiques à travers le paramètre de densité de l'Univers (*e.g.* Richstone *et al.* 1992 [243]).

2.1.1 Construction de l'échantillon

Pour étudier les aspects de la physique des amas en coalescence détaillés dans le paragraphe précédent, nous cherchons à constituer un échantillon de systèmes à différents stades du processus de fusion. Puisque dans un amas les échelles du temps de relaxation du gaz et des galaxies sont nettement différentes, le gaz étant collisionnel contrairement aux galaxies, la comparaison des morphologies de la densité surfacique observées en optique et en rayons X permet d'établir, au moins grossièrement, quelle phase du processus de coalescence nous observons. Le diagnostic de fusion, ainsi que l'état d'avancement supposé de cette dernière, a donc été effectué en comparant les cartes de densité du gaz et des galaxies à partir des données existantes.

Nos références initiales ont été les échantillons de Kolokotronis *et al.* (2001) [174], qui ont comparé les observations obtenues avec le satellite ROSAT en ce qui concerne les données X, et le catalogue APM (Mc Mahon *et al.* (2000) [198]) pour les galaxies, et de Jones & Forman (1999), qui ont fourni une vaste séquence d'amas (102) observés par le satellite Einstein [161]. Après avoir sélectionné des candidats, nous avons d'abord tracé leurs cartes de densité surfacique des galaxies à partir du catalogue APM, sur lesquelles les isocontours d'émission X (des observations ROSAT, ASCA, Einstein, ou XMM et Chandra si déjà disponibles) ont été superposés (voir des exemples en figures 2.1 et 2.2). La classification morphologique de Jones & Forman (1992) [162] a aussi été prise en considération, puisque elle peut fournir des indications sur la phase du processus de fusion des amas observés à partir de la distribution du MIA (voir le paragraphe 1.1.2). Nous avons aussi utilisé comme indicateurs de l'état dynamique des amas leurs distributions des vitesses, leurs cartes en température, et leurs sources radio dans les cas où des informations de ce type étaient disponibles.

Les amas observés (ou à observer) de l'échantillon résultant de cette sélection sont présentés dans les figures 2.1 et 2.2, qui montrent les superpositions entre les cartes optiques de densité surfacique des galaxies obtenues à partir du catalogue APM et les contours d'isodensité du MIA obtenues à partir des données XMM ou Chandra (si déjà disponibles) ou ROSAT, et dans le tableau 2.1, où j'ai résumé aussi les instruments dont nous nous sommes servi jusqu'à présent pour les observations. Ces dernières consistent en optique à de l'imagerie grand-champ multi-couleurs (3 bandes, BVR ou BRI, sur WFI à l'ESO ou sur CFH12k au CFHT), couplée à de la spectroscopie multi-objets, conduisant à au moins

2.1. Le programme MUSIC (*Multi-wavelength Sample of Interacting Clusters*): objectifs scientifiques

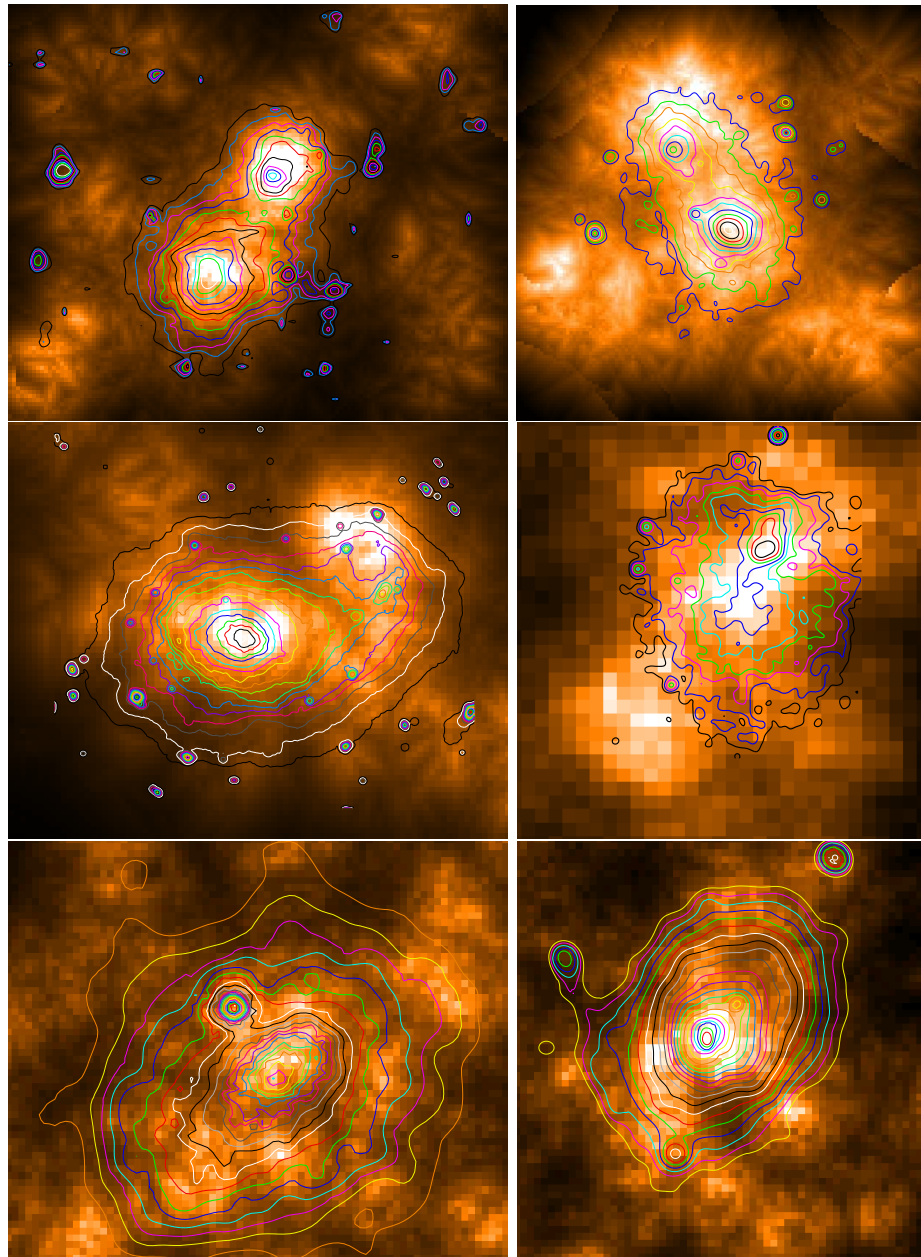


FIGURE 2.1 – *Iso-densités X (contours) et optiques (niveaux de bruns) des amas de galaxies déjà observés de notre échantillon. De gauche à droite, et de haut en bas, on observe A2933, A1750, A3921, A521, A2142, et A2065. A1413 est présenté dans la figure suivante. Les iso-densités X ont été tracées à partir des données XMM/EPIC (J.L. Sauvageot et E. Belsole) pour A1750, A3921, A2065 et A2142, ROSAT pour A2933 et A1413, ou Chandra pour A521.*

une centaine de spectres par amas à une résolution spectrale ($FWHM$) d'environ 10 \AA . La spectroscopie est actuellement faite pour le premier groupe d'amas sur des télescopes de la classe des 4 mètres, mais nous envisageons de passer aux instruments de nouvelle

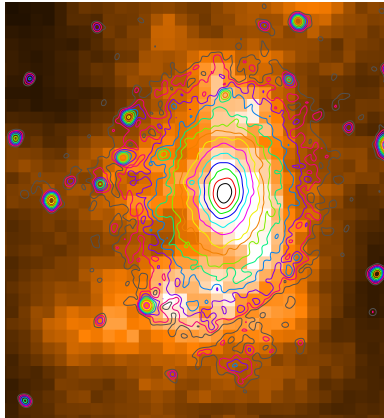


FIGURE 2.2 – *Continuation de la figure 2.1: iso-densités X (contours) et optiques (niveaux de bruns) de l'amas de galaxies A1413.*

génération (VLT avec les instruments VIRMOS et/ou GIRAFFE) de manière à augmenter le multiplexage et la résolution spectrale. En parallèle, les observations X sont effectuées avec les satellites XMM et/ou Chandra, et nous venons de commencer le suivi radio des cibles avec le VLA. Tous les amas (sauf A521, dont l'analyse avait commencé pendant une précédente campagne observationnelle) se trouvent dans l'intervalle en décalage spectral $0.05 < z < 0.15$. Ce choix a été motivé d'une part par des considérations pratiques, puisque le champ de vue de 30 arcmin proposé par XMM/EPIC et par les caméras optiques (WFI ou CFH12k) permet de couvrir confortablement à ce décalage spectral les $3 h_{75}^{-1}$ Mpc centraux de l'amas, d'autre part par le souci de s'affranchir d'éventuels effets d'évolution intervenant à plus grand décalage spectral.

Comme suggéré par les figures 2.1 et 2.2, notre échantillon couvre déjà toutes les différentes phases du processus de fusion, puisque les amas A2933 et A1750 seraient en début d'interaction (bi-modaux en X et en optique avec déformations plus ou moins fortes de leurs morphologie, ségrégation gaz-galaxies faible), A3921 et A521 en cours d'interaction (allongés en X avec résidus d'un ou plusieurs éventuels groupes, multimodales en optique, avec une forte ségrégation gaz-galaxies), A2065, A2142 et A1413 en post-interaction plus ou moins avancée (morphologies X et optique plus régulières et elliptiques, ségrégation gaz-galaxies inexistante ou moins sensible).

2.2 Acquisition et traitement des données optiques

Dans ce paragraphe les techniques utilisées dans les phases d'acquisition et de traitement des données optiques sont expliquées. J'entre particulièrement dans les détails pour la partie concernant les observations de spectroscopie multi-objets (MOS: *Multi-Object Spectroscopy*) puisque je me suis occupée aussi bien des observations des amas A521, A3921 et A1750 effectuées avec le spectrographe EFOSC2 au télescope de 3.6 m de l'ESO (La Silla, Chili), que de la réduction des données spectroscopiques de ces trois amas et d'A1413, observé avant le début de ma thèse avec l'instrument MOS au CFHT. Concernant l'ima-

2.2. Acquisition et traitement des données optiques

	WFI@2.2m ESO	CFH12k@CFHT
Imagerie multi-couleurs grand champ	A3921(0.09) ¹ , A1750(0.08) ²	A521(0.25) ¹ , A2065(0.07) ¹ , A2142(0.09) ¹ , A1413(0.14) ¹
	EFOSC2@3.6m ESO	MOS@CFHT
Spectroscopie multi-objets optique	A521 (0.25) ² , A1750 (0.08) ² , A3921 (0.09) ^{2,3} , (A2933(0.09) ¹)	A1413(0.14) ²
	XMM/EPIC	Chandra/ACIS
Spectro-Imagerie X	A1413(0.14) ⁴ , A1750(0.08) ⁵ , A3921(0.09) ⁵ , A2065(0.07) ⁵ , A2142(0.09) ⁵	A521(0.25) ⁴ , (A3921 (0.09) ³)
	VLA	
Radio	A521 (0.25) ³	

TABLEAU 2.1 – *Observations multi-longueurs d’onde de notre programme MUSIC. Les amas observés (avec leurs z entre parenthèses), et les instruments utilisés ont été indiqués. ¹: P.I. C.Benoist - ²: P.I. S.Maurogordato - ³: P.I. C.Ferrari - ⁴: P.I. M.Arnaud, ⁵ - P.I. J.L.Sauvageot. J’ai mis entre parenthèses les objets qui vont être observés (demandes acceptés pour les prochains périodes). Les noms des amas en gras indiquent les observations que j’ai effectué (ou je vais effectuer) soit comme astronome visiteur (EFOSC2@3.6m ESO), soit en remote (VLA et Chandra).*

gerie grand champ (WFI@ESO, CFH12k@CFHT), la réduction a été effectuée grâce à un logiciel développé par B. Vandame [273] et la préparation des catalogues par notre équipe. De plus amples informations sont données dans les articles inclus dans cette thèse. Dans ce paragraphe seule la spectroscopie dont j’ai mis en place toute la méthodologie est présentée de façon approfondie.

2.2.1 Spectroscopie multi-objets (MOS)

Les observations spectroscopiques de nombreuses galaxies dans le champ central d’un amas peuvent être obtenues grâce à la spectroscopie multi-objets (MOS), puisque cette technique permet d’obtenir simultanément les spectres de plusieurs dizaines de galaxies. Pour cela une plaque percée de plusieurs fentes, dont les positions coïncident avec les emplacements des galaxies sur le ciel, est placée dans le plan focal du spectrographe. Cette plaque est appelée un “masque”, et sa réalisation est la première étape nécessaire à l’acquisition des données spectroscopiques.

Préparation des masques et choix du *grism*

Pour choisir les objets à observer il faut d'abord fixer une magnitude limite jusqu'à laquelle on veut que le catalogue spectroscopique final soit complet (en général $L^* + 2$ dans notre cas). La surface de ciel occupée par la région de l'amas à étudier est ensuite divisée en des régions de la taille du champ de vue de l'instrument (5.4×5.4 arcmin² dans le cas d'EFOSC2); en général, étant donnée la densité de galaxies, leur distribution sur le ciel et le nombre de fentes utilisables ($\sim 15-20$ avec EFOSC2), au moins deux masques par champ sont nécessaires pour atteindre un bon niveau de complétude jusqu'à la coupure en magnitude choisie. En outre, plusieurs champs peuvent être nécessaires pour couvrir entièrement la région du ciel à observer. Différents masques vont donc être utilisées pendant les observations, et, pour éviter de les inter-changer pendant la nuit, ils sont chargés sur une roue pouvant héberger jusqu'à 5 masques placée au plan focal de EFOSC2. Puisque le temps utile pour l'acquisition des spectres au cours la nuit est de 7 à 8 heures au maximum, et le temps d'observation pour chaque masque est d'environ 3 à 1.5 heures (suivant la magnitude limite des objets à observer), 5 masques peuvent en général être observés au cours de la nuit entière, et je n'ai que rarement dû introduire un masque supplémentaire au cours de la nuit.

Une autre contrainte importante pour la préparation des masques est l'intervalle de longueurs d'onde utile pour les observations; pour avoir une bonne mesure du décalage spectral z , nous avons sélectionné la région du spectre couvrant au *redshift* de l'amas étudié le domaine entre la raie [OII] (longueur d'onde au repos = 3727.3 Å) et la raie Ca+Fe (longueur d'onde au repos = 5269.0 Å), permettant ainsi d'obtenir un certain nombre de raies caractéristiques (*e.g.* [OII], H, K, raies de Balmer, Mg, Ca+Fe, H β , [OIIIa] et [OIIIb]). L'intervalle en longueurs d'onde observé dépend d'abord du *grism*, l'association d'un prisme et d'un réseau placée dans une roue juste après l'obturateur du télescope. Quinze *grisms* sont actuellement disponibles avec EFOSC2; leur liste et leurs propriétés (*e.g.* intervalle de longueurs d'onde couvert quand la fente se trouve au *pixel* $y=980$, y étant l'axe le long duquel la dispersion spectrale est alignée, dispersion, résolution, etc...) se trouvent sur les pages WEB de l'ESO¹. J'ai toujours choisi le *grism* qui couvre l'intervalle de longueurs d'onde précédemment mentionné et avec la meilleure résolution possible. Ensuite, pour que le spectre observé de chaque galaxie appartenant à l'amas soit compris entre 3727.3 $(1+z)$ Å et 5269.0 $(1+z)$ Å (où z est le décalage vers le rouge de l'amas), chaque fente d'un masque doit être positionnée à l'intérieur d'une région dont la surface est inférieure à celle totale du CCD. Dans le cas d'EFOSC2, j'ai déterminé les valeurs minimum et maximum des ordonnées où je peux placer mes fentes en tenant compte que, pour chaque *grism*, le domaine de longueur d'onde donné dans le tableau fournis par l'ESO correspond à une fente placée au *pixel* $y=980$. J'illustre ci-après un exemple de la méthode que j'ai utilisé. Dans le cas d'un amas à $z = 0.09$, nous sommes intéressés à la région spectrale entre environ 4050 Å et 5800 Å. Le *grism* 11 couvre cet intervalle (il va de 3050 à 6100 Å) avec la meilleure résolution spectrale, et il a une dispersion de 1.50 Å/*pixel*. Les bornes en ordonnée du rectangle où les fentes peuvent être positionnées (y_{max} et y_{min}) ont

1. <http://www.ls.eso.org/lasilla/sciops/efosc/docs/Efosc2Grisms.html>

été déterminées de la façon suivante:

$$3050 \text{ \AA} + (980 - y_{min}) \text{ pixels} \cdot 1.55 \frac{\text{\AA}}{\text{pixels}} = 4050 \text{ \AA}$$

$$6100 \text{ \AA} - (y_{max} - 980) \text{ pixels} \cdot 1.55 \frac{\text{\AA}}{\text{pixels}} = 5800 \text{ \AA},$$

ce qui donne $y_{min} = 335 \text{ pixels}$ (pour lequel l'intervalle en longueurs d'onde 4050-7068 Å est couvert) et $y_{max} = 1174 \text{ pixels}$ (l'intervalle couvert est en ce cas 2749-5800 Å). Les fentes doivent donc être placées à l'intérieur de cet intervalle en ordonnée, comme schématisé sur la figure 2.3.

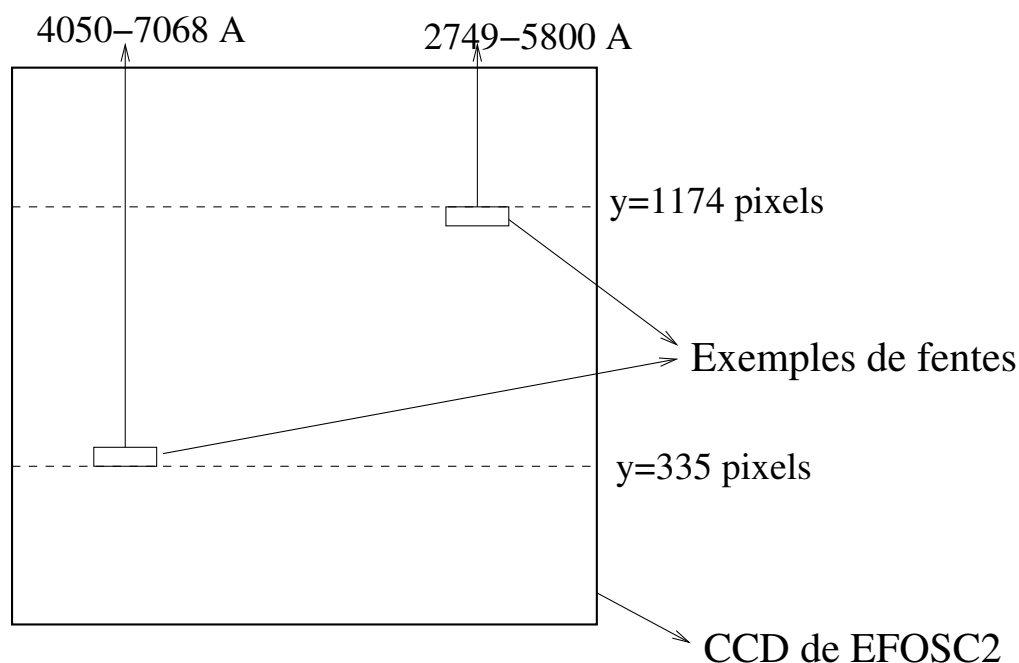


FIGURE 2.3 – La surface du CCD d'EFOSC2 utilisable pour positionner les fentes sur le masque dans le cas d'un amas à $z = 0.09$ observé avec le grism 11 est indiquée par les traits en tirets. Les intervalles en longueurs d'onde couverts par les fentes placées aux deux ordonnées extrêmes (y_{min} et y_{max}) sont aussi indiqués.

Une fois que la surface utilisable du CCD a été définie, les galaxies sur lesquelles positionner les fentes doivent être sélectionnées. Il faut d'abord essayer d'obtenir un catalogue spectroscopique le plus complet possible jusqu'à la magnitude limite choisie. Même s'il est de règle que la plupart des objets de chaque masque soit dans un rang restreint de magnitude puisque chaque galaxie est observée pendant le même intervalle de temps, les masques doivent quand même être remplis au maximum de fentes pour profiter entièrement du précieux temps d'observation, et donc, s'il arrive qu'une région du champ est dépourvue

de galaxies plus brillantes de la magnitude limite, des fentes sont positionnées aussi sur des objets plus faibles. Le temps de pose peut quand même être suffisant pour obtenir une mesure fiable du décalage spectral de ces galaxies faibles, surtout s'il s'agit de galaxies avec raies en émission. Si les catalogues photométriques dans les différentes bandes sont déjà disponibles, une sélection en couleur des galaxies peut être aussi effectuée pour augmenter la probabilité d'observer des objets de l'amas (voir paragraphe 2.3.6), mais cette méthode privilégie les galaxies de type précoce et donc peut introduire un biais dans la sélection des objets à observer. Trois fentes doivent obligatoirement être dédiées à des étoiles pour des raisons techniques que je vais détailler dans la suite.

Les masques sont préparés interactivement sur une image du champ précédemment observée avec EFOSC2 à l'aide d'une interface graphique développée avec le logiciel MIDAS, et elles sont percées par une machine perforatrice sur les plaques métalliques qui vont être placées dans le plan focal de l'instrument. Pour percer les fentes, l'utilisateur d'EFOSC2 peut choisir entre trois pointes rectangulaires de dimensions différentes; j'ai toujours utilisé la fente intermédiaire, de 11.5" de longueur et 1.35" de largeur. Plus cette dernière quantité est petite, meilleure est la résolution des observations spectroscopiques² et plus long est le temps d'intégration nécessaire pour avoir un bon rapport signal sur bruit. La longueur des fentes peut être augmentée en alignant deux ou plusieurs perçages; cette opération peut être nécessaire, par exemple, pour avoir une meilleure soustraction du ciel quand un objet très brillant et étendu est observé. J'ai utilisé cette technique aussi pour les fentes longues à travers lesquelles observer les étoiles standard de vitesse radiale, vu qu'aucune fente longue de 1.35" de largeur n'était disponible pour l'instrument EFOSC2.

Puisque, afin d'éviter la superpositions des spectres, deux fentes consécutives ne peuvent pas se chevaucher le long de l'axe des abscisses, un masque MOS utilisé avec EFOSC2 peut comporter au maximum entre 15 et 25 fentes. À ce propos, je veux aussi souligner un problème que j'ai remarqué pendant mes observations. À cause de petits problèmes mécaniques de la machine perforatrice, il peut arriver que le masque soit percé avec une légère inclinaison de ses fentes. Non seulement ce problème détériore la résolution spectrale, mais il peut créer aussi un chevauchement des spectres dans le cas des fentes très voisines, qui par contre ne se serait pas produit en conditions normales. Il faut donc vérifier avant le début des observations si cette inclinaison n'est pas présente, par exemple en effectuant une image des fentes ou un spectre de calibration en longueur d'onde.

Acquisition des données MOS

Je vais ci-après décrire un cycle complet d'observations³ réalisées avec l'instrument EFOSC2 au télescope de 3.6 m de l'ESO, après la phase de préparation et perçage des

2. Résolution=(largeur de la fente) · (dispersion du *grism*). Puisque dans le cas du CCD d'EFOSC2 1 *pixel*=0.16", pour la fente de 1.35" de largeur utilisée en combinaison avec le *grism* 11, la résolution sera:
$$\Delta\lambda = \frac{1.35''}{0.16''/\text{pixels}} \cdot 1.55 \text{ \AA}/\text{pixels} \sim 13 \text{ \AA}$$

3. Dans toutes les observations suivantes un *binning* 2×2 des *pixels* du CCD est utilisé pour augmenter le rapport signal sur bruit des spectres.

masques.

1. **Calibrations initiales:** cette étape est effectuée avant le coucher du soleil, pour ne pas perdre de temps d'observation pendant la nuit.
 - **Bias:** 10 images du CCD sont prises sur la coupole non-éclairée pour la soustraction du *bias*
 - **Flat fields:** le masque est illuminé par une lampe incandescente; l'image obtenue (dite "*flat field*") permet de corriger les variations dans les spectres dues à une transmission plus ou moins bonne des fentes.
 - **Éclairage avec deux lampes à arc (Hélium et Argon):** l'éclairage de chaque masque (et des fentes longues pour les étoiles standards) avec ces deux lampes permet ensuite la calibration en longueur d'onde des spectres des galaxies et des étoiles standards. Pour cela, il est très important de vérifier que les spectres obtenus ne soient pas saturés. Grâce à la combinaison des raies de ces deux lampes, une bonne couverture de tout l'intervalle en longueur d'onde étudié est assurée. En outre, cette phase permet de vérifier si les fentes ne se chevauchent pas les unes les autres et si la position des fentes est correcte pour observer l'intervalle en longueur d'onde souhaité.
2. **Acquisition des spectres d'étoiles standards:** les observations des standards spectro-photométriques (pour la calibration en flux des spectres des galaxies) et des standards de vitesse radiale (pour déterminer les vitesses radiales des galaxies par la corrélation croisée, et pour établir la dispersion de vitesse interne de chaque galaxies, due à la vitesse radiale de ses étoiles quand la largeur des raies des spectres doit être mesurée de façon absolue) sont effectuées en tout début de nuit. Il est à nouveau très important d'obtenir des spectres non-saturés. Les observations de ces étoiles sont effectuées à travers des fentes longues; pour le standard de vitesse radiale il faut utiliser une fente de même largeur que celles utilisée dans les masques, et, si celle-ci n'est pas disponible, il faut la fabriquer par perçage comme décrit précédemment.
3. **Acquisitions des spectres des galaxies:**
 - Une image des fentes est réalisée par une pose d'une seconde obtenue en observant une lampe au quartz et sans spectrographe. Ensuite, le télescope est pointé en direction du champ afin d'obtenir une image d'acquisition (temps de pose ~ 60 sec). Ces deux images permettent le positionnement des objets dans les fentes correspondantes du masque. L'alignement du champ s'effectue grâce au positionnement des trois étoiles choisies auparavant dans leurs fentes; pour cela, l'image d'acquisition est visualisée, et l'utilisateur doit a) sélectionner avec la souris les trois étoiles de référence, et b) identifier les trois fentes correspondant aux étoiles sur l'image du masque. Les coordonnées des trois fentes mesurées sur l'image du masque sont comparées avec les coordonnées des objets correspondants sur l'image du champ, et le pointage du télescope est modifié jusqu'à obtenir une superposition parfaite.

- Lorsque l'alignement est réalisé, les poses spectroscopiques sont effectuées. Le temps de pose dépend fortement de la magnitude des objets à observer et des conditions d'observation. À titre indicatif, j'ai vérifié que, dans le cas d'un bon *seeing* (~ 1 arcsec), un spectre de galaxie de magnitude $V \sim 20$ obtenu après 1.5 heures d'exposition avec EFOSC2 aura un rapport signal sur bruit d'environ 10, suffisant pour obtenir une mesure fiable de sa vitesse radiale. Il est très important de diviser l'exposition totale de 1.5 h en deux poses de trois quarts d'heures chacune, puisque leur comparaison permet de détecter et d'éliminer les traces laissées par l'impact de rayons cosmiques sur le CCD.

4. Calibrations finales:

- Après l'acquisition de chaque spectre (aussi bien des galaxies que des étoiles standards) le masque (ou la fente longue) est à nouveau illuminé par les deux lampes de calibration. Cette opération est effectuée pour vérifier que la flexion subie par le spectrographe au cours du mouvement du télescope ne soit pas significative; pour cela, les positions des raies des lampes obtenues avant et après les poses spectroscopiques sont comparées.
- une autre série de 10 images du CCD est pris sur la coupole non-éclairée pour la soustraction du *bias*.

Traitement des données spectroscopiques

La figure 2.4 montre un exemple d'un champ spectroscopique obtenu avec l'instrument EFOSC2, comme on l'observe à la sortie du télescope; dans ce cas, 20 spectres ont été observés pendant 2×2700 secondes, sur un champ qui couvre 5.4×5.4 arcmin². Les bandes verticales plus ou moins sombres sont les spectres des objets contenus dans les fentes, tandis que les raies horizontales très sombres correspondent au raies du ciel. Les longueurs d'onde les plus petites (bleues) des spectres se trouvent en bas de l'image.

Les principales étapes du processus de réduction des données MOS sont décrites dans ce paragraphe. Toutes les opérations suivantes ont été effectuées avec les programmes *nao/imred/kpnoslit* de IRAF.

1. **Soustraction du biais** (*i.e.* la valeur des *pixels* du CCD lorsque celui ci n'est pas éclairé).

Les 20 biais obtenus au début et à la fin de chaque nuit d'observation sont regroupés en une seule image par le programme *imcombine*. La valeur finale de chaque *pixel* du biais total correspond à la médiane des 20 valeurs observées pour ce *pixel* (paramètre *combine* de *imcombine* = "*median*"). Dans certains cas, les biais sont contaminés par des *pixels* de forte intensité lumineuse; dans ce cas, soit les biais problématiques sont écartés, soit la médiane est effectuée en rejetant les *pixels* dont les valeurs sont au dessus d'une certain seuil $n\sigma$ (où, dans *imcombine*, n est fixé par le paramètre *hsigma*, et l'option "*avsigclip*" est choisie pour le paramètre *reject*). Le biais total obtenu est enfin soustrait de chaque pose scientifique (spectres des galaxies et des étoiles) par le programme *imarith*.

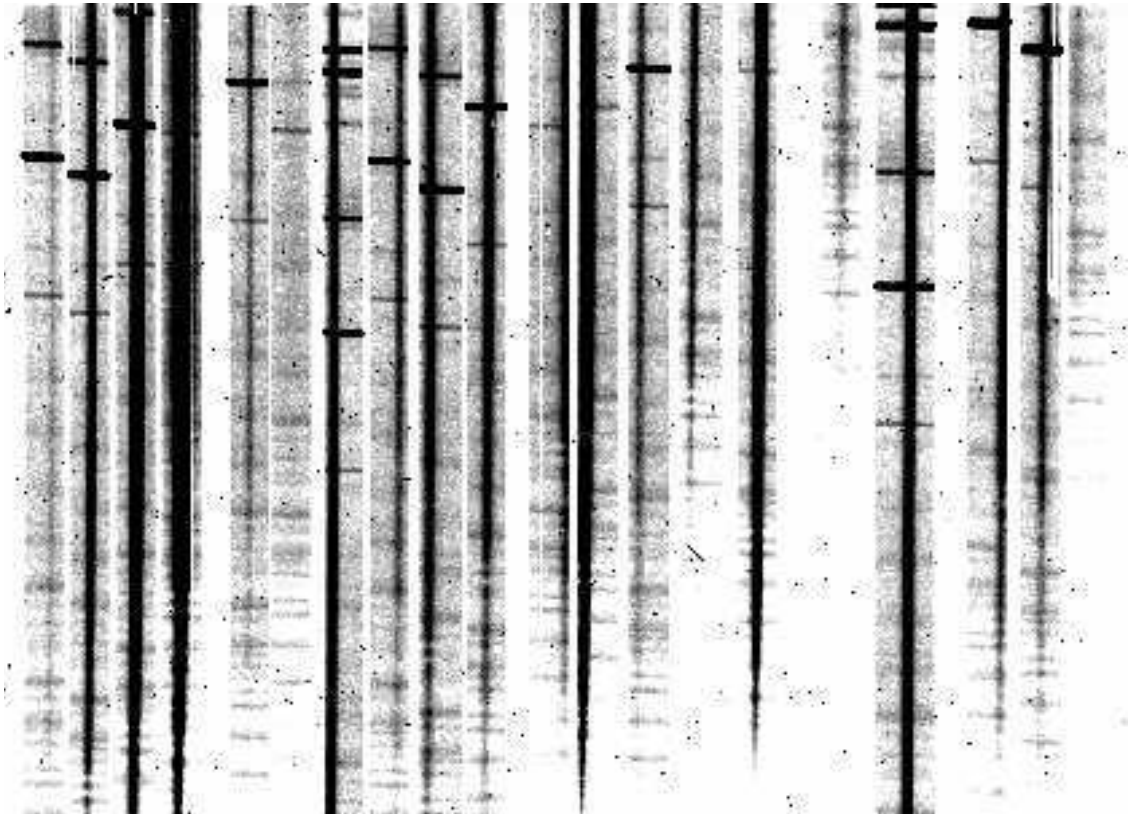


FIGURE 2.4 – Exemple d'une pose spectroscopique obtenue avec EFOSC2

2. **Élimination des rayons cosmiques** (*i.e.* tous les points sombres visibles dans la figure 2.4 dûs au fait que, pendant un temps d'exposition de l'ordre de 1 heure, près d'un millier de rayons cosmiques frappent le détecteur).

Cette phase est importante puisque a) si un rayon cosmique se superpose au spectre de la galaxie, il peut être confondu avec une raie en émission (surtout s'il n'est pas trop intense; dans le cas contraire il est plus facile de le différencier), ou b) s'il est présent dans le ciel, il peut provoquer une fausse raie en absorption lors de la soustraction du ciel (voir phase 3). L'élimination des rayons cosmiques est effectuée en comparant les deux images de chaque champ obtenues grâce à deux poses avec le même temps d'exposition⁴. Cette opération est effectuée en associant les deux images avec le programme *imcombine*; les paramètres suivants sont utilisés:

- *combine* = *average*
- *reject* = *ccombine*

4. Il peut arriver que, pendant la deuxième pose, le télescope ait des problèmes, et donc on se retrouve avec une seule image des spectres. Si leur rapport signal sur bruit est quand même suffisant pour obtenir les vitesses radiales des objets correspondants ($S/B > 5$), l'élimination des rayons cosmiques peut être effectuée grâce aux programmes "*Kappa*" et "*Figaro*" du paquet *Starlink*, qui peuvent être récupérés à la page WEB <http://star-www.rl.ac.uk/>.

- $h\sigma \sim 2-3$ (il faut le faire varier jusqu'à quand une image sans cosmiques est obtenue)

Dans ce cas, le programme calcule, pour chaque *pixel*, le flux moyen enregistré au cours des deux poses. La dispersion en flux de chaque image (σ) est déterminée sur la base du bruit de lecture et du “*gain*” du CCD (fixés par l'utilisateur avec les paramètres “*rdnoise*” et “*gain*”). Enfin, avant d'associer les images avec *imcombine* comme décrit dans le cas du biais, les *pixels* ayant une intensité supérieure à $h\sigma \times \sigma$ sont rejetés, et leurs valeurs sont remplacées par celles des *pixels* correspondants de l'autre pose. Lors de cette phase, il faut faire attention à ne pas soustraire une partie du flux des spectres observés. Pour cela, les deux poses des spectres sont regroupées aussi sans aucune rejection, et l'image sans cosmiques obtenue est soustraite de cette dernière image avec les cosmiques. L'opération de soustraction des rayons cosmiques a été effectuée correctement si le résultat de cette soustraction est une image ne comportant que les points sombres correspondant aux cosmiques. Les spectres de figure 2.4 après le nettoyage des rayons cosmiques sont montrés dans la figure 2.5.

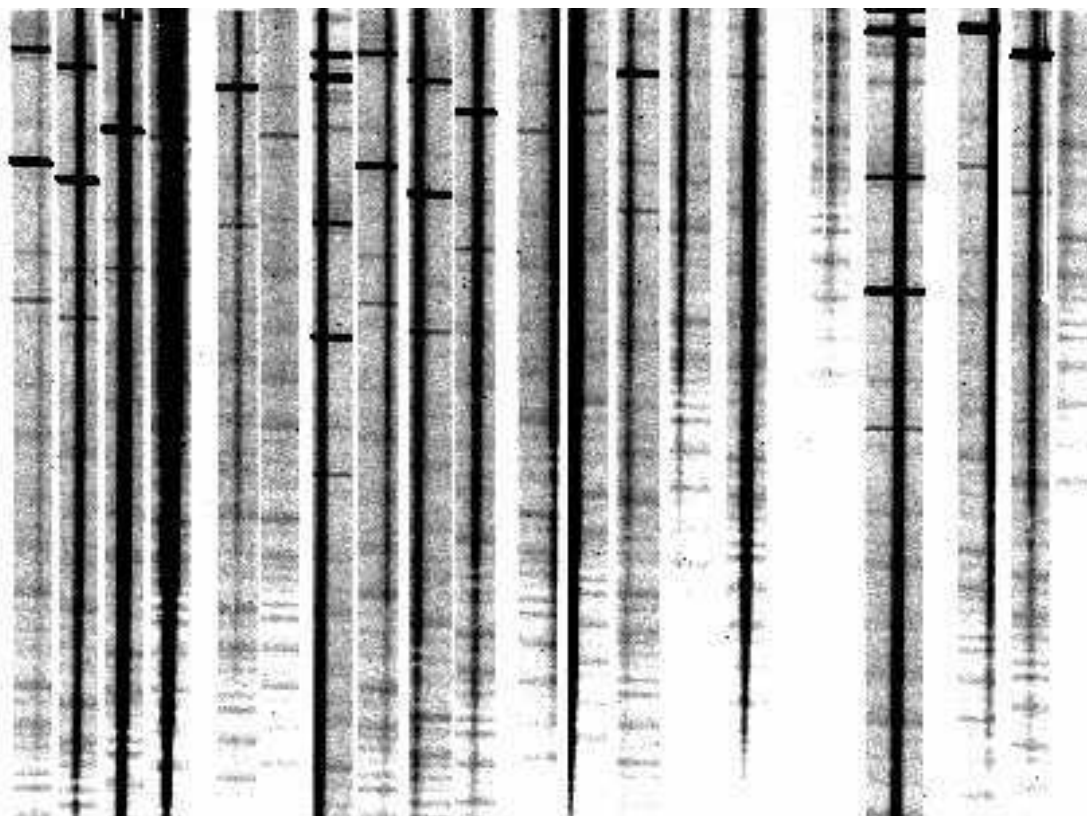


FIGURE 2.5 – Image 2.4 nettoyée des rayons cosmiques.

3. Extraction des spectres des galaxies.

Il faut d'abord extraire les spectres individuels à partir de l'image bidimensionnelle.

Dans ce but, la longueur et le centre en *pixel* de chaque fente sont mesurés par l'utilisateur sur l'image des fentes du champ observé à l'aide du programme itératif *tvmark*. Un programme *fortran* extrait en suite les 20 spectres. Grâce au programme *apall*, on va pouvoir créer un spectre à une dimension à partir de l'image individuelle bidimensionnelle. Sur une section horizontale du spectre bidimensionnel (voir figure 2.6), l'utilisateur choisit interactivement les colonnes qui seront utilisées pour extraire le spectre de la galaxie (entre S1 et S2 dans la figure 2.6) et pour la soustraction du ciel (entre C1a et C2a, et entre C1b et C2b). Ces opérations sont ensuite effectuées automatiquement par le programme *apall*, qui fournit en sortie le spectre unidimensionnel et non-calibré en longueur d'onde de chaque galaxie.

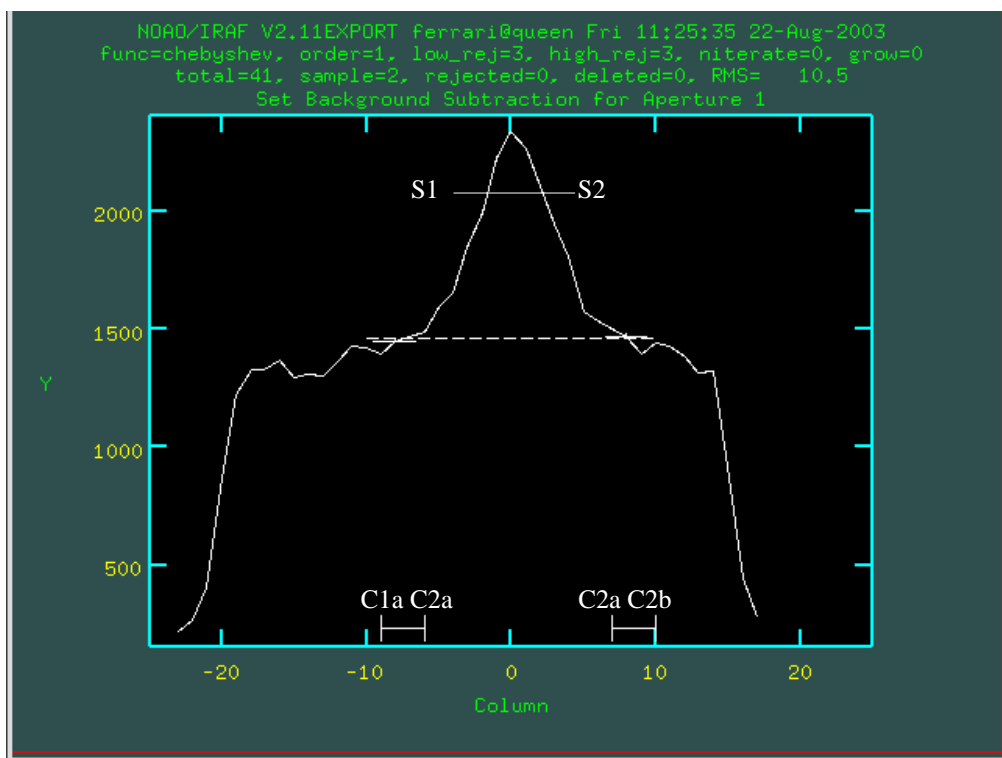


FIGURE 2.6 – Profil de l'objet le long de la fente. La ligne en tirets montre le niveau auquel le ciel est soustrait.

4. Calibration en longueur d'onde.

Les mêmes opérations effectuées pour l'extraction des spectres des galaxies sont répétées pour les spectres des lampes de calibration (He-Ar). Dans ce cas, les limites S1 et S2 utilisées pour l'extraction du spectre dans le programme *apall* sont fixées à celles utilisées pour le spectre de la galaxie à calibrer. Les raies de la lampe de calibration sont alors identifiées afin de calculer la relation de dispersion reliant la position des *pixel* à la longueur d'onde. Cette relation est obtenue par l'ajustement d'un polynôme grâce aux raies de la lampe de longueurs d'onde connues, et elle est effectuée par le programme *identify*, après que l'utilisateur ait identifié interactivement un certain nombre (≥ 5) des raies d'Helium et d'Argon

(voir figure 2.7). Enfin, le programme *refspec* assigne à chaque spectre de la pose scientifique le spectre de calibration correspondant, et la fonction de dispersion est linéarisée, convertie en une grille en longueur d'onde et appliquée au spectre de la galaxie par le programme *dispcor*. En sortie, on obtient le spectre calibré en longueur d'onde de chaque galaxie qui est inspecté visuellement. Il peut arriver que des raies du ciel (les plus fortes en intensité) ne soient pas totalement enlevées. Dans ce cas, le spectre de l'objet est nettoyé interactivement grâce au programme *splot*.

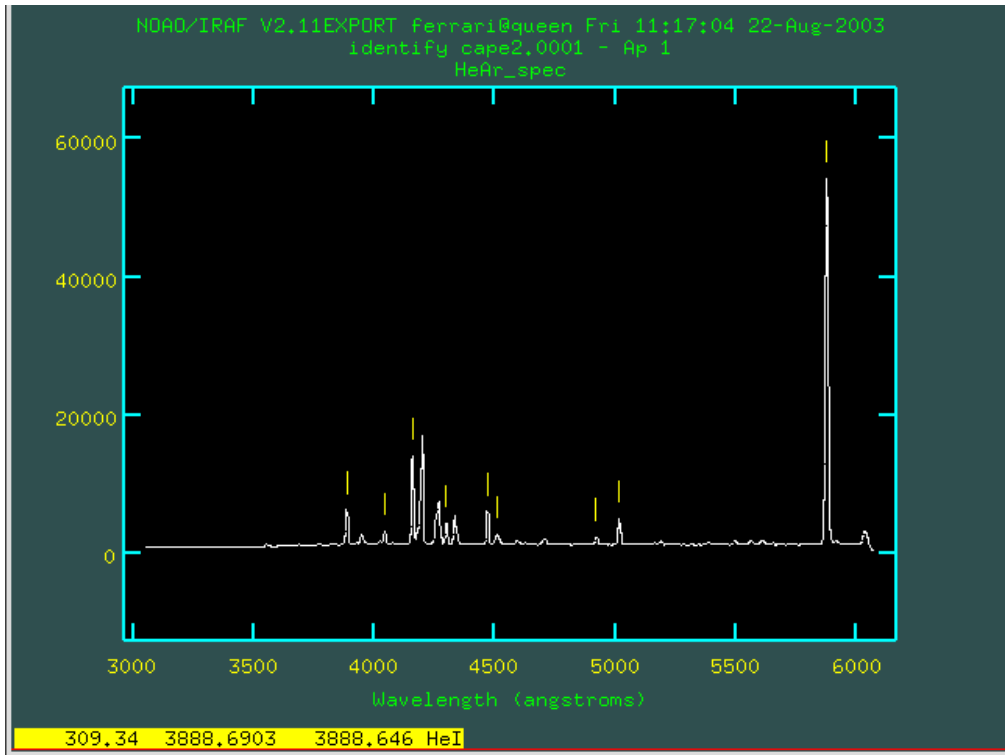


FIGURE 2.7 – Exemple d'un spectre d'He-Ar.

Les spectres des étoiles standards sont extraits de façon analogue à ceux des galaxies.

5. Détermination de décalage vers le rouge (z).

Les spectres des galaxies peuvent présenter soit seulement des raies en absorption, soit des raies en absorption et en émission. Les galaxies dont les spectres ont des raies en émission sont des galaxies riches en gaz, et une mesure de leur décalage spectral est obtenue à partir de ces raies en émission. Par contre, dans le spectre des galaxies elliptiques, seules des raies en absorption apparaissent, causées par une absorption du continu stellaire dans les régions externes des étoiles par les métaux tels que le Calcium (Ca), le magnésium (Mg), le Fer (Fe), ou le Sodium (Na). Pour les galaxies dont les spectres ne présentent pas de raie en émission, le décalage spectral est obtenu avec la méthode développée par Tonry & Davis (1979): la corrélation croisée (*cross-correlation*) [269]. Cette méthode consiste à faire glisser le spectre d'une ou plusieurs étoile de types tardives choisies comme référence sur le spectre de la galaxie dont nous recherchons le z . Puis, pour chaque position, l'intégrale

RAIE	λ [Å]
[OII]	3727.3
H_δ	4101.7
H_γ	4340.5
H_β	4861.3
[OIII]a	4958.9
[OIII]a	5006.8

TABLEAU 2.2 – Principales raies en émission dans l'intervalle en longueur d'onde entre 3700 et 5010 Å.

Nombre de nuits d'observation	8
Nombre d' amas traités	4
Nombre de spectres traités	~ 650
Nombre de z obtenus	~ 400

TABLEAU 2.3 – Bilan de mon travail d'observation et réduction des données MOS.

de la multiplication des deux spectres est calculée (R). Lorsque les raies des deux spectres se superposent parfaitement, la valeur de cette intégrale est maximale et la courbe donnant le résultat de cette multiplication présente un pic. L'abscisse de ce pic correspond à la valeur du décalage spectral de la galaxie par rapport à celui de l'étoile de référence. Ces opérations sont effectuées par le programme *xcso* dans le logiciel *rvsao*, qui donne en sortie la vitesse radiale de la galaxie observée (*cz*). Comme règle, le *redshift* sélectionné correspond au paramètre R le plus élevé. Souvent, dans le cas d'objets avec un rapport signal sur bruit faible, je procède de façon itérative pour trouver leur *z*. Le programme *xcso* en effet permet, après avoir sélectionné une raie, d'indiquer son nom (*e.g.* Mg, Na, H, K, etc...), et, en sortie, il fournit le décalage vers le rouge correspondant et l'endroit où les autres raies seraient placées dans ce cas. Dans le cas des galaxies à raies d'émission la corrélation croisée du spectre de la galaxie avec une étoile de type tardif ne donne pas un résultat fiable; pour cette raison, j'identifie plusieurs raies en émission sur le spectre et j'obtiens les décalages vers le rouge correspondants. S'ils sont en bon accord entre eux (ce qui est généralement le cas) je garde la valeur de *z* correspondant à la raie la plus intense non saturée (en général [OII]). Une liste des principales raies en émission observées dans l'intervalle en λ sur nos spectres se trouve dans le tableau 2.2, et deux spectres, un avec et un sans raies d'émission, peuvent être comparés dans la figure 2.8.

À la fin de toutes ces opérations, un catalogue avec les positions dans le ciel et les vitesses radiales des galaxies observées est obtenu.

Un bilan du travail que j'ai effectué pendant ma thèse pour l'observation et la réduction des données de spectroscopie multi-objets est résumé en tableau 2.3.

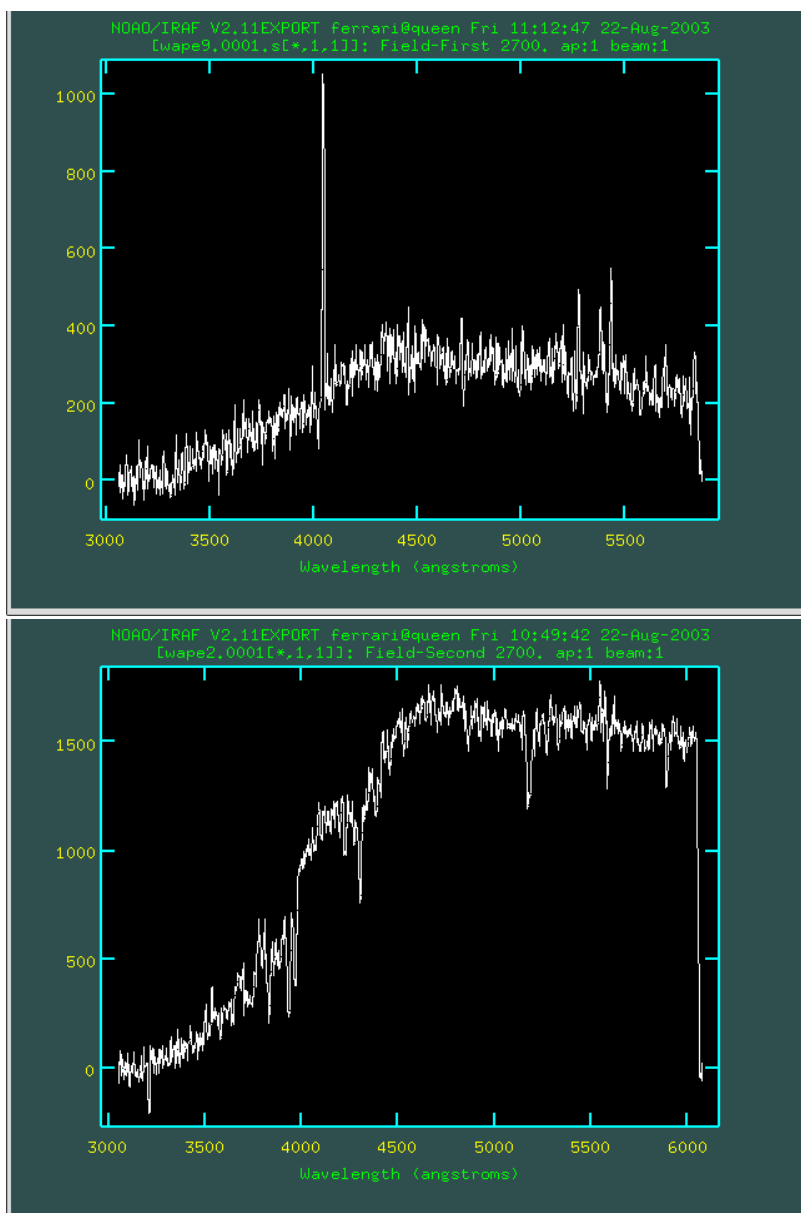


FIGURE 2.8 – Exemples de galaxies avec (en haut) et sans (en bas) raies en émission.

2.3 Méthodes utilisées pour l'analyse des données

2.3.1 Caractérisation des sous-structures dans la distribution de densité des galaxies

Introduction

Les sous-structures dans un amas de galaxies ont été initialement définies comme des pics multiples de la densité de surface du système sur des échelles spatiales plus grandes que les dimensions typiques des galaxies [53]; la “densité de surface” se réfère soit à la

distribution des galaxies, soit à l'émission en rayons X due au MIA, soit à la matière sombre. Les dimensions des sous-structures détectées sont en général de 0.4 à 0.6 Mpc, et leurs masses sont typiquement près de 10% de celles des amas hôtes. Des composantes plus étendues et massives, comme celles qui constituent les amas bimodaux, sont moins fréquentes puisque elles ont été détectées seulement dans 10%-20% des amas observés. Enfin, des sous-structures de petites dimensions (≤ 0.2 Mpc) ont également été détectées; il s'agit alors du cas d'une galaxies brillante entourée par des galaxies naines (Girardi & Biviano 2002 [143] et références incluses). Pour comprendre la nature physique de ces différents types de sous-structures, elles ont été divisées en quatre classes [289]:

1. les restes des systèmes de galaxies qui ont subi, ou sont en train d'expérimenter, un phénomène de fusion qui va produire un amas riche. Ce type de sous-structures est propre aux amas dynamiquement jeunes;
2. les sous-structures situées dans un amas relaxé, probablement dues à la chute de groupes de galaxies gravitationnellement liés qui se trouvent dans la phase de destruction due aux effets de marée à l'intérieur de l'amas principal;
3. les groupes de galaxies liés à l'amas, mais localisés à l'extérieur de sa région virialisée;
4. les groupes de galaxies non-liés dynamiquement, semblables à des sous-structures seulement parce que vus en projection dans la région centrale de l'amas.

La recherche et l'analyse systématiques de la présence de sous-structures dans les amas de galaxies commença dans les années 70, quand les simulations numériques de White (1976) [292] indiquèrent que, dans le cadre du modèle "*bottom-up*", les amas se forment par la coalescence de systèmes de masse inférieure. Les premières études de ce type furent développées par Baier & Ziener (1977) [13] et par Geller & Beers (1982) [132] en optique, et par Forman & Jones (1982) [119] en X. La présence de sous-amas s'est ensuite révélée comme étant un phénomène très courant dans les amas de galaxies. Des études statistiques ont montré que 30% à 50% des amas montrent des concentrations multiples dans la distribution de leurs galaxies et/ou de leur gaz ([286, 117, 80, 143] et références incluses). La fraction d'amas présentant des sous-structures est encore plus élevée ($\sim 80\%$) lorsque l'on inclut les amas présentant une distribution des vitesses multi-modale [34]. Ce type de test est plus sensible aux groupes de galaxies subissant des processus de fusion le long de la ligne de visée, qui ne sont par contre pas détectables dans les distributions projetées du gaz et des galaxies. À l'extrême, Flores *et al.* (2000) se demandent donc si les amas ne présentant aucune sous-structure ni dans la densité projetée, ni dans la distribution des vitesses, ne pourraient pas être constitué par des systèmes de deux groupes de masse comparable en coalescence le long de la ligne de visée, et qui ont décéléré après la collision de leurs cœurs. Dans ce cas, la géométrie du processus de fusion "cacherait" la présence de sous-structures dans la distribution des galaxies, et aucune signature de phénomènes dynamiques en cours ne pourrait être observée dans la distribution des vitesses puisque les sous-amas sont presque au repos l'un par rapport à l'autre [117].

Puisque aux longueurs d'onde optiques la présence de sous-structures est signalée par leurs distributions spatiale et/ou de vitesse, différents tests ont été conçus pour quantifier

la présence de sous-amas. Ces méthodes se divisent en trois classes: a) monodimensionnelles, qui analysent la distribution des vitesses radiales des galaxies (cz), b) bidimensionnelles, basés sur la position projetée des galaxies sur le plan du ciel (ascension droite et déclinaison), et c) tridimensionnelles, qui utilisent aussi bien les deux coordonnées spatiales, que la troisième coordonnée, correspondant à la vitesse radiale des galaxies. Les simulations à N-corps de Pinkney *et al.* (1996) ont montré que, en général, plus la dimension du test est élevée, plus il est sensible à la présence de sous-structures [229]. De toutes façons, la sensibilité de chaque méthode dépend fortement de l'angle α entre la ligne de visée et l'axe de collision des sous-amas. Les tests 3D sont peu sensibles quand l'axe de la fusion est perpendiculaire à la ligne de visée ($\alpha = 90^\circ$), mais ils sont très appropriés pour des valeurs intermédiaires de α ($45^\circ - 60^\circ$). Les tests 2D et 1D sont exactement complémentaires, puisque les uns sont très sensibles aux cas avec $\alpha = 90^\circ$, les autres aux cas avec $\alpha = 0^\circ$ [229]. L'application d'une batterie de tests multidimensionnels basés sur les positions et/ou les vitesses des galaxies permet donc de détecter les sous-structures dans la plupart des cas. L'unique configuration du processus de fusion pour laquelle aucune sous-structure n'est détectable en optique est la collision perpendiculaire à la ligne de visée observée au moment de la traversée des cœurs des sous-groupes en interaction. Dans ce cas, ce sont les données en rayons X qui permettent de révéler la présence de phénomènes typiques des phases centrales de la coalescence entre amas, *i.e.* des chocs, des températures élevées, et une morphologie irrégulière des distributions de la densité et de la température du gaz.

Dans ce paragraphe sont détaillées les méthodes que j'ai utilisé pour la détection d'éventuelles sous-structures dans la distribution de densité (bi et tridimensionnelle) des galaxies des amas analysés. Dans le paragraphe 1.6.1 j'explique brièvement comment quantifier la présence de sous-structures dans la distribution du gaz; je ne détaillerai pas plus cette méthode car elle ne rentre pas dans le cadre de mon travail de thèse. L'analyse de la distribution des vitesses des galaxies, et les effets dynamiques des sous-structures sur la détermination de la masse des amas seront traités respectivement dans les paragraphes 2.3.2 et 2.3.3.

Cartes de densité optique

Nous avons examiné la distribution projetée des galaxies à l'intérieur et autour des amas observés à partir des leurs cartes d'iso-densité construites en utilisant l'algorithme de Dressler (1980) [90] sur nos catalogues photométriques. Le champ à étudier est réparti en N_l lignes et N_c colonnes, et la densité locale de chaque élément de résolution ("*pixel*") est calculée par la relation suivante:

$$\rho = \frac{N_{gal}}{\pi R_{N_{gal}}^2},$$

où $R_{N_{gal}}$ est la distance de la $N_{gal}^{ème}$ galaxie la plus voisine au *pixel* considéré. Les effets de bords ont été aussi pris en considération. Pour que le nombre de galaxies par *pixel* soit suffisant afin de ne pas introduire d'artefacts dans les cartes d'iso-densité, il est de règle

que $\frac{N_{gal}}{N_l N_c} \geq 3 - 4$. Les fluctuations de densité à différentes échelles spatiales sont plus ou moins évidentes suivant la valeur choisie pour N_{gal} ; plus la valeur de N_{gal} est faible, plus la structure fine de l'amas émerge. Des valeurs de N_{gal} plus élevées mettent en évidence par contre l'analyse de la structure à grande échelle du système (voir par exemple figure 2.9). Pour étudier la distribution en couleur et en magnitude des galaxies de l'amas, différentes combinaisons et coupures ont été appliquées à nos catalogues multi-couleurs (BVRI).

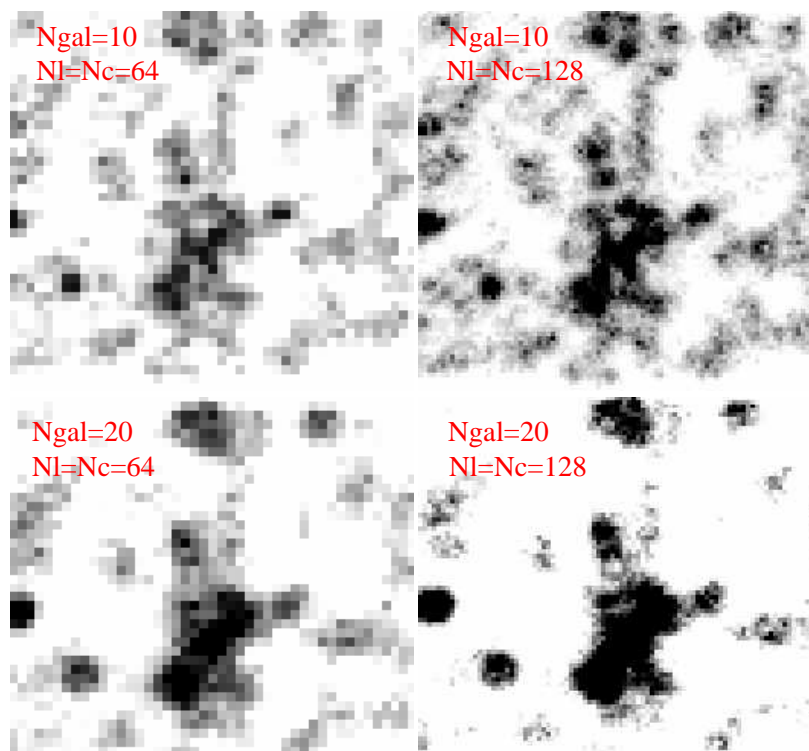


FIGURE 2.9 – Cartes d'iso-densités de la distribution projetée des galaxies avec $I_{AB} \leq 20$ dans le champ central d'A521 (40×40 arcmin²), obtenues pour différentes valeurs des paramètres N_{gal} , N_l et N_c .

Un algorithme classique de segmentation d'image a été utilisé pour caractériser quantitativement les sous-structures émergentes des cartes d'iso-densité. L'utilisateur fixe un niveau de seuillage (*e.g.* 3 fois la déviation standard de la carte d'iso-densité), et l'algorithme de segmentation détermine le nombre de domaines présents dans la carte analysée, *i.e.* les ensembles connexes de *pixels* au dessus du seuil. La position du *pixel* ayant la densité la plus élevée, les deux premiers moments géométriques ou barycentriques, la surface totale et le "flux" englobé (en unité de galaxies/deg²) sont calculés pour chaque domaine. Ces quantités sont ensuite ramenées à des grandeurs physiques simples, comme l'ellipticité et l'angle de position, et la morphologie des sous-structures détectées est décrite et modélisée par des ellipses. Le profil radiale de chaque domaine est reconstruit en moyennant avec réjection itérative à 3σ l'intensité des *pixels* au sein des couronnes homothétiques à l'ellipse de forme associée à l'objet. Nous avons appliqué cette technique pour construire

et analyser la carte d'iso-densité de la distribution projetée des galaxies dans le champ central d'A3921. En seuillant à 3 fois la déviation standard de la carte d'iso-densité optique, deux sous-structures ont été détectées et modélisées; les axes majeur et mineur de chaque ellipse ont été fixés en évaluant à quelle distance du centre de chaque sous-structure son profil commence à être affecté par les galaxies de l'autre composante. Les résultats sont présentés dans la figure 2.10.

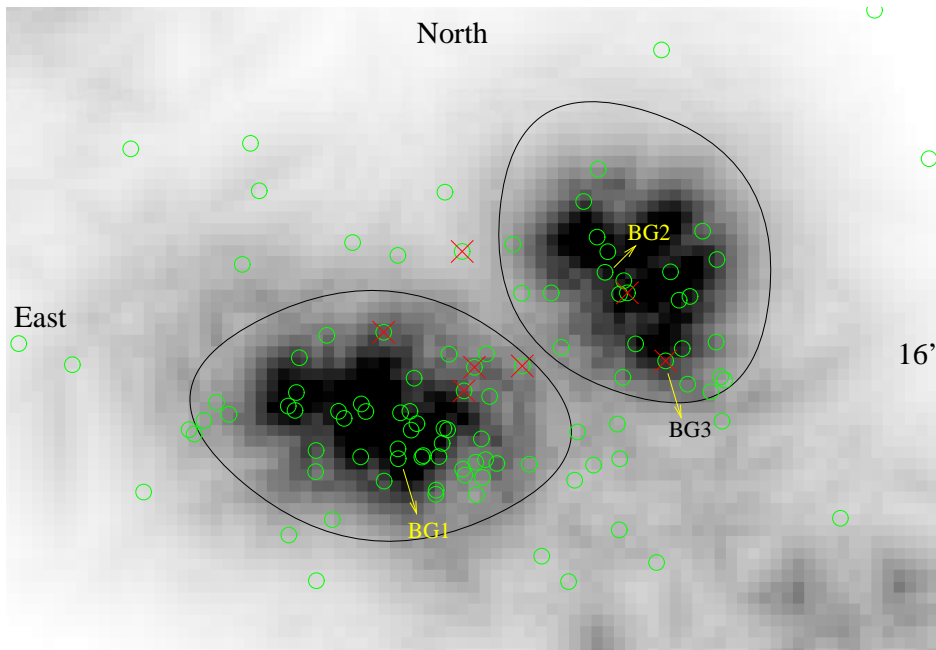


FIGURE 2.10 – Carte d'iso-densité de la distribution projetée des galaxies de la séquence principale de l'amas (voir paragraphe 2.3.6), dans les $26' \times 16'$ centrales, avec $I < 17$. Les cercles montrent les positions des galaxies qui appartiennent à l'amas, tandis que les croix correspondent aux galaxies avec raies en émission. Les positions des trois galaxies les plus brillantes de l'amas ont aussi été indiquées. Le champ central d'A3921 a une structure bi-modale; les deux ellipses identifient l'amas principal (sud-est) et un groupe de galaxies dans la région nord-ouest (d'après Ferrari et al. (2003b) [116]).

Méthodes tridimensionnelles de détection des sous-structures

L'existence d'une corrélation entre les positions et les vitesses des galaxies dans les amas est l'indication la plus forte de la présence de sous-structures, puisqu'une telle corrélation est incompatible avec une distribution d'objets relaxée. Les tests 3D qui combinent l'information sur les positions et les vitesses des galaxies, et qui ont comme hypothèse nulle l'absence d'une corrélation entre ces deux quantités, sont donc les méthodes les plus fiables pour détecter la présence de sous-amas [143, 229]. Dans ce paragraphe sont décrits les in-

dicateurs des sous-structures 3D que j'ai utilisé pendant ma thèse.

Le test tridimensionnel de détection des sous-structures le plus classique est la statistique Δ , introduite par Dressler & Shectman en 1988 [86]. Après avoir identifié les 10 galaxies les plus voisines de chaque objet i de l'échantillon observé, leur vitesse moyenne ($\bar{v}_{loc,i}$, pour $i = 1, \dots, N$, où N est la taille de l'échantillon) et leur dispersion de vitesse ($\sigma_{loc,i}$) sont calculées. Le test de Dressler & Shectman Δ compare de façon cumulative ces mesures locales aux valeurs correspondantes évaluées sur tout l'amas (\bar{v} , σ):

$$\delta_i^2 = (11/\sigma^2) [(\bar{v}_{loc,i} - \bar{v})^2 + (\sigma_{loc,i} - \sigma)^2] \quad (2.1)$$

$$\Delta = \sum_{i=1}^N \delta_i \quad (2.2)$$

Le paramètre δ reflète la différence entre la cinématique et la dynamique locales dans les environs de chaque galaxie et la cinématique et la dynamique globales de l'amas; une valeur de δ élevée peut donc indiquer la présence d'une sous-structure dans la distribution des galaxies environnante. Si chaque objet i de l'amas est représenté par un cercle de rayon pondéré par le δ_i correspondant, les lieux correspondant à des sous-structures peuvent être détectés visuellement comme les cercles les plus grands (voir par exemple dans la figure 2.11 les résultats que j'ai obtenus dans le cas d'A521). Les galaxies qui contribuent le plus à la valeur totale de Δ sont donc celles situées dans les sous-structures dynamiquement distinctes du reste de l'amas. En l'absence de sous-amas, cette statistique vaut environ N , tandis que sa valeur augmente pour les amas non relaxés. Son niveau de signification est estimé par la technique de ré-échantillonnage Monte Carlo et 1000 simulations *bootstrap*: les histogrammes des vitesses et des positions ne changent pas, mais les deux quantités sont mélangées de façon telle que leurs corrélations éventuelles sont effacées. La comparaison entre le Δ observé et les 1000 Δ s correspondant aux simulations permet d'obtenir le niveau de signification de l'hypothèse nulle, égale à la probabilité que $\Delta_{sim} > \Delta_{obs}$. Par convention, dans ce type de tests l'hypothèse nulle est rejetée si son niveau de signification est inférieur à 0.10, *i.e.* la présence de sous-structures dans les amas analysés est confirmée si moins de 10% des réalisations aléatoires a donné un Δ supérieur à celui observé.

La méthode proposée par Dressler & Shectman (1988) a été modifiée successivement par Girardi *et al.* (1997), qui ont introduit deux nouveaux estimateurs cinématiques pour prendre en considération séparément les différences entre la vitesse moyenne et la dispersion des vitesses locales ($\bar{v}_{G,loc,i}$ et $\sigma_{G,loc,i}$), et les grandeurs globales correspondantes (\bar{v} , σ) [145]. $\bar{v}_{G,loc,i}$ et $\sigma_{G,loc,i}$ caractérisent la distribution des vitesses des n galaxies contenues dans un cercle de rayon R , fixé par l'utilisateur, et centré sur la $i^{\text{ème}}$ galaxie. Les deux nouveaux estimateurs sont définis comme:

$$\rho_{S,i} = n \left(\frac{\sigma}{\sigma_{G,loc,i}} \right)^2 \quad (2.3)$$

$$\rho_{V,i} = n \left(\frac{\bar{v}_{G,loc,i} - \bar{v}}{\sigma} \right)^2 \quad (2.4)$$

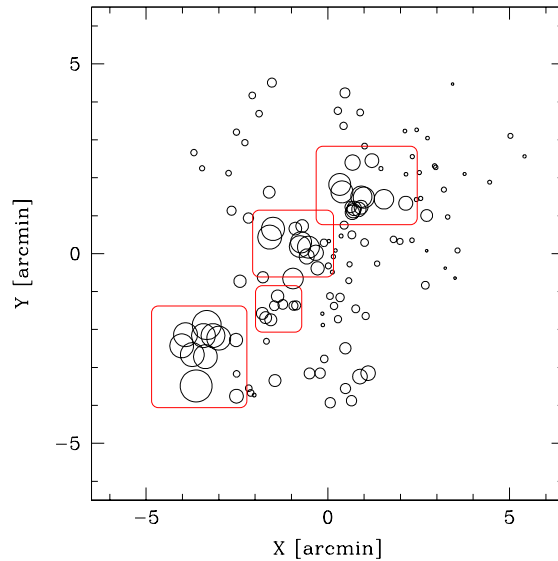


FIGURE 2.11 – Exemple d'application du test Δ de Dressler & Shectman 1988 [86]. Les positions projetées sur le plan du ciel des galaxies appartenant à l'amas A521 ont été indiquées par des cercles de dimensions variables. Le rayon de chaque cercle a été pondéré par le paramètre δ_i correspondant à la galaxie par la relation: $r_i \propto e^{\delta_i}$. Les cercles les plus grands correspondent donc aux galaxies dont la cinématique locale diffère significativement de la cinématique globale du système, et ils reflètent probablement la présence d'une sous-structure. Les positions probables des sous-amas détectés sur la base de ce test ont été entourées par des rectangles rouges.

Les régions caractérisées par une dispersion de vitesse faible vont donc avoir une valeur élevée de $\rho_{S,i}$, tandis que $\rho_{V,i}$ sera élevé si la vitesse moyenne locale est nettement différente de la vitesse moyenne de l'amas. Les indicateurs cinématiques normalisés sont dans ce cas:

$$\delta_{S,i} = \frac{\rho_{S,i}}{\frac{\sum_{j=1}^N \rho_{S,j}}{N}} \quad (2.5)$$

$$\delta_{V,i} = \frac{\rho_{V,i}}{\frac{\sum_{j=1}^N \rho_{V,j}}{N}} \quad (2.6)$$

Ces indicateurs peuvent être utiles par exemple pour détecter a) des régions caractérisées par une dispersion de vitesse extrêmement basse, comme des groupes de galaxies dynamiquement liés et en train de tomber sur l'amas principal, ou b) des groupes de galaxies avec une vitesse moyenne trop élevée par rapport à celle de l'amas pour en faire partie (*outliers*).

Le test α (dit du “*centroid shift*”), introduit par West & Bothun en 1990, mesure le déplacement du centroïde de la distribution des galaxies en fonction de l'intervalle de vitesse radiale considéré [289]. Pour chaque objet i de l'échantillon, les dix galaxies les plus

voisines dans l'espace des vitesses sont identifiées, et leur centroïde $(x_{c,i}, y_{c,i})$ est calculé. Pour que les galaxies localisées dans les éventuelles sous-structures puissent contribuer le mieux à la valeur du centroïde, chaque objet est pondéré par sa dispersion de vitesse locale, calculée comme dans le cas du test Δ :

$$x_{c,i} = \frac{\sum_{i=1}^{11} x_i w_i}{\sum_{i=1}^{11} w_i} \quad (2.7)$$

$$y_{c,i} = \frac{\sum_{i=1}^{11} y_i w_i}{\sum_{i=1}^{11} w_i}, \quad (2.8)$$

où $w_i = \frac{1}{\sigma_{loc,i}}$. Pour mesurer l'effet de la corrélation entre la cinématique locale et la distribution projetée des galaxies, la distance projetée entre le centroïde de chaque groupe de 11 galaxies $(x_{c,i}, y_{c,i})$ et celui de l'amas total (x_c, y_c) est calculée:

$$\gamma_i = [(x_c - x_{ci})^2 + (y_c - y_{ci})^2]^{1/2} \quad (2.9)$$

La quantité α est définie comme la moyenne des γ_i sur les N galaxies de l'amas:

$$\alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \gamma_i \quad [\text{arcmin}] \quad (2.10)$$

Comme dans le cas du test Δ , des valeurs élevées de γ_i sont associées à des galaxies avec une cinématique locale significativement différente de celle globale, et le niveau de signification de la statistique α peut être estimé par 1000 simulations Monte Carlo. Leur valeur moyenne ($\overline{\alpha_{sim}}$) et leur déviation standard ($\sigma_{\alpha_{sim}}$) sont calculées, et le niveau de signification du test est établi avec les règles suivantes:

- si $|\alpha_{obs} - \overline{\alpha_{sim}}| > 3 \sigma_{\alpha_{sim}}$, la présence de sous-structures est très probable (niveau de signification $< 1\%$);
- si $2 \sigma_{\alpha_{sim}} < |\alpha_{obs} - \overline{\alpha_{sim}}| < 3 \sigma_{\alpha_{sim}}$, la présence de sous-structures est moyennement probable (niveau de signification $< 5\%$);
- pour des déviations inférieures à $2 \sigma_{\alpha_{sim}}$, West & Bothun (1990) suggèrent que la présence de sous-structures peut être statistiquement exclue.

Bird (1994) a introduit un troisième test cinématique (ϵ), qui se distingue des autres pour deux raisons: a) il ne considère pas un nombre constant d'objets voisins à chaque galaxie (10 dans les cas précédents), mais une valeur qui dépend de la dimension N de l'échantillon (\sqrt{N}); cette différence devrait permettre d'augmenter la sensibilité pour détecter les structures significatives (Bird 1994 et références incluses [34]); b) son diagnostic combine directement l'information sur la position projetée et la vitesse radiale des galaxies, tandis que dans les tests Δ et α les positions et les vitesses sont utilisées seulement pour identifier les 10 objets plus voisins sur le plan du ciel et dans l'espace des vitesses respectivement.

La statistique pour la détection des sous-structures est définie par l'équation suivante:

$$\epsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N M_{PM,i} [M_{\odot}], \quad (2.11)$$

où $M_{PM,i}$ est la masse projetée (définie dans le paragraphe 2.3.3 (Eq. 2.17) et dans laquelle interviennent aussi bien le carré de la vitesse que la position de chaque objet) du système constitué par la $i^{\text{ème}}$ galaxie et ses \sqrt{N} galaxies plus voisines. Ce test est normalisé avec la technique suivie pour le test Δ (*i.e.* par 1000 simulations Monte Carlo, et en calculant la probabilité que $\epsilon_{sim} > \epsilon_{obs}$).

Les simulations de Pinkney *et al.* (1996) montrent que la combinaison de ces tests tridimensionnels permet la détection des sous-structures même pour des échantillons plutôt petits ($N \sim 30$). La méthode la plus sensible est en général la statistique Δ , pour laquelle, en plus, la représentation graphique peut aider à identifier les sous-amas. Dans certains cas, cependant, les tests ϵ et α sont plus sensibles, en particulier quand les amas se trouvent dans un état de post-fusion et les sous-structures sont dispersées [229].

J'ai aussi utilisé la méthode dite "*h-tree*" qui révèle l'éventuelle présence de sous-structures grâce à leur influence dynamique directe sur les amas de galaxies [259]. Ce diagnostic utilise une méthode hiérarchique, basées sur la dynamique des galaxies de l'échantillon observé, pour détecter et caractériser les sous-structures dans les amas. Le schéma de la technique hiérarchique sur un échantillon de N galaxies est le suivant:

1. au début, chaque galaxie est considérée comme une sous-structure à part, et donc l'échantillon est divisé en N groupes (G_1, G_2, \dots, G_N);
2. un paramètre et une fonction "d'affinité" (s et $S(s)$) sont définis, et une matrice S_{ij} est construite. Elle donne les valeurs de S entre chaque couple de groupes (G_i, G_j);
3. les deux groupes G_k et G_l avec l'affinité la plus élevée ($\min(S_{ij})$) sont extraits et sont considérés comme un nouveau groupe unique G_{kl} . Il ne reste maintenant plus que $N - 1$ groupes;
4. cette procédure est répétée jusqu'à ce que les N galaxies soient contenues dans un seul groupe.

Le programme de Serna & Gerbal (1996) permet aussi de visualiser les résultats de cette méthode grâce à une structure en arbre (voir figure 2.12 pour un exemple). Puisque la technique *h-tree* se propose de détecter les sous-structure dynamiquement liées, Serna et Gerbal (1996) ont choisi l'énergie de liaison entre les galaxies comme paramètre d'affinité:

$$E_{ij} = -G \frac{m_i m_j}{|r_i - r_j|} + \frac{1}{2} \mu_{ij} (v_i - v_j)^2, \quad (2.12)$$

où $\mu_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$. Plus cette énergie est négative, plus les objets i et j correspondants sont liés contre les processus externes qui pourraient les séparer, et donc forment des groupes gravitationnellement liés. Les sous-structures présentes dans les amas sont donc les objets ou les groupes d'objets connectés dans la partie inférieure de la structure en arbre de figure 2.12. La fonction d'affinité utilisée par Serna et Gerbal (1996) est:

$$S_{ij} = \min_{\mu \in G_i, \nu \in G_j} (E_{\mu\nu}) \quad (2.13)$$

La méthode *h-tree* permet donc de construire une hiérarchie de liaison des groupes détectés dans le système observé; les groupes les plus liés peuvent être considérés comme des sous-structures isolées. En outre, grâce à la définition de son paramètre d'affinité qui comprend la vitesse relative entre les couples d'objets, elle est capable de distinguer les sous-structures liées à l'amas, des groupes de galaxies (ou galaxies isolées) n'appartenant pas au système étudié, mais seulement vus en projection dans la même région du ciel.

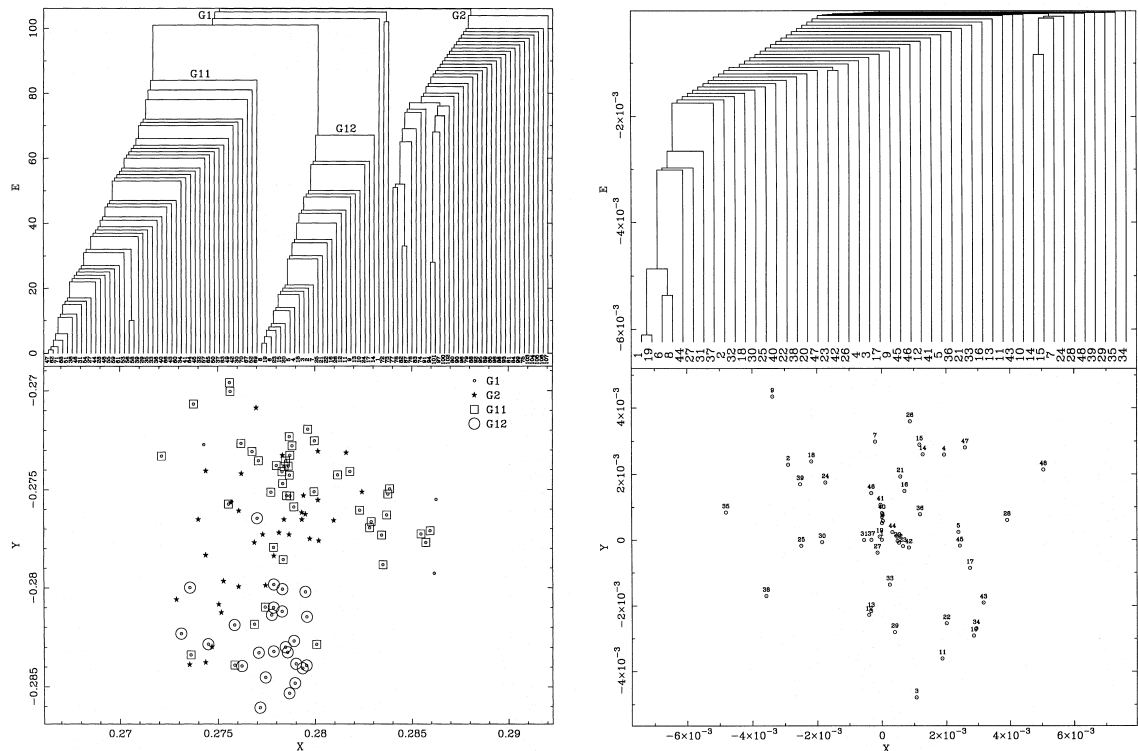


FIGURE 2.12 – Arbres des sous-structures (en haut) et distributions projetées des galaxies (en bas) des amas A151 (à gauche) et A2670 (à droite). Dans les panneaux du bas, les galaxies sont représentées avec des symboles correspondant aux sous-structures auxquelles elles sont associées, détectées par la méthode *h-tree*. À gauche: A151 est constitué par deux sous-amas principaux (G_1 et G_2). Même si ces deux groupes de galaxies se superposent sur le plan du ciel, leur analyse dynamique montre qu'ils sont deux systèmes dynamiquement distinctes (Serna & Gerbal (1996) et références citées), et en effet ils apparaissent nettement séparés dans l'*h-tree*. Le sous-amas G_1 est encore divisé en deux groupes (G_{11} et G_{12}), tandis que G_2 ne montre aucune évidence claire de la présence de sous-structures. À droite: la méthode *h-tree* ne révèle aucune sous-structure dans A2670. Les niveaux d'énergie les plus profonds sont occupés par les couples de galaxies (1 (la *cD*), 19) et (6, 8) (d'après Serna & Gerbal 1996 [259]).

2.3.2 Étude de la distribution des vitesses

Introduction

Les amas de galaxies sont des systèmes non-dissipatifs dans lesquels l'évolution dynamique est dominée par la gravité. Si les interactions gravitationnelles entre les composantes gravitantes ont lieu sur des échelles temporelles de l'ordre du temps de relaxation du système⁵, les vitesses des galaxies vont suivre une distribution Maxwellienne, et leur composante radiale une distribution Gaussienne (*e.g.* [35, 272]). Des déviations significatives à ce type de distribution observées dans l'histogramme des vitesses radiales d'un amas peuvent indiquer soit qu'il n'a pas rejoint un état d'équilibre dynamique et que ses sous-structures ne constituent pas un puits de potentiel unique, soit que des galaxies de champ en chute vers l'amas n'ont pas encore traversé pour la première fois le centre du système, et donc elles ne sont pas en équilibre dynamique avec la distribution de masse sous-jacente. L'analyse de la distribution des vitesses d'un amas peut donc fournir des contraintes importantes sur son état dynamique et sur l'avancement de son processus de formation.

Détermination des membres des amas de galaxies

Le premier problème qui se pose dans l'étude de la distribution des vitesses d'un échantillon de galaxies est la détermination des objets qui font partie de l'amas. Si la visualisation de l'histogramme des vitesses radiales permet de reconnaître tout de suite les groupes ou les galaxies isolées d'arrière ou d'avant plan quand ils sont séparés de quelques milliers de km/s du corps principal de l'amas (voir par exemple le panneau à gauche de figure 2.13), il est plus difficile de fixer des bornes nettes dans la distribution des vitesses radiales pour établir quelles sont les galaxies qui appartiennent ou pas au système. Dans ce but, plusieurs critères ont été proposés; la méthode standard, introduite par Yahil & Vidal en 1977, consiste à ne pas considérer comme membres d'un amas les galaxies ayant des vitesses radiales au delà de $\pm 3\sigma$ par rapport à la vitesse moyenne du système [293]. Ce critère, approprié dans le cas d'un échantillon incomplet, peut être remplacé par une contrainte plus physique, qui prend en considération à la fois la distribution en vitesse et spatiale des galaxies, lorsque une région de ciel suffisamment grande autour de l'amas a été couverte par les observations [238]. Puisque on s'attend à voir les galaxies de vitesses radiales les plus élevées (ou les plus basses) en projection sur les régions centrales de l'amas, pendant qu'elles traversent ces zones le long de trajectoires qui forment des angles très petits avec la ligne de visée, un graphe avec les vitesses radiales (cz) des objets en fonction de leur distance projetée au centre de l'amas peut aider à déterminer quels sont les membres du système. Un exemple est montré dans le panneau de droite de la figure 2.13: les galaxies de vitesses radiales très différentes par rapport à la vitesse moyenne de l'amas, et localisées à grandes distance du centre ont été exclues du système. Enfin, des échantillons étendus et complets ont montré que la plupart ($\geq 95\%$) des galaxies dans les régions centrales des

5. Une limite inférieure pour le temps de relaxation de l'amas est fournie par son temps de traversée: $t_{attr} = \frac{r_{amas}}{v_r} \sim 10^9 \text{ yr} \left(\frac{r}{\text{Mpc}} \right) \left(\frac{\sigma_r}{10^3 \text{ km/s}} \right)^{-1}$.

amas proches ont des vitesses radiales comprises entre ± 3500 km/s par rapport à la vitesse radiale moyenne de l'amas [234].

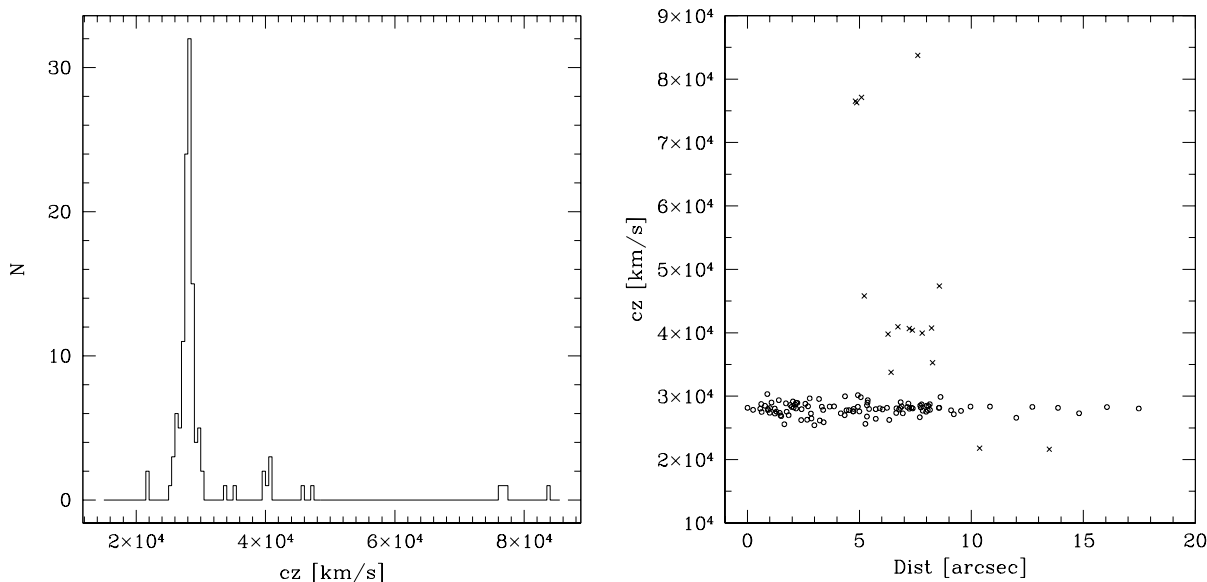


FIGURE 2.13 – **Gauche:** *histogramme des vitesses radiales (cz) des galaxies dans le champ central de l'amas A3921 ($26' \times 19'$). Les galaxies et les groupes d'avant et d'arrière plan sont clairement isolés par rapport au corps principal de l'amas autour de 28000 km/s. **Droite:** *Vitesses radiale des galaxies vs. leur distance projetée du centre d'A3921. Les cercles et les croix représentent respectivement les galaxies appartenant ou pas à l'amas (d'après Ferrari et al. (2003b) [116]).**

Valeur moyenne et dispersion de la distribution des vitesses

L'étude des propriétés cinématiques d'un amas prévoit d'abord la détermination de sa vitesse moyenne et de sa dispersion de vitesse. Les méthodes classiques pour calculer ces deux quantités sont respectivement la moyenne arithmétique ($\bar{v} = \frac{\sum_i^N v_i}{N}$, où v_i est la vitesse de la $i^{\text{ème}}$ galaxie, et N est le nombre d'objets de l'échantillon), et la déviation standard ($\sigma_v = \sqrt{\frac{\sum_i^N (v_i - \bar{v})^2}{N-1}}$). Ces deux indicateurs sont extrêmement sensibles à la présence d'une contamination dans l'échantillon, due par exemple à des objets considérés erronément membres de l'amas, qui peuplent alors les queues de la distribution des vitesses [35]. Puisque dans le calcul de la moyenne arithmétique et de la déviation standard tous les points sont pondérés de manière égale, les valeurs extrêmes de l'échantillon des vitesses, très probablement associées à des intrus (*interlopers*), vont contribuer aux valeurs de \bar{v} et σ_v beaucoup plus que la plupart des données centrales, qui par contre contiennent plus d'information sur la vraie distribution de vitesse sous-jacente, celle de l'amas [35]. C'est pour cette raison que Beers, Flynn & Gebhardt (1990) ont introduit d'autres indicateurs pour estimer le plus correctement possible du point de vue statistique la mesure de position

ESTIMATEUR DE LA MESURE DE POSITION	SYMBOL
Médiane	C_M
<i>Broadened Median</i>	C_{BM}
<i>Trimean</i>	C_{TRI}
<i>Trimmed means</i>	C_α^1
<i>Biweight</i>	C_{BI}

ESTIMATEUR DU PARAMÈTRE D'ÉCHELLE	SYMBOL
<i>Median absolute deviation</i>	S_{MAD}
<i>f pseudosigma</i>	S_f
<i>Biweight</i>	S_{BI}
<i>Gapper</i>	S_G

TABLEAU 2.4 – Estimateurs de la mesure de position et du paramètre d'échelle utilisés et évalués par Beers, Flynn & Gebhardt (1990) [22]. ¹: $\alpha=10\%$, 20% , 30% , ... Pour $\alpha=25\%$ on a le C_{MID} =estimateur "midmean".

C et le paramètre d'échelle S d'une distribution de vitesse observée, et leurs intervalles de confiance IC et IS [22]. Des bons indicateurs doivent satisfaire les conditions suivantes:

- **Résistance:** insensibilité à de fortes déviations locales dans les données. Par exemple, la médiane est résistante, parce que sa valeur change peu si une petite partie des données est remplacée par des valeurs différentes, tandis que la moyenne arithmétique est très peu résistante. Les méthodes résistantes donc reflètent l'ensemble des données et sont très peu affectées par la présence d'intrus.
- **Robustesse:** insensibilité à l'hypothèse effectuée sur la nature sous-jacente de la population à partir de laquelle les données ont été extraites. Les informations cinématiques contenues dans une distribution de vitesse devraient être résumées par des statistiques qui ne dépendent pas du fait que l'hypothèse d'une distribution Gaussienne soit vérifiée ou pas.
- **Efficacité:** qualité des informations obtenues à partir des données en utilisant une certaine méthode. Une méthode efficace extrait les informations nécessaires à partir des données à disposition, tandis qu'une méthode non-efficace peut requérir le double ou le triple de données.

Pour pouvoir établir quels sont les meilleurs estimateurs pour quantifier la nature de la distribution des vitesses dans les amas de galaxies, l'efficacité, la robustesse et la résistance des indicateurs énumérés dans le tableau 2.4 et détaillés dans l'annexe B ont été comparés grâce à des simulations numériques qui reproduisent les principaux écarts à une distribution Gaussienne qu'on peut trouver dans les amas de galaxies [22]. Les conclusions de Beers, Flynn & Gebhardt (1990) sont résumées dans le tableau 2.5 et montrent que, en général et surtout dans le cas d'échantillons riches ($N=100-200$), les estimateurs "biweight" (C_{BI} et S_{BI}) donnent les meilleurs résultats du point de vue statistique.

DIMENSION DE L'ÉCHANTILLON (N)	C_u^1	S_v^2
5	$C_M, C_{MID}, C_{TRI}, C_{BI}$	S_σ, S_G
10	$C_M, C_{20}, C_{MID},$ C_{30}, C_{TRI}, C_{BI}	S_G, S_{BI}
20-50	$C_{10}, C_{20}, C_{MID}, C_{30}$ C_{40}, C_{TRI}, C_{BI}	S_{BI}
100-200	C_{BI}	S_{BI}

TABLEAU 2.5 – *Estimateurs recommandés pour le calcul de la mesure de position (location) et du paramètre d'échelle (scale) d'un échantillon en fonction de sa dimension; ¹ et ²: u et v indiquent les méthodes utilisées pour calculer respectivement la location et le paramètre d'échelle de l'échantillon*

Tous ces indicateurs sont contenus dans le paquet de programmes Fortran ROSTAT [22], dont je me suis servie pour l'analyse de la distribution de vitesses des premiers amas de notre échantillon (*i.e.* A521, A3921, A1750 et A1413). Puisque le nombre des vitesses radiales mesurées pour chacun de ces systèmes est de l'ordre de 100, j'ai toujours utilisé le *biweight* comme estimateur de leur mesure de position et de leur paramètre d'échelle. Il faut souligner que la dispersion des vitesses du système estimée par ROSTAT est déjà corrigée des effets cosmologiques et relativistes [75], puisque elle est calculée sur les écarts Δv_i entre les vitesses radiales cz_i de l'échantillon et leur valeur "moyenne" cz_{BI} :

$$\Delta v_i = \frac{c(z_i - z_{BI})}{1 + z_{BI}}$$

Tests de Gaussiannité

L'état dynamique non-relaxé d'un amas peut être d'abord révélé par deux types de déviations de la forme de sa distribution de vitesse par rapport à une Gaussienne:

1. la distribution observée est asymétrique, au contraire de la distribution Gaussienne;
2. la distribution observée a un pic plus aigu et des ailes plus peuplées par rapport à une Gaussienne, ou son pic est plus large et elle est moins peuplées dans les ailes.

Une distribution des vitesses de l'échantillon observée plus peuplée dans les ailes qu'une Gaussienne peut être due à une contamination par des intrus (galaxies qui en réalité n'appartiennent pas à l'amas), ou à des erreurs importantes dans la mesure des vitesses radiales. Si par contre la distribution observée montre des ailes moins peuplées par rapport à ce qu'on s'attend, avec une forme plus rectangulaire que celle d'une Gaussienne, cela peut signifier que le système est multi-modal, et sa distribution des vitesses est le résultat de la superposition de plusieurs composantes, liées à des sous-structures qui ne forment pas encore un amas relaxé. Un échantillon hautement asymétrique peut être dû à des influences externes sur le système, comme des mouvements à grande échelle dans un champ de vitesse, ou il peut indiquer un système multi-modal et non virialisé [35].

Ces types de déviations peuvent être quantifiées en calculant les moments d'ordre trois (asymétrie ou *skewness*) et quatre (aplatissement ou *kurtosis*) de la distribution des vitesses autour de sa valeur moyenne:

$$skew = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{v_i - \bar{v}}{\sigma_v} \right]^3$$

$$kurt = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{v_i - \bar{v}}{\sigma_v} \right]^4 \right) - 3$$

Dans le cas d'une distribution Gaussienne, la *skewness* et la *kurtosis* sont nulles. Une *skewness* positive ou négative indique une asymétrie vers les valeurs respectivement inférieures ou supérieures à la moyenne. Une distribution plus rectangulaire qu'une Gaussienne a une *kurtosis* négative (distribution dite "sous-gaussienne" ou "*platykurtic*"), tandis qu'une distribution avec une *kurtosis* positive est plus "piquée" (distribution "super-gaussienne" ou "*leptokurtic*").

L'instabilité statistique de la valeur moyenne et de la déviation standard dont j'ai parlé précédemment peut rendre les coefficients de *skewness* et *kurtosis* trop peu fiables pour quantifier la forme d'une distribution. Pour cette raison, Bird & Beers (1993) ont introduit deux nouveaux indices pour caractériser les moments d'ordre 3 et 4: l'*asymmetry index* (A.I.), qui quantifie la symétrie de la distribution observée et correspond donc à la *skewness*, et le *tail index* (T.I.), analogue à la *kurtosis*. L'A.I. et le T.I. mesurent la forme de la distribution sur la base de l' "échantillon ordonné", *i.e.* les vitesses radiales mesurées classées par ordre croissant. Dans le cas d'une distribution Gaussienne, ils valent respectivement 0 et 1 (pour plus de détails voir l'annexe B) [35].

Pour savoir à quel niveau de signification l'hypothèse Gaussienne est rejetée (ou acceptée) dans le cas des amas que j'ai analysé, j'ai d'abord comparé les valeurs de la *skewness*, de la *kurtosis*, de l'A.I. et du T.I., calculées par le programme ROSTAT sur les N vitesses radiales mesurées, avec les valeurs attendues dans le cas d'un échantillon de la même dimension N extrait d'une population Gaussienne⁶. Pour cela, j'ai utilisé le tableau 2 de Bird & Beers 1993 [35]. Comme dans le cas des indicateurs 3D de sous-structures, j'ai rejeté l'hypothèse nulle pour des niveaux de signification inférieurs au 10%.

Les tests effectués par Bird & Beers (1993) sur des simulations numériques ont montré que a) l'A.I. et le T.I. donnent des paramètres de forme plus corrects que la *skewness* et la *kurtosis*, et que b) pour tester le niveau de signification de l'hypothèse Gaussienne, les deux méthodes sont équivalentes quand la population sous-jacente à l'échantillon observé est effectivement Gaussienne; dans le cas contraire, l'utilisation de la *skewness* et la *kurtosis* est plus puissante, dans le sens qu'elle refuse l'hypothèse Gaussienne plus fréquemment que l'A.I. et le T.I. Pour l'étude dynamique d'amas individuels, comme dans notre cas, il est plus important de travailler avec un test de Gaussianité sensible, et donc les résultats de la *skewness* et de la *kurtosis* sont à privilégier. Par contre, il est plus important d'obtenir

6. Il faut souligner que dans le programme ROSTAT une définition différente de la *kurtosis* est utilisée: $kurt = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{v_i - \bar{v}}{\sigma_v} \right]^4$.

des paramètres de forme les plus fiables possibles, et donc il vaut mieux utiliser l'A.I. et le T.I., quand on veut comparer plusieurs distributions différentes par une paramétrisation de leur symétrie et de leur élongation [35]. De toutes façons, les résultats que j'ai obtenus sur notre échantillon montrent que les tests basés sur la *skewness* et la *kurtosis* sont en général en accord avec les résultats obtenus en utilisant l'A.I. et le T.I. Par exemple, dans le cas d'A521 (panneau de gauche, figure 2.14), un amas dynamiquement jeune, aussi bien le T.I. que la *kurtosis* détectent une distribution avec les ailes plus peuplées qu'une Gaussienne à un niveau de signification $\leq 10\%$; la *skewness* et l'A.I., eux aussi en accord, montrent qu'il ne s'agit pas d'une distribution asymétrique. Dans le cas de A1413, qui se trouve très probablement dans un état relaxé (panneau à droite de figure 2.14), l'hypothèse Gaussienne n'est rejetée par aucun des indicateurs de forme avec un niveau de signification très élevé ($>> 20\%$).

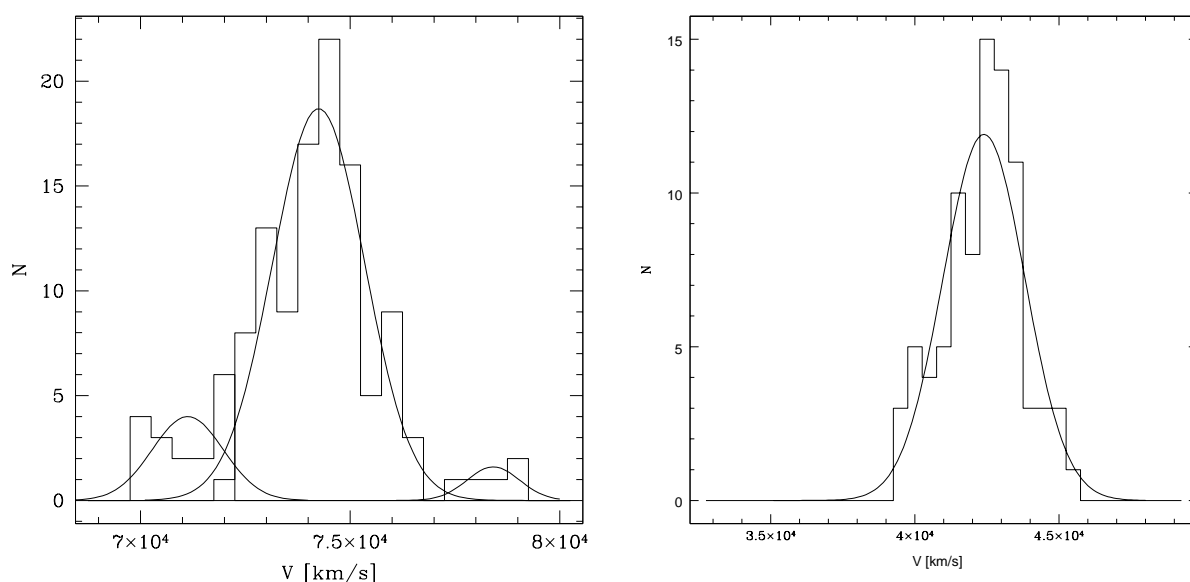


FIGURE 2.14 – *Histogrammes des vitesses radiales des galaxies d'A521 (à gauche), et d'A1413 (à droite). Dans les deux cas, le meilleur ajustement Gaussien trouvé par KMM (voir paragraphe suivant) a été superposé.*

Le programme ROSTAT incorpore aussi 13 tests statistiques pour évaluer si la distribution des vitesses observée est typique d'un amas dynamiquement relaxé ou pas. La liste de ces diagnostics et de leurs hypothèses nulles est contenue dans le tableau 2.6. Le niveau de signification de la plupart de ces tests est calculé directement à l'intérieur de ROSTAT, tandis que, dans le cas des tests "a", "u" et "DIP", il faut utiliser les tableaux publiés, que j'inclus à la fin de ma thèse (voir annexe B). Pour considérer qu'un amas est loin de l'équilibre dynamique, il n'est pas nécessaire que tous les tests rejettent leur hypothèse nulle, puisque chacun entre eux est plus ou moins sensible aux différents types de déviations de la distribution observée par rapport à la distribution Gaussienne (ou Uni-modale) [229]. Par exemple, 8 tests sur 13 rejettent l'hypothèse Gaussienne dans le cas d'A521, tandis

TEST	DISTRIBUTION RELATIVE À L'HYPOTHÈSE NULLE
a [293]	Gaussienne
u [293]	Gaussienne
W [293]	Gaussienne
$\sqrt{b1}$ [73]	Gaussienne
b2 [73]	Gaussienne
b1 & b2 [73]	Gaussienne
I [159]	Gaussienne
DIP [153]	Uni-modale
KS [74]	Gaussienne
V [74]	Gaussienne
W^2 [74]	Gaussienne
U^2 [74]	Gaussienne
A^2 [74]	Gaussienne

TABLEAU 2.6 – Tests 1D (1^{ère} colonne) appliqués par le programme ROSTAT pour tester les relatives hypothèses nulles, i.e. que la distribution des vitesses radiales observée soit Gaussienne, ou Uni-modale (2^{ème} colonne).

qu'aucun test ne rejette son hypothèse nulle dans le cas d'A1413; ces résultats confirment encore une fois qu'il s'agit de deux systèmes dans des états dynamiques très différents.

Sous-structures dans la distribution des vitesses

La présence de sous-structures dans la distribution des vitesses d'un amas peut être d'abord révélée par la détection de trous pondérés (“*weighted gap*”) définis par l'équation:

$$y_i = (w_i g_i)^{-1/2}, \quad (2.14)$$

où $g_i = v_{i+1} - v_i$ (avec $i = 1, \dots, N$), et w_i sont un ensemble de poids Gaussiens [21]. Un trou pondéré est considéré comme étant significatif quand l'écart entre sa valeur et la moyenne des valeurs des tous les trous est supérieur à 2.25. En effet, la probabilité de trouver un trou pondéré aussi grand dans un échantillon extrait de façon aléatoire d'une distribution Gaussienne est de l'ordre de 3%. La présence de trous dans la distribution des vitesses d'un amas peut signifier que le système est multi-modal et non relaxé; dans la distribution des vitesses d'A521, par exemple, il y en a 5 hautement significatifs, tandis qu'aucun trou n'a été détecté dans l'histogramme de vitesse d'A1413.

Des méthodes plus sophistiquées ont été développées pour la détection des distributions de vitesse multi-modales. En particulier, j'ai utilisé l'algorithme KMM, qui identifie les sous-structures dans la distribution des vitesses des amas grâce à la technique du *mixture-modeling* [7]. KMM utilise une statistique de maximum de vraisemblance pour déterminer la partition optimale d'un certain échantillon observationnel en un nombre n , fixé *a priori*, de distributions Gaussiennes. En plus de la valeur de n , l'utilisateur doit indiquer quelles

sont approximativement les vitesses moyennes et la pourcentage d'objets de chacune des n sous-structures en vitesse. Grâce au test de maximum vraisemblance, KMM estime la probabilité que la partition en n composantes donne une description de la distribution des vitesses meilleure que l'hypothèse à une seule composante. Le nombre correct de sous-groupes présents dans l'histogramme des vitesses radiales correspond à la solution avec la probabilité la plus élevée. En sortie, KMM fournit aussi la vitesse moyenne et le nombre d'objets de chaque composante, estimés à partir des indications données comme paramètres d'entrée par l'utilisateur. Les résultats obtenus avec l'algorithme KMM sur la distribution des vitesses d'A521 sont montrés comme exemple sur la figure 2.14. En revanche, dans le cas de l'amas A1413, une seule composante a été trouvée.

2.3.3 Détermination de la masse des amas de galaxies

Dans le cadre des amas de galaxies en coalescence, la connaissance de leur masse et de celle des leurs sous-structures est un élément nécessaire pour comparer les résultats observationnels aux prédictions des simulations numériques, afin d'établir un scénario de fusion correct et complet. Puisque ces amas se trouvent hors équilibre dynamique, le calcul de leur masse doit être effectué suivant certaines conditions qui seront détaillées dans ce paragraphe.

La méthode classique pour estimer la masse des amas à partir des données de spectroscopie et d'imagerie est l'analyse de la dynamique de leurs galaxies, utilisée pour la première fois par Zwicky sur l'amas de Coma [296]. L'annexe A de cette thèse contient un approfondissement et une comparaison des différentes méthodes dynamiques utilisées pour estimer la masse des amas à partir des séparations projetés et des vitesses radiales de leurs galaxies, dont deux, les estimateurs *pairwise* (équation 2.15) et *ringwise* (équation 2.16), sont basés directement sur le théorème du Viriel, l'autre, l'estimateur de masse projetée (équation 2.17), a été introduit par Bahcall & Tremaine [11] à partir de l'équation de Jeans pour un système non-collisionnel et sphérique:

$$M_{PW} = \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{PW} \quad (2.15)$$

$$R_{PW} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1},$$

où σ_P est la dispersion de vitesse de l'amas, et R_{ij} est la distance entre les galaxies i et j ,

$$M_{RW} = \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{RW} \quad (2.16)$$

$$R_{RW} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{2}{\pi(R_i + R_j)} K(k_{ij}) \right)^{-1},$$

où \mathbf{R}_i et \mathbf{R}_j sont les positions des galaxies i et j par rapport au centroïde du système, $k_{ij}^2 = 4R_i R_j / (R_i + R_j)^2$, et $K(k)$ est l'intégrale elliptique complète du premier type avec la notation de Legendre,

$$M_{PM} = \frac{f_{PM}}{G(N-1.5)} \sum_i^N v_{zi}^2 r_{\perp i} \quad (2.17)$$

$$f_{PM} = \frac{32}{\pi},$$

où v_{zi} est la différence entre la vitesse de la galaxie i et la vitesse radiale moyenne de l'amas, et $r_{\perp i}$ est la distance projetée de la galaxie i au centroïde de l'amas.

La masse obtenue par les équations (2.15), (2.16) et (2.17) sous-estime la masse virielle totale si la région à l'équilibre de l'amas est plus étendue que le champ observé [64]. Supposons avoir mesuré les positions et les vitesses radiales des galaxies d'un amas jusqu'à un rayon r_v , et de vouloir savoir si ce système a été suffisamment échantillonné. Les modèles analytiques [148] et les simulations [68] montrent que la masse virielle est contenue à l'intérieur de la surface pour laquelle la densité interne moyenne est $200\rho_c$, où ρ_c est la densité critique de l'Univers au z de l'amas.⁷ La densité moyenne à l'intérieur du rayon échantillonné r_v est:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\rho}(r_v)}{\rho_c(z)} &= \frac{1}{\rho_c(z)} \frac{3M_v}{4\pi r_v^3} \\ &= \frac{12\sigma_P^2}{H^2(z)r_v^2}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

où la constante de Hubble au décalage spectral z est $H^2(z) = H_0^2[\Omega_0(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]$ [224]⁸.

Si le rapport (2.18) est plus grand de 200, l'amas a été suffisamment échantillonné pour déterminer correctement la masse virielle. Dans le cas contraire, et si le profil de densité de l'amas est connu, on peut calculer le rayon r_{200} auquel $\bar{\rho}(r_v) = 200\rho_c$ et extrapoler la masse virielle M_{200} du système. Par exemple, dans le cas d'une sphère isotherme ($\rho(r) \propto r^{-2}$) on aura:

$$r_{200} = r_v \left[\frac{\bar{\rho}(r_v)}{200\rho_c(z)} \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\sigma_P}{5 H(z) r_v}$$

et:

$$M_{200} = M_v \left[\frac{\bar{\rho}(r_v)}{200\rho_c(z)} \right]^{1/2} = M_v \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\sigma_P}{5 H(z) r_v},$$

7. Cette hypothèse est basée sur le fait que, dans un Univers de E.d.S, une perturbation sphérique arrive à la virialisation quand sa densité est 178 fois la densité du fond. Dans des autres modèles d'Univers, cette valeur de seuil est en effet différente.

8. Le facteur 2 de différence dans la (2.18) par rapport à l'équation correspondante dans [64] et [63] est dû à un facteur 2 de différence entre notre définition du rayon harmonique moyen et celle de Carlberg *et al.*. Avec notre définition $M_v = 3\pi\sigma_p^2 R_{RW}/G = 6\sigma_p^2 r_v/G$

où r_v est le rayon échantillonné, et M_v est la masse virielle calculée avec les galaxies à l'intérieur de ce rayon. Pour les lois d'échelle dans les cas de profils de densité différents (i.e. modèles de Hernquist [157] et de Navarro, Frenk & White [213, 212]) voir Cole & Lacey [68].

Quand le système n'est pas entièrement inclus dans l'échantillon observé, une autre correction doit être appliquée: la forme usuelle du Viriel $2K + W = 0$ doit être remplacée par $2K + W = 3PV$, où $3PV$ correspond à un "terme de surface". Le Viriel peut être dérivé directement de l'équation de Jeans avec une intégration sur tout le volume du système [64]; le terme de surface est dû au fait que, dans le cas d'un amas sous-échantillonné, on intègre l'équation de Jeans seulement sur une partie du volume total. L'effet d'ignorer le terme de surface est de sur-estimer la masse virielle totale du système, puisque la pression de surface réduit la quantité de masse pour que l'amas soit à l'équilibre. Si la masse suit la distribution des galaxies et si les galaxies échantillonnées n'arrivent pas au rayon de virialisation, pour calculer la masse totale du système il faut donc appliquer une correction C à la forme usuelle de la masse virielle [144]:

$$M_{CV} = M_V - C = M_V \left(1 - 4 \pi r_{vir}^3 \frac{\rho(r_{vir})}{\int_0^{r_{vir}} 4\pi r^2 \rho(r) dr} \left[\frac{\sigma_r(r_{vir})}{\sigma(< r_{vir})} \right]^2 \right),$$

où $\sigma(< r_{vir})$ est la dispersion des vitesses jusqu'au rayon de virialisation, et $\sigma_r(r_{vir})$ est sa composante radiale.

Ces deux corrections nécessaires quand l'amas n'a pas été suffisamment échantillonné agissent donc de façon opposée sur l'estimation de la masse: si le terme de surface est négligé, la masse de l'amas sera surestimée, tandis que elle sera sous-estimée si la masse calculée n'est pas extrapolée à r_{200} . Les résultats de Barrena *et al.* [18] montrent que les deux corrections se compensent quasiment: dans le cas d'un système échantillonné jusqu'à $0.6 r_{200}$, ils trouvent que la différence entre la masse dérivée et celle corrigée n'est que d'environ 7% de la masse totale de l'amas. J'estime donc qu'il faut appliquer ces corrections seulement dans les amas pour lesquels on peut mesurer les profils de masse et de dispersion des vitesses à introduire dans les équations précédentes avec un bon niveau de signification, puisque l'incertitude liée à l'obtention de ces profils pourrait être plus grande que l'erreur commise en négligeant les deux corrections détaillées dans ce paragraphe.

La fiabilité des estimateurs de la masse dynamique des amas qu'on vient de présenter dépend de façon critique de l'exactitude de l'hypothèse que la distribution des galaxies trace la distribution de la masse totale de l'amas. Les estimateurs viriel et projeté, avec les limites présentées précédemment, donnent des mesures correctes de la masse de l'amas à l'intérieur des orbites de ses galaxies; mais si la lumière de l'amas est plus concentrée que sa masse, ils sous-estiment la masse totale [64], puisque la matière à grand rayon n'influe pas sur la dynamique des régions internes. Jusqu'à présent, les études sur le profil du rapport M/L en fonction de la distance du centre de l'amas ne donnent pas une réponse concluante à propos de l'exactitude de l'hypothèse $M/L \sim const$; certains auteurs acceptent de considérer constant le rapport M/L , d'autres n'acceptent pas cette hypothèse, soit parce que le profil de M/L qu'ils trouvent est croissant, soit parce qu'il est décroissant ([36] et

références incluses). La discordance entre ces résultats peut être due au moins en partie au fait que ces auteurs ont observés les amas dans des bandes photométriques différentes: puisque dans les amas les galaxies au centre sont plus rouges, le profil du rapport M/L peut apparaître plus raide dans le cas des observations faites avec un filtre bleu, plus plat si des filtres rouges ont été utilisés. Du point de vue théorique, des profils du rapport M/L aussi bien décroissants que croissants ont été prévus. Un profil décroissant pourrait être la conséquence de l'arrachement par effet de marée des halos galactiques au centre des amas [188], tandis que la friction dynamique et la coalescence entre galaxies pourraient être les causes d'un profil croissant de M/L [128]. L'analyse de Biviano & Girardi [36] n'exclue pas l'hypothèse d'un rapport M/L constant dans la partie virialisée des amas ($r \leq r_{200}$) ou quand seulement les galaxies elliptiques sont prises en considérations. Sous ces conditions, les estimateurs de masse basés sur l'hypothèse que dans les amas la lumière suit la distribution de la masse peuvent donc être utilisés.

Détermination de la masse des amas avec sous-structures: application au cas d'Abell 3921

Les équations (2.15), (2.16) and (2.17) reposent sur l'hypothèse que les amas sont des systèmes en équilibre dynamique [32], et donc, dans le cas des amas en cours de fusion, il faut se demander si l'application de ces méthodes a un sens et sous quelles conditions on peut les utiliser.

Roettiger, Burns & Loken [248] ont testé grâce à des simulations numériques les méthodes virielles d'estimation de la masse des amas en coalescence. Ils trouvent que la détermination de la masse est sujette à de grandes erreurs lorsque la dispersion de vitesse de l'amas est fortement contaminée par les vitesses des objets en chute vers le centre de l'amas, c'est à dire dans le cas de collision entre sous-structures en dehors du plan du ciel et avec un faible rapport de masse. La discordance entre la vraie masse et celle calculée est par contre très petite dans le cas de collisions dans le plan du ciel, avec un rapport de masse élevé entre les sous-amas, et dans les phases finales de la fusion, quand le système est voisin de l'équilibre.

La masse des amas peut être surestimée si les anisotropies dans l'espace des vitesses, et la présence de sous-structures et/ou d'intrus ne sont pas prises en considération [225, 226]. La présence de galaxies non-liées à l'amas peut entraîner une sur-estimation de la masse pouvant atteindre un facteur 2 dans le cas des méthodes virielles, et un facteur 4 dans le cas de l'estimateur projeté [226]. L'élimination des galaxies d'arrière/avant plan est donc une étape fondamentale pour une estimation correcte de la masse dynamique des amas.

Plusieurs études ont montré que la présence de sous-structures de masse inférieure d'un ordre de grandeur à la masse totale du système n'affecte pas fortement la cinématique et la dynamique globale des amas, et donc l'estimation de leur masse [39, 102, 145]. Ces sous-structures sont très probablement des résidus des processus de fusion anciens entre les amas principaux et des groupes plus petits, mais assez compacts pour survivre à la force des amas après la phase de fusion. Gonzales-Casado *et al.* [147] ont suggéré qu'ils pourraient s'agir des restes de cœurs massifs de groupes de galaxies ou d'amas pauvres. Bird [33] a

obtenu des résultats partiellement en désaccord avec les auteurs précédents. Elle confirme que les estimateurs de la masse dynamique des amas ne sont pas statistiquement affectés par la présence de petites sous-structures (sauf dans les amas moins massifs) seulement si on considère que les galaxies à l'intérieur de la région virialisée de l'amas; dans le cas contraire, la présence de sous-structures provoque une surestimation de la masse totale du système. Ce désaccord est en effet due à une sélection non optimale des galaxies de l'amas; Bird tend à détecter plus de sous-structures que Girardi *et al.*, parce que son échantillon est plus contaminé par des galaxies qui ne sont pas liées à l'amas. Cet effet est réduit quand seulement les parties centrales des amas sont considérées puisque dans ce cas les effets de projection sont moins importants [143]. L'influence limitée des sous-structures sur l'estimation de la masse de la plupart des amas a été confirmée par les simulations numériques de Tormen *et al.* (1998) [270], et de Brainerd *et al.* (1999) [47].

L'estimation de la masse totale des amas est par contre affectée considérablement en présence de sous-groupes massifs non-liés à l'amas principal, ou gravitationnellement liés mais encore dans les phase initiales du processus de fusion. La différence entre la masse totale d'un amas et les masses de ses sous-structures devient énorme quand il n'y a pas un amas unique, mais différents groupes qui forment un système physiquement non-lié. Dans ces cas, il faut estimer la masse de chaque sous-structure séparément [39, 102, 145].

A partir de ces considérations, j'ai utilisé les estimateurs *pairwise*, *ringwise* et projeté pour obtenir la masse des deux sous-amas d'Abell 3921. Pour cela, je n'ai utilisé que les galaxies à l'intérieur des deux ellipses visualisées sur la figure (2.10). En faveur de l'application de ces méthodes basés sur l'équilibre viriel, l'analyse cinématique des deux sous-amas montre que la dynamique de leurs régions internes n'a pas été affectée fortement par leur interaction (voir paragraphe 2.4.6). Cependant, au vu de la présence de deux composantes distinctes et comparables, l'application des estimateurs de masse à l'échantillon complet des galaxies de l'amas n'a aucun sens pour les raisons qu'on a détaillé précédemment.

Grâce à l'équation (2.19) j'ai estimé que les rayons viriels pour les deux sous-structures sont respectivement d'environ 3 Mpc et 2 Mpc; les semi-axes principaux des deux ellipses qui délimitent les sous-amas (0.51 Mpc et 0.46 Mpc) ne sont donc qu'environ 20% du rayon viriel total. La correction pour le terme de surface (Eq. (2.3.3)) et l'extrapolation de la masse totale au rayon viriel (Eq. (2.19)) seraient donc nécessaires pour estimer correctement la masse dynamique totale des deux sous-structures. Cependant, je n'ai pas appliqué ces corrections, puisque elles nécessitent l'estimation du profil de densité des deux sous-amas, estimation qui introduirait des incertitudes trop importantes en considérant des régions si restreintes des deux systèmes. En tous cas, la masse virielle calculée sans considérer les régions externes des amas donne une estimation suffisamment correcte de la masse à l'intérieur des orbites des galaxies considérées [64]. Par conséquent, j'estime que l'analyse de ce paragraphe donne un ordre de grandeur correct pour le rapport de masse entre les deux sous-structures dans le champ central d'A3921 (1:2 - 1:2.5) (paragraphe 2.4.6).

2.3.4 Analyse dynamique

Dans le cas d'un amas à deux composantes, comme celui schématisé en figure 2.15, nous pouvons appliquer le modèle dynamique à deux corps pour pouvoir estimer si 1) le système est lié et ses sous-structures sont en train de s'éloigner, 2) il est en train de s'effondrer, ou 3) les deux sous-structures ne sont pas liées, mais simplement vues en projection l'une à coté de l'autre sur le plan du ciel.

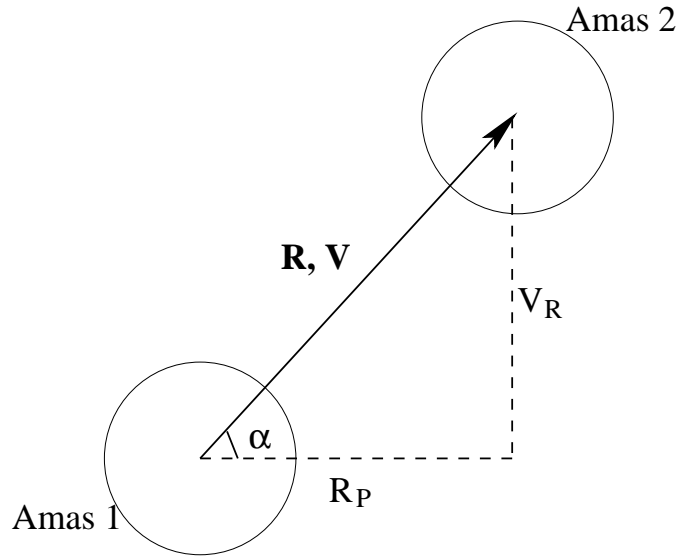


FIGURE 2.15 – Représentation schématique d'un système à deux composantes, avec une distance linéaire \mathbf{R} entre leurs centres et une vitesse relative \mathbf{V} ; α étant l'angle entre le plan du ciel et la ligne qui connecte les deux sous-amas, R_P et V_R sont leur distance linéaire projetée sur le plan du ciel et leur vitesse radiale relative respectivement.

En connaissant la masse des deux sous-amas, leur vitesse relative V_R le long de la ligne de visée et leur séparation linéaire projetée R_P , le modèle à deux corps introduit par Gregory & Thompson [149] peut être utilisé pour mettre en relation la masse totale du système (M) avec l'angle entre l'axe de collision et le plan du ciel (α). Cette méthode est basée sur les hypothèses simplificatrices que les deux corps ont un mouvement linéaire, et que au temps $T = 0$ leurs séparation R était nulle. Les solutions paramétrisées pour les équations du mouvement dans le cas lié sont:

$$R = \frac{R_m}{2} (1 - \cos\chi) \quad (2.19)$$

$$T = \left(\frac{R_m^3}{8GM} \right)^{1/2} (\chi - \sin\chi) \quad (2.20)$$

$$V = \left(\frac{2GM}{R_m} \right)^{1/2} \frac{\sin\chi}{1 - \cos\chi}, \quad (2.21)$$

où R_m est la séparation des deux sous-structures au moment de l'expansion maximale, et χ est l'angle de développement, et pour les systèmes non-liés:

$$R = \frac{GM}{V_\infty^2} (\cosh\chi - 1) \quad (2.22)$$

$$T = \frac{GM}{V_\infty^3} (\sinh\chi - \chi) \quad (2.23)$$

$$V = V_\infty \frac{\sinh\chi}{\cosh\chi - 1}, \quad (2.24)$$

où V_∞ est la vitesse asymptotique d'expansion. Si on insère dans les équations précédentes la relation entre la vraie distance spatiale et celle projetée sur le plan du ciel:

$$R_p = R \cos \alpha$$

et la relation entre la vitesse relative des deux systèmes et sa composante radiale observée:

$$V_R = V \sin \alpha,$$

on obtient les relations suivantes pour l'angle α dans les cas lié et non lié respectivement:

$$\tan \alpha = \frac{TV_R}{R_p} \frac{(\cos\chi - 1)^2}{\sin\chi (\chi - \sin\chi)} \quad (2.25)$$

$$\tan \alpha = \frac{TV_R}{R_p} \frac{(\cosh\chi - 1)^2}{\sinh\chi (\sinh\chi - \chi)} \quad (2.26)$$

La masse totale du système en fonction de α peut être dérivée en combinant les équations 2.19 et 2.21, et les équations 2.22 et 2.23:

$$M_{\text{lié}} = \frac{V_R^2 R_p}{G \sin^2 \alpha \cos \alpha} \frac{(1 - \cos\chi)}{\sin^2 \chi} \quad (2.27)$$

$$M_{\text{non-lié}} = \frac{R_p^3}{G T^2 \cos^3 \alpha} \frac{(\sinh\chi - \chi)^2}{(\cosh\chi - 1)^3} \quad (2.28)$$

J'ai appliqué ce type d'analyse au cas de l'amas A3921, qui montre une structure nettement bi-modale; je vais détailler de suite la façon dont j'ai procédé, dans le but de donner un exemple illustrant cette méthode. Les valeurs de V_R (27 km/s) et R_p ($0.8 h_{75}^{-1}$ Mpc) étant mesurées à partir des observations (voir paragraphe 2.4.6), j'ai fait varier χ entre 0 et 2π , et j'ai fixé le temps auquel la distance entre les deux sous-amas était nulle pour obtenir la masse totale du système en fonction de α (équations 2.25, 2.26, 2.27 et 2.28). Quand je suppose que les deux systèmes sont en train de s'éloigner ou de s'approcher pour la première fois ($T = 12.6$ Gyr = âge de l'Univers pour $H_0 = 75$ km/s/Mpc, $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$), j'obtiens le graphe en haut à gauche de la figure 2.16, où les courbes en bleu montrent le cas d'un système lié, avec ses sous-structures en train de s'éloigner ou

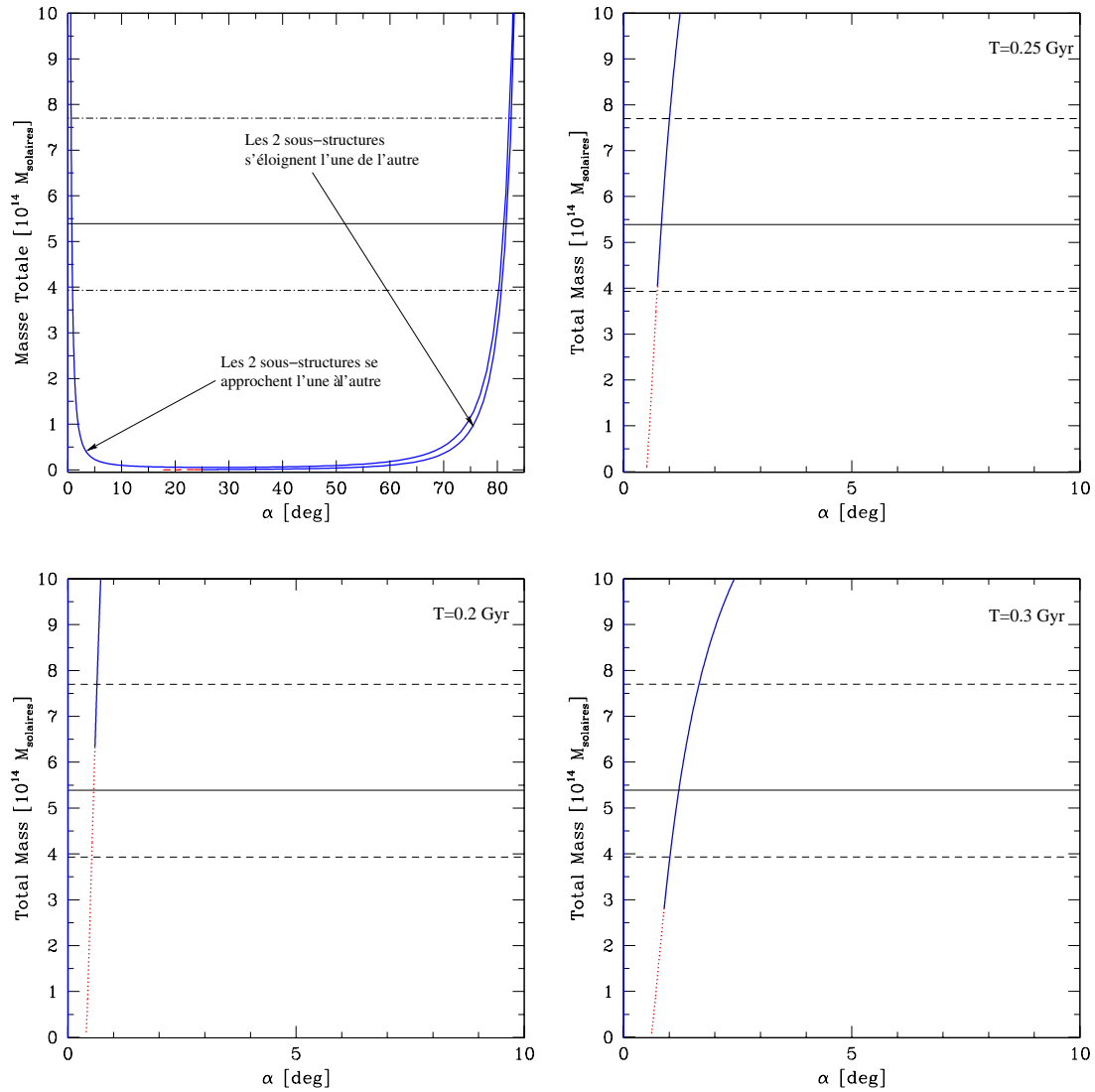


FIGURE 2.16 – Masse totale du système en fonction de l'angle α entre l'axe de collision des deux sous-structures et le plan du ciel. La ligne horizontale continue représente la somme des masses estimées des observations, les lignes en tirets son intervalle de confiance à 1σ . **En bleu:** système lié, avec ses sous-structures en train de se éloigner ou de s'approcher l'une de l'autre - **En rouge:** système non lié. Ces solutions ont été estimées sous l'hypothèse que la séparation spatiale entre les deux sous-structures était nulle il y a : **a)** en haut à gauche: 12.6 Gyr (l'âge de l'Univers avec notre cosmologie) - **b)** en haut à droite: 0.25 Gyr - **c)** en bas à gauche: 0.2 Gyr - **d)** en bas à droite: 0.3 Gyr

de s'approcher l'une de l'autre, tandis que le trait en rouge montre la solution pour un système non lié.

La comparaison entre les résultats des observations d'A3921 avec XMM/Newton et les simulations de Ricker & Sarazin [244] suggère que le groupe nord-ouest et l'amas

principal sont dans la phase centrale du processus de fusion [25, 26] ($T < 1$ Gyr). En outre, les simulations numériques montrent que, pour des conditions cosmologiques initiales raisonnables, on s'attend une vitesse de collision de l'ordre de 2000 km/s, même dans les cas de interactions hors-axe [244]. La composante radiale de la vitesse relative entre les deux sous-structures étant seulement de 27 km/s, ceci impliquerait que l'angle α doit donc être de l'ordre de 0.7° ; le processus de fusion serait donc sur le plan du ciel. J'ai appliqué le modèle dynamique à deux corps en faisant varier l'époque de collision T et j'ai trouvé que l'unique solution qui satisfait les conditions précédentes correspond à $T \simeq 0.25$ Gyr. Dans ce cas, le système est lié et les deux sous-structures sont en train de s'éloigner l'une de l'autre (panneau en haut à droite de figure 2.16). Pour des valeurs de T inférieures le système n'est pas lié, pour des valeurs de T supérieures les solutions possibles correspondent à des angles α trop grands (panneaux en bas de figure 2.16).

Une autre méthode pour vérifier si un système de deux sous-amas est lié consiste à évaluer s'il satisfait la condition Newtonienne sur l'énergie [23]:

$$\begin{aligned} E_K + U &\leq 0 \\ \frac{1}{2} M V^2 - \frac{G M^2}{R} &\leq 0 \\ \frac{1}{2} M \frac{V_R^2}{\sin^2 \alpha^2} - \frac{G M^2 \cos \alpha}{R_P} &\leq 0 \end{aligned}$$

avec la notation utilisée précédemment, et donc:

$$V_R^2 R_P \leq 2 G M \sin^2 \alpha \cos \alpha$$

Après avoir mesuré a) la masse totale du système, b) la composante radiale de la vitesse relative entre les deux sous-structures, et c) leur distance projetée sur le plan du ciel, les valeurs de l'angle α pour lesquelles le système est lié peuvent être déduites à partir de l'inégalité 2.3.4 par un graphe α vs. V_R (voir par exemple figure 2.17). J'ai utilisé cette méthode pour tester si les différentes sous-structures d'A521, dont la morphologie est beaucoup plus compliquée que celle d'A3921, sont liées l'une à l'autre. Les résultats se trouvent dans le paragraphe IV.3 de l'article "*Multiple merging events in Abell 521*" (paragraphe 2.4.2).

2.3.5 Classification spectrale de la population stellaire des galaxies

Pour étudier le lien éventuel entre la formation stellaire et le processus de coalescence, j'ai utilisé le critère proposé par Dressler *et al.* (1999) pour séparer les galaxies d'un amas en différentes classes suivant l'âge de leur dernier phénomène de formation stellaire [82], et j'ai étudié la corrélation entre la distribution spatiale des galaxies de ces différentes classes et le scénario de fusion reconstruit par l'analyse dynamique du système en question. Les galaxies des amas ont ainsi été séparées en trois classes principales:

1. **Type "K"**: elliptiques classiques avec une population stellaire vieille.

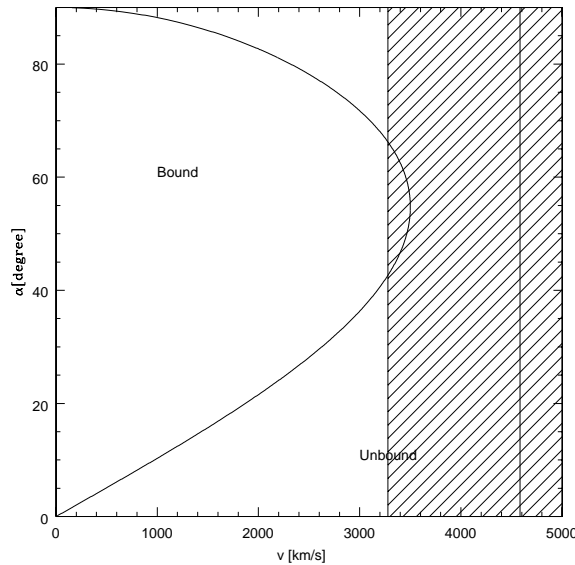


FIGURE 2.17 – Exemple d’application de la méthode Newtonienne pour établir si deux sous-amas sont liés ou pas. Dans ce cas les deux sous-structures sont le corps principal d’A521 et un groupe localisé dans la partie sud/est de l’amas. La courbe montre la limite entre les orbites liées (à sa gauche) et non-liées (à sa droite). La ligne verticale correspond à la composante radiale de la vitesse relative entre les deux sous-structures; son intervalle de confiance à 68% est indiqué en lignes grisées diagonales. Les deux corps sont clairement non-liés (d’après Ferrari et al. 2003a [115]).

2. **Type “E+A”**: cette classe, dite post-flambée d’étoiles, inclut les galaxies “k+a” et “a+k” du tableau 2.7. Leurs spectres, avec des raies de Balmer en absorption fortes, mais sans raies en émission, correspondent à des galaxies qui ne sont pas en train de subir actuellement d’épisode de formation stellaire, mais qui ont formé des étoiles il y a moins de 1.5 Gyr [233].
3. **Types “e(a)”, “e(b)” et “e(c)”**: ces catégories regroupent les galaxies dites à raies d’émission, caractérisées par une formation stellaire récente. Les galaxies “e(a)” ont une forte population d’étoiles de type A, les “e(b)” ont des spectres typiquement liés à une flambée d’étoiles en cours, tandis que les “e(c)” ont des caractéristiques propres aux systèmes avec un taux de formation stellaire constant dans le temps (spirales classiques) [82].

La classification est effectuée en mesurant les largeurs équivalentes (LE) des raies [OII] et H_{δ} , et en comparant les valeurs obtenues à ceux du tableau 2.7. La largeur de raies a été mesurée en utilisant la technique standard, qui estime le décrément (ou l’incrément) du signal par rapport au continuum dans l’intervalle de longueurs d’onde correspondant à chaque raie. J’ai effectué cette opération avec le programme “**sbands**” de IRAF, dans lequel il faut fixer la position et la largeur des bandes en longueur d’onde aussi bien pour l’estimation du continuum (l’une juste avant et l’autre juste après la raie en question), que

Classe	LE([OII]) (Å)	LE(H δ) (Å)
k	Absent	<3
k+a	Absent	3-8
a+k	Absent	>8
e(a)	Présent	≥ 4
e(b)	≥ 40	-
e(c)	Présent et <40	<4

TABLEAU 2.7 – Schéma de classification spectrale de la population stellaire des galaxies (extrait de Dressler *et al.* (1999) [82]).

de la raie, et qui utilise l'équation suivante pour calculer sa largeur équivalente:

$$LE = \int \frac{F_c(\lambda) - F_r(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \quad [\text{Å}],$$

où $F_r(\lambda)$ et $F_c(\lambda)$ sont respectivement les flux de la raie et du continuum mesurés à la longueur d'onde λ . Avec cette définition, les largeurs équivalentes positives (négatives) correspondent aux raies en absorption (émission). Suivant les indications de Barrena *et al.* (2002) [18], nous avons estimé la largeur équivalente minimum mesurable comme la LE d'une raie qui s'étend sur un intervalle en longueur d'onde égal à la résolution spectrale des observations, et avec un flux égal à trois fois la racine carrée du bruit dans le continuum adjacent.

2.3.6 La séquence principale des galaxies elliptiques (“Red Sequence”)

Les galaxies de type précoce constituent la population dominante du coeur des amas de galaxies aussi bien dans l'univers proche qu'à des *redshifts* de l'ordre de l'unité, et aussi bien pour des amas riches que pauvres. L'uniformité des propriétés de ces galaxies entraîne l'existence de relations fondamentales telles que la relation couleur-magnitude, devenue essentielle dans l'étude des amas de galaxies et de leur évolution. Cette relation qui concerne les galaxies elliptiques et lenticulaires avait été d'abord remarquée par Baum en 1959 [19] qui montra que les elliptiques d'un amas deviennent plus bleues lorsqu'elles sont moins lumineuses. Par ailleurs, les galaxies E/S0s sont également les galaxies les plus rouges à un *redshift* donné. Ainsi ces galaxies forment une séquence dans le plan couleur-magnitude que l'on appelle parfois la "séquence rouge". Le scénario traditionnel de la formation des galaxies elliptiques est l'effondrement d'un nuage protogalactique monolithique suivi de formation d'étoiles sur une échelle de temps relativement courte [177]. Dans ce cadre l'existence de la séquence rouge est attribuée à un effet de métallicité, les galaxies les plus massives retenant d'avantage leurs métaux en présence de vents de supernovae que les galaxies moins massives [173].

Outre l'étude de la physique des amas la séquence rouge des elliptiques peut être utilisée avantageusement dans la détection même des amas par l'étude simultanée du regroupement

des galaxies dans l'espace physique et dans l'espace des couleurs (voir par exemple la construction du *Red sequence Cluster Survey* par Yee & Gladders). Dans le même ordre d'esprit l'imagerie grand champ dans deux bandes passantes effectuée sur un amas connu permet d'étudier sa forme et sa structure à grande échelle, en isolant les galaxies de la séquence rouge qui tracent en quelques sortes le squelette de l'amas. C'est cette technique que nous avons utilisé pour les amas de la présente étude. Il est évident qu'une telle méthode ne permettra pas de construire une carte en densité parfaite des amas puisqu'elle néglige la présence possible de groupes de spirales plus bleues appartenant à la structure étudiée. Cependant, la combinaison de la spectroscopie à l'information photométrique a fourni en général une bonne représentation de l'amas et de son environnement proche (voir les paragraphes 2.4.2, 2.4.6 et 2.5).

Pour isoler la séquence principale à l'intérieur des diagrammes couleur-magnitude à partir des catalogues photométriques centrés sur les amas analysés, j'ai estimé les paramètres de la *red sequence* (*i.e.* pente, coordonnées de son intersection avec l'axe des ordonnées et dispersion) par la méthode suivante:

1. un intervalle en magnitude et un en couleur sont fixés par l'utilisateur pour un premier meilleur ajustement linéaire de la séquence principale à partir du DCM: $(m_1 - m_2)$ *vs.* m_2 . Il faut naturellement choisir des bornes à l'intérieur desquelles la séquence principale soit clairement identifiable (par exemple $I_{AB}=15-17.5$, et $R_{AB} - I_{AB}=0-0.3$ dans la figure 2.18);
2. une première estimation du meilleur ajustement linéaire de la séquence principale est effectuée par la méthode des moindres carrés;
3. on effectue une rotation du système de coordonnées du DCM de façon que la droite ajustée en 2) devienne le nouvel axe des ordonnées. Dans la suite, je vais utiliser la notation suivante: $(m_1 - m_2)_i$ devient $(m_1 - m_2)_{t,i}$ après la rotation, et $m_{1,i}$ devient $m_{1t,i}$, où $i = 1, \dots, N$ et N est le nombre des galaxies de l'échantillon photométrique;
4. la distribution des couleurs $(m_1 - m_2)_{t,i}$ est tronquée au delà d'un certain niveau de dispersion ($n\sigma$), et le système subit la transformation de coordonnées inverse par rapport à celle effectuée en 3) pour revenir au DCM initial, mais à présent avec les ailes tronquées;
5. l'utilisateur choisit jusqu'à quelle magnitude limite estimer les paramètres de la séquence principale (*e.g.* $I_{AB} = 19.5$ en figure 2.18), et l'on itère sur les opérations suivantes:
 - (i) meilleur ajustement linéaire,
 - (ii) rotation du système des coordonnées,
 - (iii) coupure à un certain $n\sigma$,
 - (iv) retour au système de coordonnées initial

jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'exclusion de points du DCM en (iii).

Les écarts entre les couleurs des elliptiques de l'amas et la valeur moyenne des couleurs $(m_1 - m_2)$ doivent se trouver dans la partie centrale de la distribution, tandis que ses

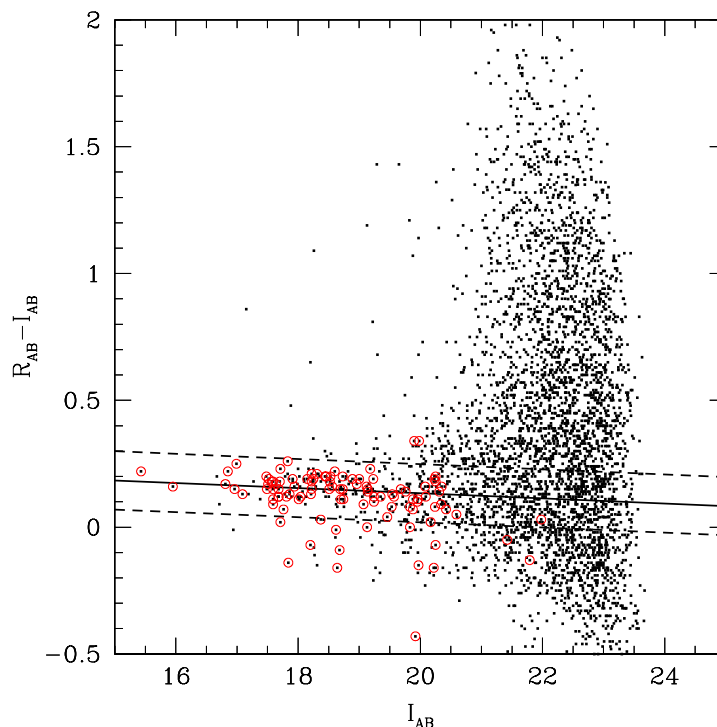


FIGURE 2.18 – Le diagramme couleur magnitude $R_{AB} - I_{AB}$ vs. I_{AB} de toutes les galaxies dans un champ de 32×32 arcmin² contenant le cœur d'A3921. Les objets représentés avec un cercle rouge sont au z de l'amas. La ligne continue est le meilleur ajustement linéaire trouvé pour la séquence principale des galaxies elliptiques de l'amas, tandis que les lignes en tirets se trouvent à $\pm 1.5\sigma_{RS}$, où σ_{RS} est la dispersion de la séquence principale (d'après Ferrari et al. (2003b) [116])

ails sont dues à la présence de galaxies d'arrière ou d'avant plan dans le catalogue photométrique. Dans le système de coordonnées ayant subi la rotation, donc, la distribution des $(m_1 - m_2)_{t,i}$ a des ailes très peuplées et asymétriques. Dans ce cas et pour les raisons détaillées précédemment, la moyenne arithmétique et la déviation standard ne sont pas les meilleurs estimateurs de la valeur moyenne et de la dispersion de vitesses des $(m_1 - m_2)_{t,i}$. J'ai donc choisi d'utiliser la médiane M et la *median absolute deviation* S_{MAD} comme indicateur de la mesure de position et du paramètre d'échelle respectivement (voir annexe B). Mon choix a été motivé d'abord par le fait que S_{MAD} ne prévoit pas l'élévation au carré de l'écart entre la couleur moyenne et celle de chaque galaxie, et donc donne moins de poids aux valeurs extrêmes de la distribution. En outre, Beers et al. (1990) ont démontré que cet estimateur est particulièrement indiqué pour des distributions avec les ailes très peuplées, puisque, en ce cas, il a une efficacité de 90%. Enfin, j'ai choisi de couper la distribution des $(m_1 - m_2)_{t,i}$ à $n_1 S_{MAD}$ d'un côté et à $n_2 S_{MAD}$ de l'autre, où :

$$n_1 - n_2 = \frac{\sqrt[3]{skewness}}{\sqrt{variance}}$$

pour que les ailes asymétriques soient tronquées au même niveau de signification.

2.4 Résultats sur les amas

Les résultats obtenus en observant en optique les amas de galaxies A521 et A3921, et en analysant avec les techniques que je viens de décrire les données obtenues en spectroscopie multi-objets et en imagerie multi-bande sont présentés dans les paragraphes suivants (2.4.1, 2.4.2, 2.4.5, et 2.4.6). Les résultats préliminaires de l'analyse des nouvelles observations X et radio d'Abell 521 sont résumés dans les paragraphes 2.4.3 et 2.4.4.

La réduction des données optiques (imagerie et spectroscopie multi-objets) d'A1413 est terminée et l'analyse est en cours, mais les résultats sont encore trop préliminaires pour figurer dans cette thèse.

2.4.1 Abell 521: résumé de l'article publié dans A&A

A521 est un amas riche (classe de richesse $R=1$) détecté pour la première fois en rayons X par HEAO1 [160, 175]. Les analyses combinées X/optique précédentes de Arnaud *et al.* (2000) et Maurogordato *et al.* (2000) ont indiqué qu'il s'agit d'un amas dynamiquement jeune [6, 195]. L'imagerie en rayons X obtenue à partir des données ROSAT a montré une morphologie du gaz avec deux pics d'émission, associés respectivement à un amas principal diffus et à un groupe compact et moins massif, où la BCG est localisée, dans la partie nord du système. La distribution projetée de la densité des galaxies est très anisotrope, avec deux filaments en direction NO/SE et NE/SO se croisant au barycentre X/optique de l'amas. La forte ségrégation dans la distribution du gaz et des galaxies, et une analyse dynamique préliminaire des galaxies de cet amas sur la base des 41 vitesses radiales mesurées ont montré que A521 est très probablement en train d'expérimenter une évolution dynamique intense [6, 195].

Ces résultats ont motivé de nouvelles observations pour clarifier le scénario du processus de coalescence; les conclusions obtenues à partir des observations optiques (spectroscopie multi-objets avec EFOSC2 au télescope de 3.6 m de l'ESO, et imagerie multi-bandes (B,I) avec la caméra CFH12k au CFHT) sont résumés ci-après et présentés plus en détails dans l'article de recherche qui fait suite.

Une analyse spatiale et dynamique détaillée des $\sim 2.2 h_{75}^{-1}$ Mpc centraux d'A521 a été effectuée sur la base des vitesses radiales et des magnitudes de 125 galaxies qui font partie de l'amas. Ces objets, dont la vitesse moyenne est $C_{BI} = 74019_{-125}^{+112}$ km/s, ont une distribution des vitesses complexe, caractérisée par une dispersion élevée ($S_{BI} = 1325_{-100}^{+145}$ km/s) et significativement différente d'une Gaussienne. La dispersion de vitesse reste significativement élevée (~ 1200 km/s) même quand un groupe de quatre galaxies d'arrière plan, identifié par les méthodes de détection des sous-structures, est exclu.

L'analyse des cartes de densité projetée des galaxies appartenant à la séquence principale de l'amas (isolée à partir du diagramme $B_{AB} - I_{AB}$ vs. I_{AB}) montre que A521 est orienté le long d'une direction principale (NO/SE), croisée par une sur-densité de galaxies dans la direction perpendiculaire et traversant le cœur de l'amas (dit "ridge"). L'ana-

lyse des variations de la distribution des vitesses suivant les différentes régions mises en évidence à partir de la carte d'iso-densité optique de l'amas a montré que la partie au nord est caractérisée par une dispersion des vitesses inférieure à celle du système global. Cette région septentrionale abrite la BCG et un groupe de galaxies dynamiquement liées, qui correspond au groupe détecté en rayons X par Arnaud *et al.* (2000). Elle pourrait être dans une phase de pré-fusion avec le corps principal de l'amas le long d'un axe en direction NO/SE. Puisque la plupart des sous-structures 2D de l'amas et ses galaxies les plus brillantes ($L > L^*$) sont aussi alignées le long de cette direction, elle constitue très probablement l'axe principal du processus de formation de l'amas. La région de sur-densité de galaxies qui se développe dans la direction perpendiculaire présente aussi des propriétés intéressantes, attribuables à nouveau à des phénomènes d'activité dynamique. Les galaxies du "ridge" ont une vitesse moyenne inférieure (73625_{-350}^{+344} km/s) et une dispersion de vitesse sensiblement plus élevée (1780_{-142}^{+234} km/s) que celle de l'amas global. Ces propriétés de la distribution des vitesses sont principalement dues à la présence d'un groupe de galaxies de vitesses radiales inférieures à la moyenne. La plupart de ces objets sont des galaxies à raies d'émission. Ces caractéristiques peuvent donc être interprétées comme le résultat d'un processus de fusion entre deux sous-structures, qui s'étendent en direction du ridge et qui se sont déjà traversées suivant un axe de collision parallèle à la ligne de visée. Les galaxies de basse vitesse radiale seraient les restes d'un sous-amas entré en collision avec une autre sous-structure, et ce processus aurait produit l'intense formation stellaire responsable de la présence de galaxies à raies en émission.

La présence de plusieurs processus de coalescence entre sous-structures observés à des époques différentes (de la phase de pré-fusion en direction nord-ouest/sud-est, à celle de post-collision dans le ridge) et le long de directions privilégiées, rend Abell 521 un cas très intéressant tant pour étudier les processus physiques qui agissent sur chaque composante d'un amas pendant sa formation, que pour une comparaison avec les prédictions du modèle hiérarchique de formation des structures.

2.4.2 Article: *Multiple Merging Events in Abell 521*

C. FERRARI, S. MAUROGORDATO, A. CAPPI, & C. BENOIST

Astronomy & Astrophysics, 2003, **399**, 813**Abstract**

We present a detailed spatial and dynamical analysis of the central $\sim 2.2 h_{75}^{-1}$ Mpc region of the galaxy cluster Abell 521 ($z=0.247$), based on 238 spectra (of which 191 new measurements) obtained at the 3.6 m Telescope of the European Southern Observatory and at the Canada-France-Hawaii Telescope. From the analysis of the 125 galaxies that are confirmed members of the cluster, we derive a location (“mean” velocity) of $C_{\text{BI}} = 74019_{-125}^{+112}$ km/s and detect a complex velocity distribution with high velocity scale (“dispersion”, $S_{\text{BI}} = 1325_{-100}^{+145}$ km/s), but clear departure from a single Gaussian component. When excluding a possible background group of four galaxies, the velocity dispersion remains still large (~ 1200 km/s). The general structure of the cluster follows a North-West/South-East direction, crossed by a perpendicular high density “ridge” of galaxies in the core region. The Northern region of the cluster is characterized by a lower velocity dispersion as compared to the whole cluster value; it hosts the BCG and a dynamically bound complex of galaxies, and it is associated with a group detected in X-ray (Arnaud *et al.* 2000). This region could be in a stage of pre-merger onto the main cluster. The small offset ($\sim +250$ km/s) in the mean velocity of the northern region as compared to the whole cluster suggests that the merging occurs partly in the plane of the sky. These results, taken together with the fact that most of the clumps detected on the isodensity maps, as well as the early-type galaxies and the brightest ones ($L > L^*$) are aligned, suggest that this North-West/South-East direction is the preferred one for the formation of this cluster. The central high dense region (“ridge”) shows a lower velocity location ($C_{\text{BI}} = 73625_{-350}^{+344}$ km/s) and significantly higher scale (1780_{-142}^{+234} km/s) as compared to the whole cluster values. This is due to the presence of a low-velocity group of galaxies with a high fraction of emission line objects. This can be explained in a scenario in which a merging of subclusters has recently occurred along the direction of the “ridge” with a significant component along the line of sight. The low-velocity group would then be a high-speed remnant of the collision which would have also triggered an episode of intense star formation responsible for the large fraction of late-type objects in this region.

I Introduction

In the hierarchical model of structure formation, galaxy clusters are supposed to form by merging of units of smaller mass. Analysis of statistical samples of galaxy clusters have shown that a high percentage of clusters with substructures is detected even at low redshift, implying that clusters are still today undergoing the process of formation (Geller & Beers 1982, Dressler & Shectman 1988, Jones & Forman 1992). Moreover, quantifying precisely

the amount of morphologically complex clusters allows one in principle to constrain directly the cosmological model through the density parameter Ω_m (Richstone *et al.* 1992, Mohr *et al.* 1995). This analysis is however hampered by the existing uncertainty in the rate at which substructure is erased (Kauffmann & White 1993, Lacey & Cole 1993). The second difficulty is that sub-clustering can affect the various quantities observable, such as the projected distribution of the galaxies and of the gas, the velocity distribution of the galaxies and the temperature structure of the gas, not necessarily at the same level, leading to sometimes different conclusions.

Detailed studies of individual complex galaxy clusters at different wavelengths is a complementary analysis which allows one to obtain details of the scenario of formation of these objects, and the physical processes necessary to explain the observed distribution (Flores *et al.* 2000, Donnelly *et al.* 2001, Mohr *et al.* 1996, Bardelli *et al.* 1998, Rose *et al.* 2002, Berrington *et al.* 2002, Czoske *et al.* 2002, Valtchanov *et al.* 2002). In this paper, we will concentrate on the dynamical analysis of the merging cluster Abell 521 which has been targeted for its outstanding properties.

Abell 521 is a rich (R=1) Abell cluster, first detected in X-ray with HEAO1 (Johnson *et al.* 1983, Kowalski *et al.* 1984). It was also suspected (Ulmer *et al.* 1985) to form a binary cluster together with its nearest neighbor on the sky, A518, but no clear evidence for gas interaction was found between the two clusters. Radio observations in the region of this cluster (Hanisch *et al.* 1985) have also shown a high fraction of radio sources with projected distances to the center compatible with these objects being cluster members. More recent data, both in X-ray and optical (Arnaud *et al.* 2000, Maurogordato *et al.* 2000) provided a more detailed analysis of the properties of the galaxies and gas distributions in this cluster. Imaging in X-ray (ROSAT/HRI) has shown a gas morphology with two peaks which can respectively be associated with a diffuse main cluster, and a compact less massive group in the northern region, suspected to be in pre-merger stage with the main cluster. The projected galaxy density distribution in the central $2.2 h_{75}^{-1}$ Mpc has a very anisotropic morphology, as it exhibits two high density filaments crossing in an X-shape structure at the barycentre of the cluster. A severe gas/galaxy segregation stands out. The brightest cluster galaxy is offset of the cluster barycentre, and lies in the region of the X-ray northern group. Multi-object spectroscopy at ESO/EFOSC2 and CFHT/MOS led to the determination of the mean redshift of the cluster, $z=0.247$, and of its velocity dispersion $S_{BI} = 1386$ km/s as measured from 41 members. However, this very high value of the velocity dispersion could be affected by the presence of substructures. Its value is also high compared to the temperature of the X-ray gas measured with ASCA ($T=6.3$ KeV, Arnaud *et al.* 2000). These results imply that this cluster is undergoing strong dynamical evolution. This motivated new observations in order to better characterize the merging scenario, in particular through additional multi-object spectroscopy. A project of wide-field multicolor imaging in five bands is under progress, and will address the large scale environment of the cluster using photometric redshifts (Ferrari *et al.* in prep.). In this paper, we analyze in detail the velocity distribution within the central $2.2 h_{75}^{-1}$ Mpc of the cluster with new data obtained at the ESO 3.6 m telescope (191 new redshifts measured). Section II briefly describes the observations and the data processing techniques, as well as

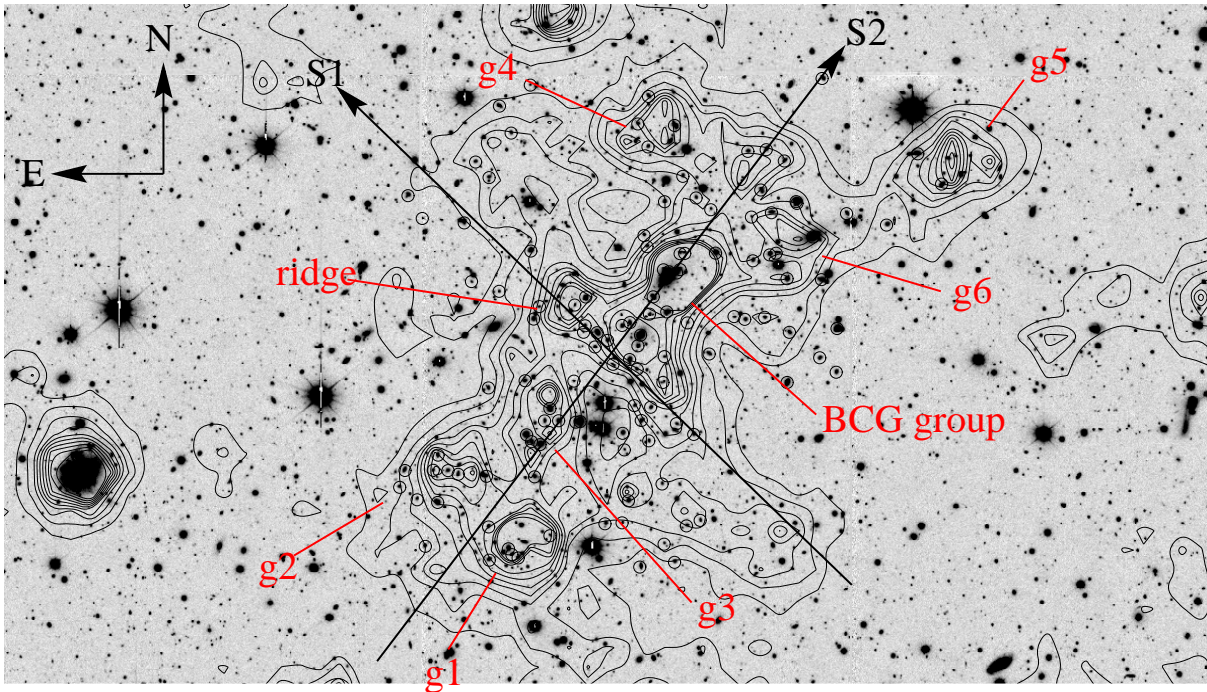


FIGURE 1 – Central field ($20' \times 10'$) of the cluster. In black, galaxy iso-density contours for $B < 27$ and $I < 20$; the lowest iso-density contour corresponds to 1σ level above the mean density in the field, the contours are spaced by 0.5σ . Black circles correspond to the 125 galaxies of the cluster with spectral quality flag=1. The subgroups identified in the projected density map and the two main directions of the cluster (S1 and S2) have been shown.

the level of completeness achieved. In Sect. III, we perform a general analysis of the 1D velocity distribution, test for departures from an unimodal gaussian, and fit a partition in three velocity groups. In Sect. IV, correlations between the structures identified in velocity space and in projected coordinates have been looked for. Variations of dynamical properties with absolute luminosity, color, and spectral type have been addressed in Sect. V. In Sect. VI, our new data are used to elaborate the more plausible scenario of occurrence of the various merging events within this particularly complex cluster. All numbers are expressed as a function of h_{75} , the Hubble constant in units of 75 km/s/Mpc. We have used the Λ CDM model with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$, then 1 arcmin corresponds to $\sim 0.217 h_{75}^{-1}$ Mpc in the following.

II The data

II.1 Observations and data reduction

New data have been obtained through a campaign of multi-object spectroscopy at the ESO 3.6 m telescope (3 nights in October 1999, and 2.5 nights in December 2000). We used the ESO Faint Object Spectrograph and Camera (EFOSC2) with grism#04, whose

grating of 360 line mm^{-1} leads to a dispersion of 1.68 \AA/pixel , and a wavelength coverage ranging from 4085 to 7520 \AA . The detector used was the EFOSC2 CCD Loral/Lesser#40, with an image size of 2048×2048 (we made a 2×2 binning, in order to improve the signal to noise ratio), and a pixel size of $15 \times 15 \mu\text{m}$.

During the run of October 1999 we achieved a spectral resolution of $\text{FWHM} \sim 18.5 \text{ \AA}$, while in the second run, as a smaller punching head was available ($1.35''$ instead of $1.8''$), the resolution was improved to $\text{FWHM} \sim 12.5 \text{ \AA}$. The total integrated exposure time was 9000 s for each frame, split in at least two exposures to eliminate cosmic rays. After each science exposure, a Helium-Argon lamp exposure was systematically taken for wavelength calibration.

Data have been reduced with IRAF⁹, using our automated package for multi-object spectroscopy based on the task “apall”. Radial velocities were determined using the cross-correlation technique (Tonry & Davis, 1981) implemented in the RVSAO package (developed at the Smithsonian Astrophysical Observatory) with radial velocities standards obtained from the observations of late-type stars. We have obtained 191 new spectra. Among these, 29 are stars, while 109 are identified as galaxy spectra with a signal to noise ratio sufficient to obtain radial velocity measurement with a parameter R of Tonry & Davis greater than 3. The remaining 53 objects have a poor velocity determination.

We list in Table 1 (available in the electronic version of the paper) our new velocity measurements. The columns read as follows: Col. 1: identification number of each target galaxy; Col. 2: run of observations (October 1999=ESO1, December 2000=ESO2); Cols. 3 and 4: right ascension and declination (J2000.0) of the target galaxy; Cols. 5 and 6: best estimate of the radial velocity and associated error from the cross-correlation technique (those values have been set to “-2” if the object is a star and to “-1” if we have no redshift information); Col. 7: a quality flag for the redshift determination: 1=good determination ($R \geq 3$), 2=uncertain determination, 3=very poor determination, 4=failed spectra, Col. 8: a listing of detected emission lines.

II.2 The spectroscopic sample

In the following analysis, the new set of spectroscopic data presented above has been combined to our original sample (Maurogordato *et al.* 2000, 47 objects added to our new catalogue) resulting in a sample of 209 galaxies and 29 stars.

B- and I-band imaging (CFH12k) taken as part of our multicolor imaging program were used to build a color catalogue in the central region of the cluster surveyed by spectroscopy. This allowed to associate B- and I-band magnitudes for most galaxies of the spectroscopic sample (187), except for 22 objects located in the gaps between the chips of the camera or strongly blended. Fig. 1 displays the central field of the cluster, where galaxies with secure redshift determination have been circled. The isodensity map of the projected distribution of galaxies with I-band magnitude $I < 20$ is also displayed

9. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation

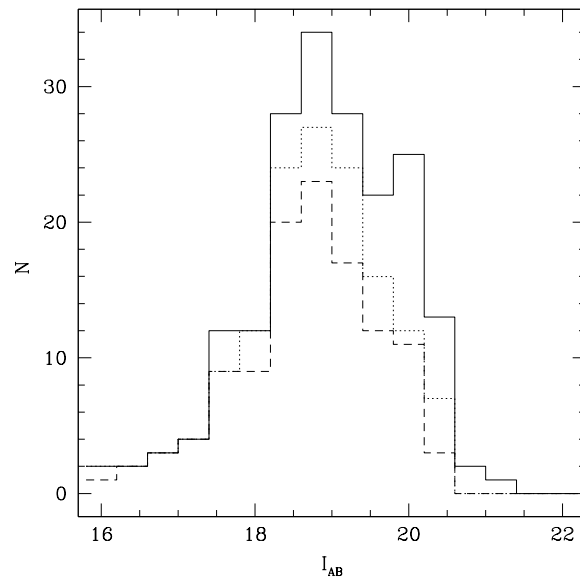


FIGURE 2 – *I*-band magnitude distributions of the galaxies of our spectroscopic sample (187 objects - solid line), of all the galaxies with good velocity determination (141 - dot), and, among them, of those belonging to A521 (113 - dash).

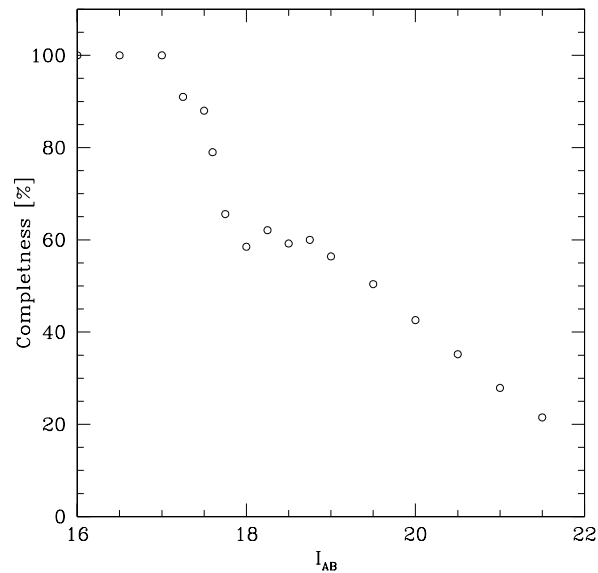


FIGURE 3 – Velocity completeness for different cuts in *I*-band magnitude in the central 10×10 arcmin² field covered by spectroscopy.

2.4. Résultats sur les amas

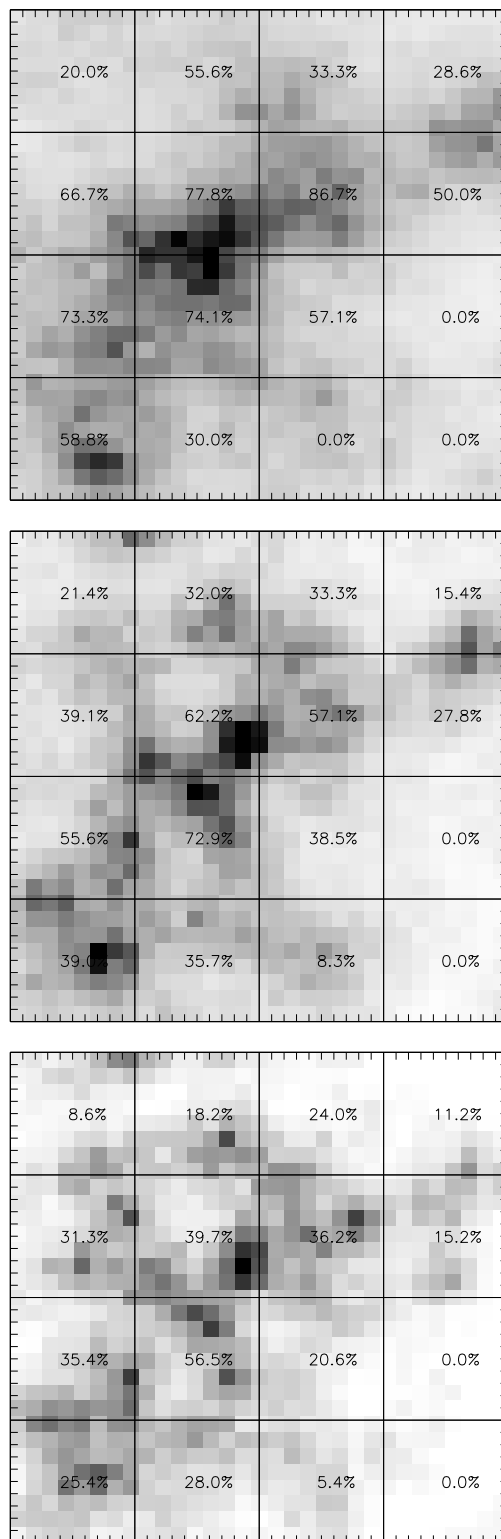


FIGURE 4 – *Completeness factor is superimposed to the isodensity maps in the field selected for spectroscopy ($10' \times 10'$). Each cell of the grid covers $2.5' \times 2.5'$. Different magnitude cuts have been considered; from top to bottom: $I < 19$, $I < 20$, $I < 21$.*

(derived using the Dressler algorithm; Dressler 1980). The preferential directions S1 and S2 observed in Arnaud *et al.* 2000 are indicated. The density structures detected at more than 5σ level are also indicated: six groups called g1 to g6, a group around the BCG, and the so-called “ridge” structure corresponding to S1.

In Fig. 2 we have plotted the I-band magnitude distributions of: the galaxies of our magnitude/velocity sample (187), those with a very good redshift determination (141), and, among them, those belonging to the cluster (113). In Fig. 3 we show the ratio of the number of objects with measured velocities to the total number of galaxies detected within the central 10×10 arcmin² of the field as a function of the I-band magnitude. We reach a general level of completeness for spectroscopy of 50% at $I_{AB} = 19.5$, which drops at 30% at $I_{AB} = 20.5$. However, these values are strongly affected by several incomplete fields at the periphery of the cluster, as the central dense regions of the cluster have been much better sampled. In fact, we have divided the spectroscopic field in 2.5×2.5 arcmin² cells (Fig. 4), and measured the degree of completeness in each cell for three different cuts in I magnitude ($I_{AB} = 19, 20, 21$). The obtained values are shown in each cell of the corresponding isodensity maps. At $I_{AB} = 19$, we have an excellent velocity sampling ($\sim 75\div 80\%$ completeness) in the North-West/South-East main structure of the cluster, which drops at $\sim 60\%$ at $I_{AB} = 20$, and at $\sim 40\%$ at $I_{AB} = 21$.

III The velocity distribution

III.1 Global analysis of the velocity distribution

We have analyzed the general behavior of the velocity distribution with the ROSTAT package (Beers *et al.* 1990). For this purpose, and in all the following analysis, we have used only the 125 objects with quality flag=1 (secure redshift) in our dataset; their velocity histogram is shown in Fig. 5.

In the case of large number of redshifts ($100\leq n\leq 200$) as in our situation, the best choice to estimate location (“mean” velocity) and scale (velocity “dispersion”) is the bi-weight estimator (Beers *et al.* 1990), as it provides the best combination of resistance and efficiency across the possible contaminations of a simple gaussian distribution. We find a location $C_{BI} = 74019_{-125}^{+112}$ km/s and a scale $S_{BI} = 1325_{-100}^{+145}$ km/s. These results are in good agreement with those obtained from the analysis of our former sample of 41 galaxies (Maurogordato *et al.* 2000), and confirm the apparently high value of the velocity dispersion in this cluster.

We have also analyzed the higher moments of the distribution, in order to look for possible deviations from gaussianity that could provide important signature of dynamical processes. For all the following tests the null hypothesis is that the velocity distribution is a single Gaussian. The traditionally used shape estimators are kurtosis and skewness; in addition, we have computed the asymmetry and tail indices (AI and TI), which also measure the shape of a distribution, but are based on the order statistics of the dataset instead of its moments (Bird & Beers, 1993). By definition, skewness, kurtosis and AI are equal to 0 for a gaussian dish, while TI to 1. In Table 2 we present the results; significance levels have been estimated from Table 2 in Bird & Beers 1993. While the values obtained for

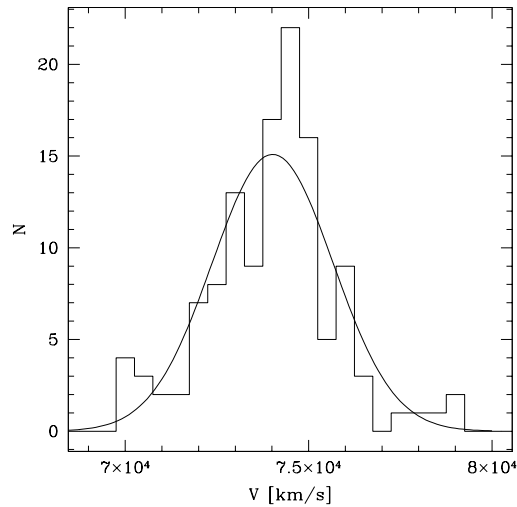


FIGURE 5 – Velocity histogram within Abell 521 obtained from the 125 $Q.F.=1$ members of the cluster, with a binning of 500 km/s. A gaussian function with the velocity distribution derived with ROSTAT is superimposed.

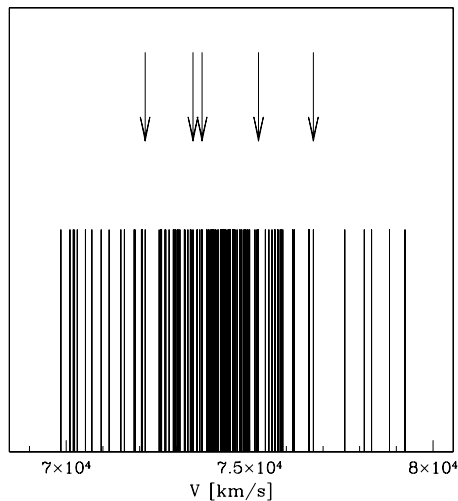


FIGURE 6 – Stripe density plot of radial velocities for the 125 members of Abell 521.

skewness and AI cannot allow to reject the Gaussian hypothesis (significance level $> 10\%$), both kurtosis and TI indicate departure from a Gaussian distribution at better than 10% significance level (Beers *et al.* 1991). This indicates that the dataset has more weight in the tails than a Gaussian of the same dispersion.

As departure from normality and high values of velocity dispersion can result from a mixing of several velocity distributions of smaller velocity dispersion with different loca-

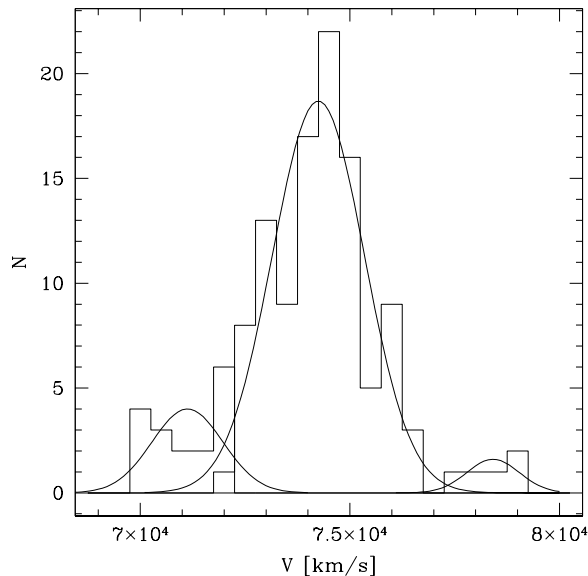


FIGURE 7 – Same as Fig. 5, but now the best fit Gaussians found by KMM for a three group partition is superimposed and we have used a binning of 500 km/s.

Indicator	Value	Significance
AI	0.470	≤ 0.20
TI	1.113	≤ 0.10
Skewness	0.087	> 0.20
Kurtosis	0.779	≤ 0.05

TABLEAU 2 – 1D substructure indicators for the 125 objects with quality flag=1 in our dataset

tions, we have investigated various tests for the existence of substructure in the cluster velocity distribution.

We have therefore addressed the presence of gaps which can be a signature of subclustering (Beers *et al.* 1991). Five significant gaps in the ordered velocity dataset were detected. Fig. 6 shows the stripe density plots of radial velocities of the 125 cluster galaxies and we have indicated the gap positions with an arrow, while in Table 3 one can find the velocity of the object preceding the gap, the normalized size (i.e., the “importance”) of the gap itself, and the probability of finding a normalized gap of this size and with the same position in a normal distribution. Two very significant gaps are detected respectively at ~ 76740 km/s (probability lower than 1.4%) and ~ 72150 km/s (probability lower than 0.2%).

In addition, 9 of the 13 one-dimensional statistical tests of gaussianity performed by ROSTAT exclude the hypothesis of a single Gaussian distribution at better than 10% significance level (see Table 4). Among them, the Dip test is particularly indicative (Hartigan

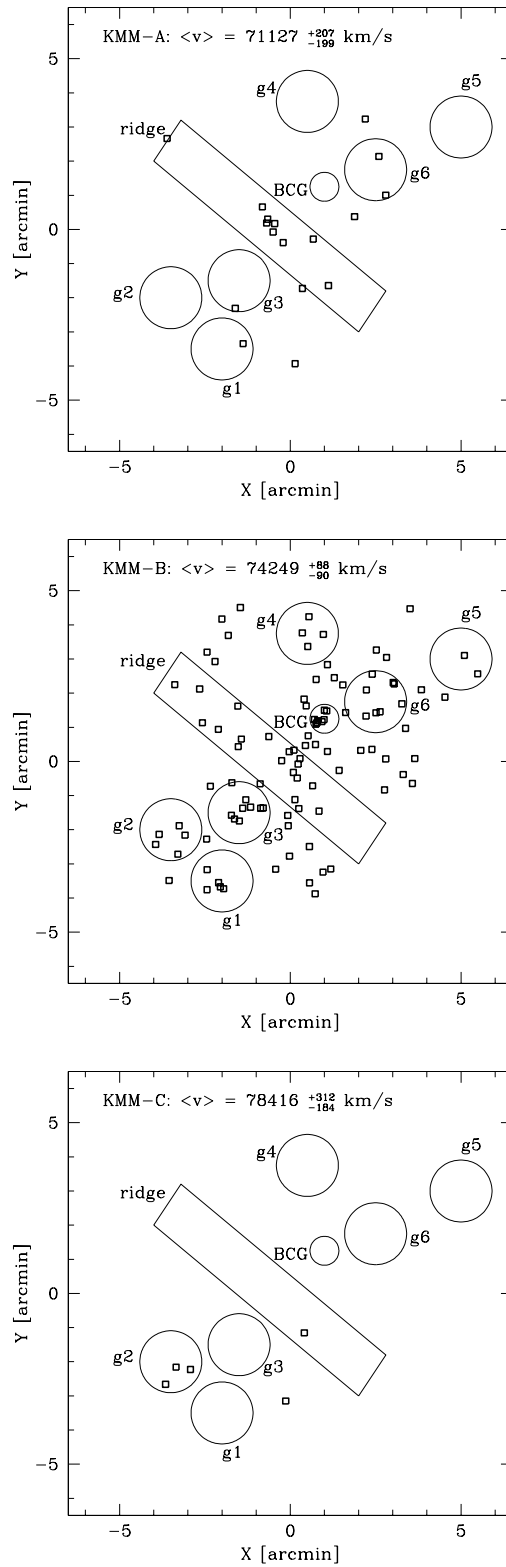


FIGURE 8 – Projected coordinates of the galaxies assigned to the KMM partition. From top to bottom, KMM-A, KMM-B, KMM-C. The subgroups of the cluster identified by the isodensity contours in Figs. 1 and 10 have been schematically represented (in next figures too).

Velocity [km/s]	Size	Significance
73455.4	2.298	0.030
75243.4	2.323	0.030
73704.0	2.454	0.030
76738.1	2.577	0.014
72150.0	3.089	0.002

TABLEAU 3 – *Weighted gaps in the data*

Statistical Test	Value	Significance
a	0.743	≤ 0.10
W	0.969	0.08
B2	3.779	0.04
DIP	0.023	≤ 0.05
KS	0.873	0.10
V	1.707	0.01
W ²	0.162	0.02
U ²	0.162	0.01
A ²	0.989	0.01

TABLEAU 4 – *1-D statistical tests performed in ROSTAT package that exclude the hypothesis of a single gaussian distribution. In Cols. 1 and 2 we report the name and the value of the statistics, while Col. 3 indicate their significance levels.*

& Hartigan 1985). This tool tests the hypothesis that a sample is drawn from a unimodal, not necessarily Gaussian parent population. In the present case it rejects the unimodal hypothesis at a significance level better than 5%, confirming our previous results.

III.2 Partitioning the distribution in velocity space

In order to separate possible velocity groups within our velocity dataset we have used the KMM mixture modeling algorithm of McLachlan & Basford (1988). This method has been shown to be very useful for detecting bimodality in astronomical datasets (Ashman and Bird 1994), and can even be applied to detect multimodality. One of the major uncertainties however is the best choice of the number of groups for the partition. Given the appearance of the velocity histogram and of the strip density plot, and the presence of two highly significant gaps, we have chosen as a first guess to fit three velocity groups around the mean velocities 70000, 74000 and 78500 km/s. The KMM algorithm then fits a 3-group partition from this guess and optimizes the mean velocity for each group. However, in the case of a multimodal partition, the significance level is not determined accurately by the algorithm. The estimated P-value of 3 % suggests a strong rejection of the null hypothesis (unimodal gaussian distribution) but has to be taken only as a guideline. The low-velocity group A is best fitted by a Gaussian with parameters: $C_{\text{BI}} = 71127_{-199}^{+207}$ km/s and $S_{\text{BI}} = 678_{-69}^{+88}$ km/s (17 objects). The major group B (103 objects) is found with

$C_{\text{BI}} = 74249_{-90}^{+88}$ km/s and $S_{\text{BI}} = 879_{-55}^{+61}$ km/s. At the high velocity tail, 5 galaxies are found, with location $C_{\text{BI}} = 78416_{-184}^{+312}$ km/s, populating group C. The three gaussians corresponding to these partitions are displayed in Fig. 7.

We present in Fig. 8 the projected positions of the galaxies assigned to the three partitions. The position of the main overdensities emerged in the projected density maps are also displayed for an easier reading. Galaxies in KMM-B are following the cross-like general pattern of the cluster. Half of the galaxies in KMM-A are located in the central ridge. Galaxies belonging to KMM-C are all located in the South-East region of the cluster. We have also tried partitions with a higher number of groups (respectively 4 and 5) which also show strong rejection of the unimodal hypothesis. However, as suggested by Ashman and Bird 1994, we have followed the Occam's razor and selected the partition with the smaller number of groups (tri-partition).

IV Combined analysis of sub-clustering in velocity/2D space

IV.1 Tomography of Abell 521

As indicated by the moments analysis, the tails of the velocity distribution appear to be widely populated, suggesting the presence of interlopers. Moreover, the analysis of the number density maps of the cluster (Arnaud *et al.* 2000 and Fig. 1 of the present paper) shows a complex structure, with six groups in projected coordinates (g1 to g6) along the main SW/NE direction of the cluster, a group around the BCG and a high density ridge in the direction perpendicular to the main axis of the cluster.

In Fig. 9, the values of the radial velocities (bottom), the mean radial velocities (middle), and the velocity dispersions (top) are plotted as a function of an angular radius; velocity location and scale have been computed in concentric shells with a fixed number of objects (20), in order to have comparable statistics. Different colors in the velocity vs. radius plots have been used to visualize the different groups identified on the isodensity map.

For the left panels, the center is taken at the position of the main X-ray cluster (Arnaud *et al.* 2000), which roughly coincides with the barycentre of the galaxy distribution. For the plots of the central column the origin is centered on the BCG position, while in the the right panels we used the projected coordinate along the cluster main axis S2 (North-West/South-East). Negative values correspond to the South-East extremity of the cluster, zero to the center, and positive values to the North-West extent.

In Fig. 10, galaxies have been circled with different colors corresponding to different velocity bins. Fig. 9 and Fig. 10 can then be analyzed together to understand the variation of the velocity distribution in the field. The galaxies belonging to the region of the “ridge” S1, centered on the barycentre position and extending perpendicularly to the main axis S2, are color-encoded as blue open squares in Fig. 9. For this particular region, we obtain systematically a lower mean velocity and a higher dispersion than for the whole cluster. This is particularly apparent in Fig. 9 top and medium, right panels. This region consists of several clumps in projected density map, but galaxies in the whole velocity range [70000-78000] km/s populate the various clumps. However, it is the large number of low velocity

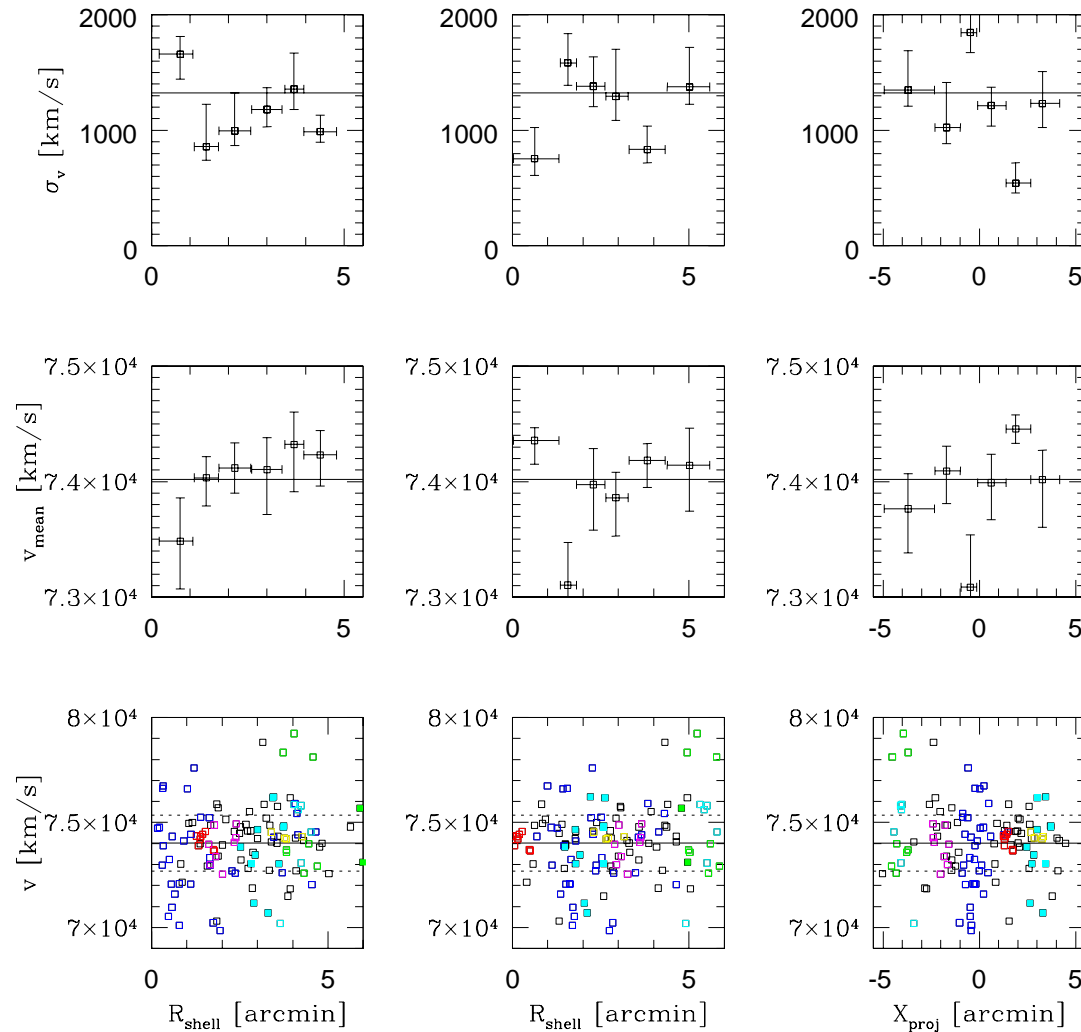


FIGURE 9 – **Left (from bottom to top):** radial velocities of the 125 galaxies of our spectroscopic catalogue, and velocity location and scale of concentric shells with a fixed number of objects (20), centered on the optical barycentre of the cluster. **Center:** as before, but the new origin of the x -axis is the BCG position. **Right:** as before, but X_{proj} is the projected coordinate along the main axis of the cluster (NW/SE) and the center position is again on the optical barycentre of the cluster. Continuous lines represent the whole sample velocity scale (top) and location (mean and bottom). Dashed lines (bottom) indicate the $[\bar{v} - \sigma_v, \bar{v} + \sigma_v]$ interval. Different colors correspond to the different subgroups detected on the isodensity map: **red open squares:** BCG group - **blue open squares:** ridge region - **cyan open squares:** clump $g1$ - **green open squares:** $g2$ - **purple open squares:** $g3$ - **yellow open squares:** $g4$ - **green full squares:** $g5$ - **cyan full squares:** $g6$ - **black open squares:** remaining objects

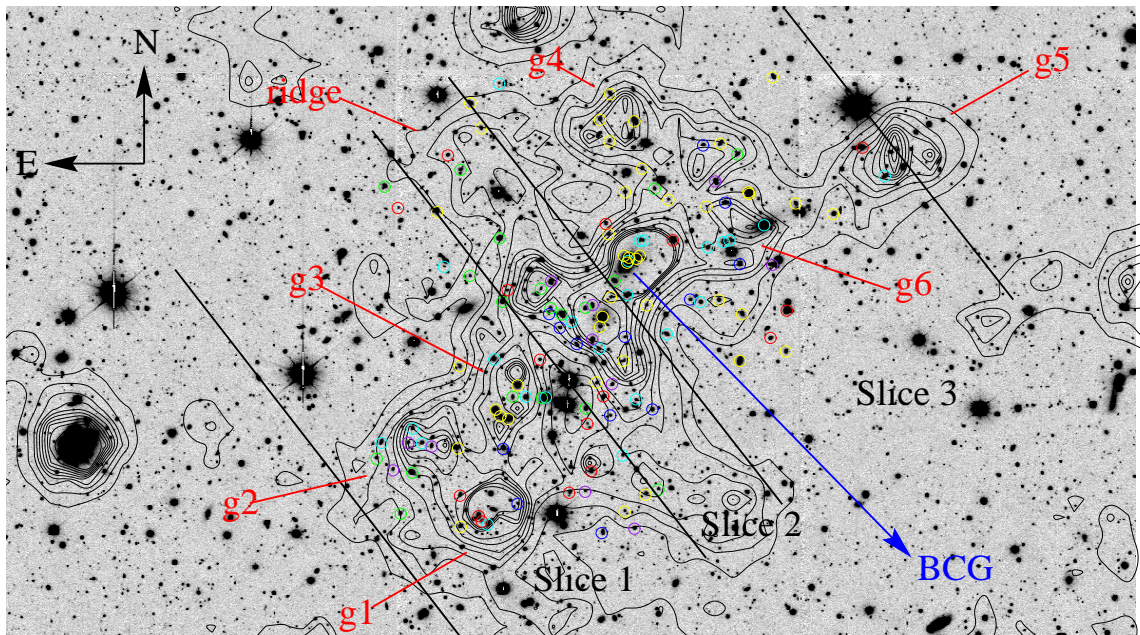


FIGURE 10 – In black, galaxy iso-density contours for $B < 27$ and $I < 20$; the lowest iso-density contour corresponds to 1σ level above the mean density in the field, the contours are spaced by 0.5σ . The division in 3 slices has been shown. Circles correspond to the galaxies in our high quality velocity dataset; different colors correspond to different ranges in radial velocity: **blue**: $v_r = 69000 \div 72000$ - **green**: $v_r = 72000 \div 73000$ - **cyan**: $v_r = 73000 \div 74000$ - **yellow**: $v_r = 74000 \div 75000$ - **red**: $v_r = 75000 \div 76000$ **purple**: $v_r = 76000 \div 80000$

objects that lowers the value of location in this region as compared to that obtained for the whole cluster.

At ~ 1.5 arcmin from the barycentre of the cluster, in the North-East direction, we find a compact region of galaxies at similar velocities corresponding to the BCG region (galaxies color-encoded as red squares in the bottom panels of Fig. 9), which shows a significantly lower velocity dispersion and a slightly higher value of the mean velocity (top and medium panels of Fig. 9).

A high velocity group of four galaxies (~ 78500 km/s) is detected at large radius (~ 4 arcmin) from the barycentre of the cluster (bottom panel of Fig. 9), with a gap in velocity of more than 1500 km/s as compared to others galaxies at the same radius. Thus, these objects are likely to be unbound to the cluster; they are located in the South-East extremity of the cluster (bottom, right panel of Fig. 9), and three of them in the region defined as g2 (green open squares in Fig. 9). This latter is the result of the superimposition along the line of sight of these three high velocity galaxies and a concentration of objects in the velocity range ($[72000-74000]$ km/s).

Several other clumps have a more homogeneous velocity composition: g1 (cyan open squares in Fig. 9), g3 (purple open squares in Fig. 9, and g4 (yellow open squares in

Fig. 9); g1 is mainly populated with galaxies in the [74000-76000] km/s velocity range, while the greatest part of objects in g3 have velocity in the [74000-75000] km/s bin. In particular, as one can see comparing the first and fifth bins of the central, top panels of Fig. 9, g3 has a mean velocity and velocity dispersion quite close to the value of the BCG group. The North-East g4 clump also shows a mean velocity location comparable to the BCG region, and a very small value of velocity dispersion.

Unfortunately, the number of measured radial velocities within the previous mentioned substructures is not always large enough to obtain meaningful dynamical information for each of them; we have thus divided the cluster into three regions with a number of objects sufficient to derive stable estimators of location and scale and to get enough statistics in velocity histograms without degrading too much the binning. These regions have been defined as three slices perpendicular to the main direction of the cluster (see Fig. 10). This choice has been motivated by the following reasons: first of all we wish to test separately the velocity distribution within the high density ridge S1 perpendicular to the direction of the main cluster S2, which was shown in previous analysis to be of specific interest. We therefore design the central slice (2) to include it. We also want to investigate the possible differences in velocity distribution between the North-West and South-East regions suggested in Fig. 9. The southern slice (1) includes the groups g1, g2 and g3; the northern slices (3) includes both the BCG region as well as the northern extensions embedding g4, g5 and g6 subgroups. In Fig. 11 the velocity distributions for each slice are shown; the corresponding values for velocity location and scale have been reported in Table 5.

In the southern region (slice 1), the mean velocity of the main structure, obtained when excluding the four high velocity galaxies, is $C_{\text{BI}} = 73886_{185}^{+186}$ km/s, and its scale is $S_{\text{BI}} = 1117_{-86}^{+150}$ km/s. The bimodal appearance of the main structure histogram motivated us to try a KMM partitioning of the distribution. A very good agreement was found (0.929 significance level) for a fit by two gaussians centered respectively at 73070 km/s and 75140 km/s, and with velocity dispersions of $S_{\text{BI}} = 570_{-52}^{+89}$ km/s and $S_{\text{BI}} = 498_{-40}^{+87}$ km/s. This indicates that in the region there is probably a mix of two kinematically distinct populations in addition to the high velocity group, and reflects the previous mentioned difference in velocity distribution within the clumps g1 and g3 with respect to g2.

In slice 2, corresponding to the ridge region, the velocity distribution shows a very dispersed boxy shape, with a velocity dispersion reaching the very large value of 1780_{-142}^{+234} km/s, in good agreement with previous values by Maurogordato *et al.* 2000. In agreement with previous results, the location of the central slice is the lowest one ($C_{\text{BI}} = 73625_{-350}^{+344}$ km/s).

The northern region (slice 3) shows a higher location than the previous slices, $C_{\text{BI}} = 74300_{-104}^{+110}$ km/s, which is comparable to the velocity of the BCG (74357 ± 44 km/s), and a lower velocity dispersion ($S_{\text{BI}} = 839_{-134}^{+216}$ km/s). The shape of the distribution is symmetrical, although few galaxies are still present in the low velocity tail. We have addressed the dynamics of the region immediately surrounding the BCG; this galaxy has a complex structure, with a series of bright knots embedded in a lower density arclike structure at $24 h_{75}^{-1}$ kpc of its center (Maurogordato *et al.* 1996, Maurogordato *et al.* 2000). We have

measured the redshifts of the four bright knots in the arclike structure (see Table 6), showing that these objects belong to the cluster and are not gravitationally lensed background objects. The central location in a $\sim 240 h_{75}^{-1}$ kpc region around the BCG (ten objects with measured velocities including the BCG and its multiple nuclei) is $C_{\text{BI}} = 74340_{-102}^{+40}$ km/s. This value is very close to the BCG radial velocity (74357 ± 44 km/s); the velocity scale is very low, 256_{-133}^{+82} km/s, and of the same order as the BCG internal velocity dispersion, 368 ± 463 km/s (Maurogordato *et al.* 2000) strongly suggesting it is bound to the BCG.

When comparing the velocity distribution of the three slices, the northern region clearly shows a higher location and a lower velocity dispersion than the other regions, while a very high velocity dispersion is observed within the central ridge. These results confirm the trends that emerged in the velocity profiles in Fig. 9.

IV.2 Kinematical indicators of sub-clustering

Our previous analysis has clearly shown the presence of sub-clustering in the projected density distribution and the departure from gaussianity of the velocity distribution, indicating that the system has not yet reached equilibrium. As a second step, we have performed a more systematic search of sub-structures by addressing directly correlated deviations in position and velocity distributions. We have applied several classical methods that quantify the amount of substructures in galaxy clusters using positions and velocities.

In Table 7 we list the actual values for Δ (Dressler & Shectman, 1988), ϵ (Bird, 1994), and α (West & Bothun, 1990) parameters and the significance of the corresponding tests, obtained through the bootstrap technique and by normalizing with 1000 Monte Carlo simulations.

Assuming that these tests reject the null hypothesis if the significance level is less than 10%, only the Δ test finds evidences of subclustering at a high confidence level. This result is further investigated by using the kinematical estimators introduced by Girardi *et al.* (1997), which take into account separately the departures of the local mean (δ_V) and dispersion (δ_S) from the global measurements for the whole cluster. Low values of local velocity dispersion will give high values of δ_S , while δ_V will be high in case of strong departures (i.e. more than one σ) of the local mean velocity with respect to the global mean. In Fig. 12, each galaxy is represented by a circle whose diameter is proportional to e^Δ (top panel), e^{δ_V} (middle panel) and e^{δ_S} (bottom panel). The top panel shows several areas with many large circles, which indicate correlated spatial and kinematic variations. In the middle panel, very large circles are present in the South-East region of the cluster, corresponding to the group of background galaxies detected in previous sections. One can also note several large circles in the ridge region, corresponding to the presence of the previously detected low velocity group. Moreover, in the bottom panel, we detect three clumps in which the velocity dispersion is effectively low; one is in the South-East region and corresponds to the structure identified as g3 in our iso-density maps, while the second is centered on the BCG complex. The third clump consists of a group of four galaxies in the g4 region; it has such a low local velocity dispersion that the corresponding e^{δ_S} values

Subsample	Galaxy nb.	C_{BI} [km/s]	S_{BI} [km/s]
Whole sample	125	74019^{+112}_{-125}	1325^{+145}_{-100}
KMM-A	17	71127^{+207}_{-199}	678^{+88}_{-69}
KMM-B	103	74249^{+88}_{-90}	879^{+61}_{-55}
KMM-C	5	78416^{+312}_{-184}	-
Non-emission line galaxies	110	74166^{+96}_{-112}	1087^{+117}_{-88}
Emission line galaxies	15	72390^{+727}_{-923}	2250^{+752}_{-384}
Early	72	74083^{+121}_{-145}	1105^{+135}_{-95}
Late	41	73402^{+258}_{-278}	1723^{+272}_{-170}
Bright ($I_{AB} < I_{AB}^*$)	9	74321^{+118}_{-193}	491^{+265}_{-243}
Intermediate ($I_{AB}^* < I_{AB} < I_{AB}^* + 2$)	76	74000^{+144}_{-164}	1331^{+156}_{-150}
Faint ($I_{AB} > I_{AB}^* + 2$)	28	73515^{+268}_{-311}	1635^{+449}_{-232}
Slice 1	44	74037^{+233}_{-256}	1454^{+266}_{-180}
Slice 1 without the background group	40	73886^{+186}_{-185}	1117^{+150}_{-86}
Slice 2	30	73625^{+344}_{-350}	1780^{+234}_{-142}
Slice 3	51	74298^{+110}_{-104}	839^{+216}_{-134}

TABLEAU 5 – *Velocity distribution properties of the various subsamples of A521 galaxies*

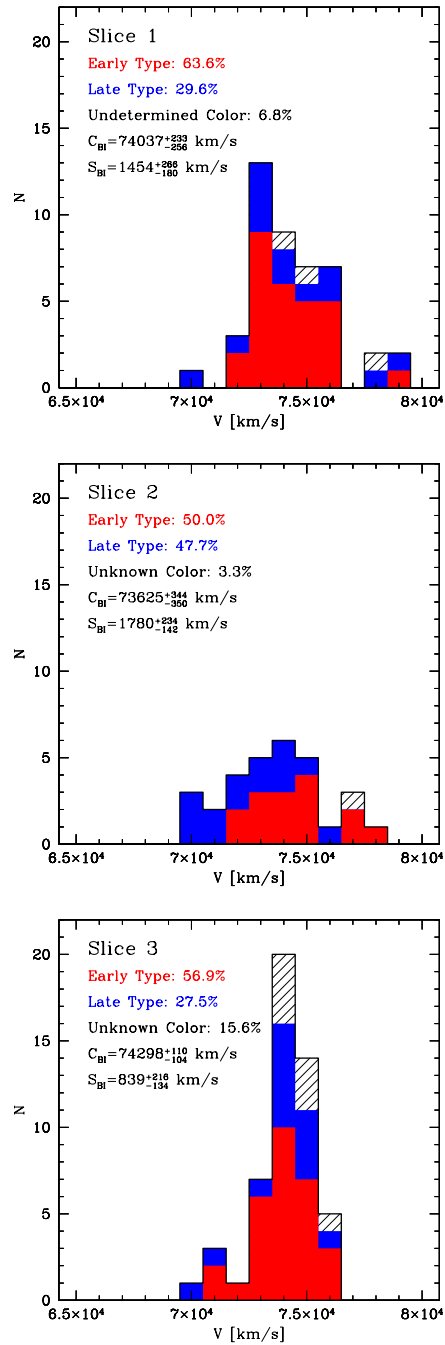


FIGURE 11 – Velocity distributions of the three slices of Fig. 10; the contribution due to different morphological types has been shown using different colors (early: red, late: blue, undetermined color objects: black shading). A binning of 1000 km/s has been used. Velocity location and scale found with ROSTAT are also shown.

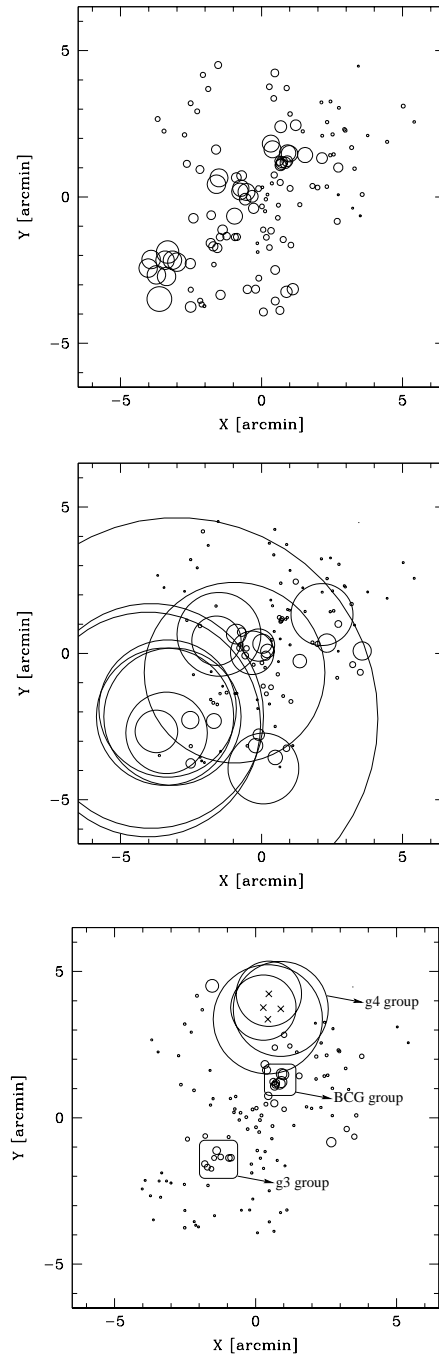


FIGURE 12 – *Projected positions of the galaxies in our spectroscopic sample, represented by circles with dimensions weighted by the estimators of Dressler & Shectman 1988 (Δ , top panel) and Girardi et al. 1997 (δ_V , middle panel, and δ_S , bottom panel). In the top panel, concentrations of large circles indicate a correlated spatial and kinematical variation. In the middle panel, strong deviations of the local velocity as compared to the global one, while in the bottom panel, a low value of the local velocity dispersion as compared to the mean one. Crosses correspond to circles larger than the box (see text for details).*

Blob	Radial Velocity(km/s)	Error on Velocity(km/s)
B	74340	100
C	74341	80
D	74325	52
E	74205	106

TABLEAU 6 – *Radial velocities of the four blobs embedded in the arclike structure at $24 h_{75}^{-1}$ kpc of the BCG center. The names of the blobs refer to Maurogordato et al. 2000, Fig. 8.*

Indicator	Value	Significance
Δ	164.8	0.080
ϵ	$1.91 \times 10^{+27}$ kg	0.217
α	$0.183 h_{75}^{-1}$ Mpc	0.381

TABLEAU 7 – *3-D substructure indicators for the sample of 125 objects with quality flag=1 in our dataset*

are larger than the box size of Fig. 12. Therefore, we have represented these objects with circles of diameter equal to their δ_S parameters, and we have indicated their projected positions with crosses. Their radial velocities are in the range [74200-74500] km/s, as can clearly be seen in Fig. 9, where the four galaxies are represented by yellow squares. We also note that in the region of the “ridge” and in the extreme South-East region, the dimension of the circles is the smallest, indicating in these regions the highest values of the velocity dispersion are reached.

We have also applied the algorithm developed by Serna & Gerbal (1996) which identifies subclusters on the basis of dynamical arguments. It uses the hierarchical clustering algorithm to associate galaxies according to their relative binding energies. Fig. 13 shows the map in projected coordinates visualizing the groups resulting from the substructure analysis at the various levels. At the first level, the algorithm separates the data into the main cluster G1 of 120 objects (open circles + stars) with $v_{mean} = 73835$ km/s and $\sigma = 1204$ km/s, and a high velocity set of 5 objects G2 (large filled points) in the southern region, with $v_{mean} = 78418$ km/s and $\sigma = 500$ km/s, previously identified as KMM-C. The algorithm then splits again the main cluster G1 in two components of very different mass ratios: the main one G11 (93 objects, open circles) with a mean velocity similar to the value obtained for G1, but now a velocity dispersion greatly reduced ($\sigma = 940$ km/s), and a low mass group G12 of five objects at higher velocity (75730 km/s) plotted as stars in the southern region. These objects were already detected in the analysis of slice 1, as a possible higher velocity population of the southern region. At the last level of structure identification, the algorithm finds out two significant groups: the first one at North (G111), corresponding to the region surrounding the BCG galaxy (squares), at a slightly higher mean velocity than the mean component (74290 km/s) and presenting a low value of the velocity dispersion (442 km/s), and a compact group southern of the ridge (circles), corresponding to g3 in previous Sects. The energy levels of the various groups are also provided

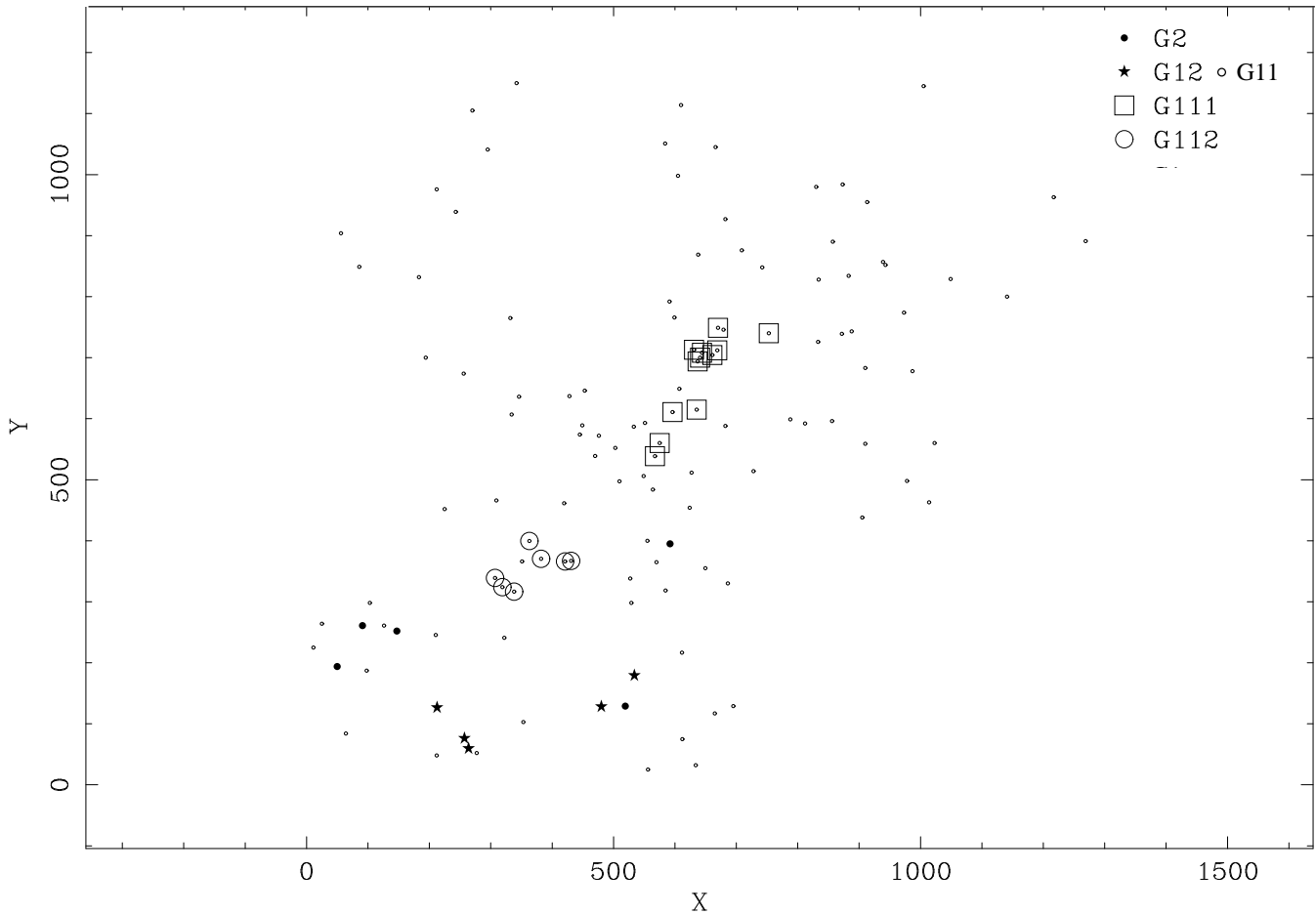


FIGURE 13 – *Substructure analysis by the h-tree method: the map in projected coordinates is shown, with different symbols corresponding to the different groups identified.*

(not displayed): the deepest energy levels at the bottom of the energy well corresponds to the BCG complex. The lower level is occupied by the BCG itself associated to blob A, joining with the three other blobs C, D and E (see Table 6) at a slightly higher level. Associating to the BCG complex various galaxy pairs at low energy levels results into a bound central group around the BCG galaxy. It is interesting to note that the BCG group and g3 are detected both by the dynamical estimator of Girardi *et al.* 1997, and by the h_{tree} algorithm.

IV.3 Dynamics of the groups

As seen before, several groups are revealed from the sub-structure analysis. We have then performed the gravitational bound check as in the two-body problem (Beers, Geller and Huchra 1982):

group	v_{mean} [km/s]	σ [km/s]	M_{vir} ($10^{15} M_{\odot}$)	N_{gal}
main	74018	1386	1.96	125
G1	73835	1204	1.64	120
G2	78418	504	0.2	5
G11	73965	930	1.1	93
G12	75730	121	0.006	5
G111	74290	442	0.045	12
G112	74068	574	0.063	7

TABLEAU 8 – *Properties of the significant groups from the h_{tree} analysis*

$$V_r^2 R_p \leq 2 G M \sin^2 \alpha \cos \alpha, \quad (1)$$

where V_r is the relative line-of-sight velocity of the two considered clumps, R_p is the projected separation of the clump centers, α is the projected angle measured from the sky plane, and M is the total mass of the system.

In a first step, we have applied it to the groups G1 and G2 previously defined by the h -tree method. The result is displayed in Fig. 14, which shows that the system is unbound for nearly all values of the projection angle α . We have then eliminated the group G2 from the analysis as a background system of galaxies, and tested if the group G111 (corresponding to the system surrounding the BCG) and the group G112 (corresponding to g3) are bound to the remaining cluster. We considered each time a two-body problem, with one system being the tested group, and the other the remaining cluster. It results that the groups G111 and G112 are bound to the cluster for nearly all values of the projection angle α (4 to 90 degrees).

V Variation of dynamical properties with color and luminosity

In this Sect. we use the color information to define early and late type galaxy subsamples, using the result that the bulk of early-type galaxies in all rich clusters usually lie along a linear color-magnitude relation. This so called “red sequence” has been interpreted as a clear indication that all rich clusters contain a core population of passively, evolving elliptical galaxies, coeval and formed at high redshift (Ellis *et al.* 1997, Kodama *et al.* 1999, Gladders *et al.* 1998). In Fig. 15 the (B-I) versus I color-magnitude diagram (CMD) is shown for the objects in a field of 15×15 arcmin² ($\sim 3.25 \times 3.25 h_{75}^{-2}$ Mpc²) centered on the optical barycentre of the cluster.

Due to the fact that we have no magnitude information for 12 of the 125 objects of A521, our velocity/magnitude catalogue is made up of 113 galaxies.

The red sequence of the cluster has been characterized (slope, intercept and width) by considering galaxies in a smaller field (6.8×6.8 arcmin², $\sim 1.5 \times 1.5 h_{75}^{-2}$ Mpc²) in order to reduce the higher contamination in periphery by field objects. We have used an algorithm of linear regression plus an iterated 3σ clip, following and refining the method of Gladders *et*

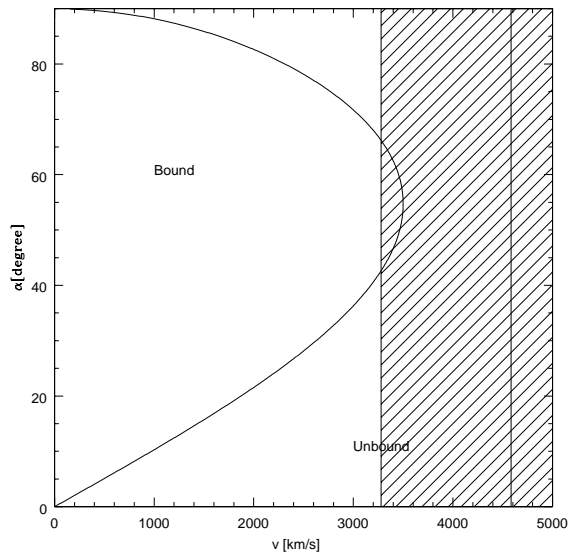


FIGURE 14 – Boundary between the bound and unbound orbits for the main cluster G1 and the high velocity system G2. The domain left of the curve corresponds to bound orbits, while the right part to unbound ones. The vertical line corresponds to the velocity difference between the mean location of the two groups. The corresponding 68% confidence region is shown with the cross-hatching.

al. (1998) (detailed in Ferrari *et al.* in prep.). The red sequence can then be described by the linear equation $(B - I)_{AB} = -0.033I_{AB} + 3.273$ with a width of 0.183 (see Fig. 15). Galaxies with measured redshift that lie within the identified red sequence and the three reddest objects of the cluster in the color-magnitude diagram have been classified as early type objects, while the galaxies with bluer colors on this diagram have been assumed to correspond to later types.

We have analyzed the galaxy velocity distribution of our sample as a function of this approximate early/late classification; histograms of velocity and distribution in projected coordinates of these objects are displayed in Fig. 16. Velocity locations and scales of the two subsamples calculated using the biweight technique are shown in Table 5.

We find significantly different velocity dispersions for the two samples, with an extremely high value for the late type sub-sample, while quite close to the value of the main cluster component (KMM-B) for the early type one.

A trend in location is also detected, with the late type objects located at a lower velocity as compared to the early type sample. A Kolmogorov-Smirnov test rejects the hypothesis that the two velocity datasets are drawn from the same parent population with a significance level of $\sim 5.5\%$ (see table 10). The distribution in projected coordinates is also very different for the two samples (Fig. 16, right panels). Most of the early type galaxies are aligned with the S2 axis and populate the region of the BCG and the groups,

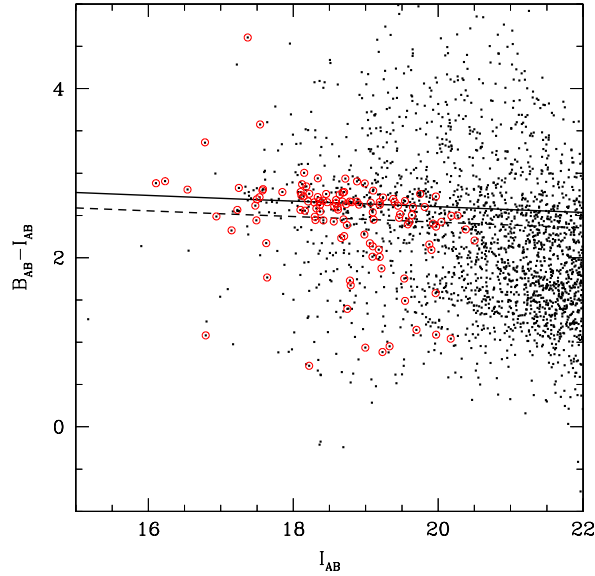


FIGURE 15 – *The color-magnitude diagram ($B-I$) vs. I for all the galaxies in a 15×15 arcmin² area containing the core of the cluster. The objects represented with a circle have spectroscopic redshift and belong to the cluster. The solid straight line is the linear best-fit found for the red sequence of the elliptical galaxies of the cluster, while the dashed line represents the “boundary” between early and late type objects on the CMD.*

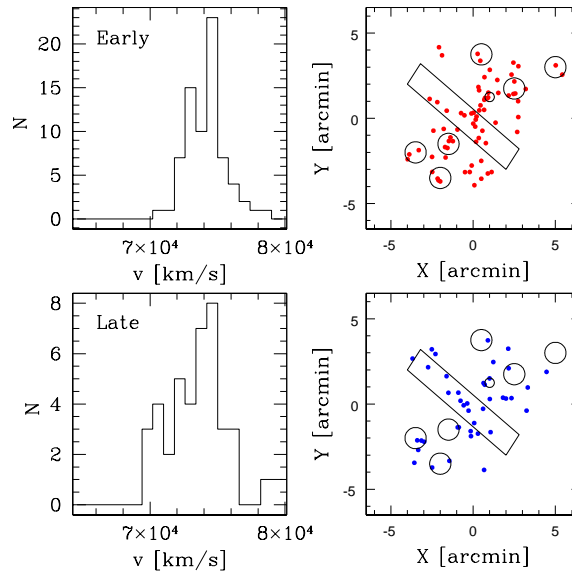


FIGURE 16 – *Top: Velocity distribution with a binning of 800 km/s (left) and projected coordinates (right) of early type galaxies. Bottom: as before, but for the late type subsample.*

with some sparse objects in the outskirts, whereas the galaxies of the late type sample are mainly located along the S1 filament and in the external regions of the cluster, with very few objects in the South. This is confirmed by the velocity histograms plotted in Fig. 11 for each slice of Fig. 10, where the counts in velocity bins are encoded with a different color for each morphological type (blue for late, red for early). The region of the ridge (slice 2) is the richest in late type objects ($\sim 50\%$ versus $\sim 28\%$ for slices 1 and 3), in particular in the low velocity tail.

We have then investigated if this strong morphological segregation could be related at least partially to a luminosity segregation. Using the previous classification, we have converted apparent magnitudes to absolute ones, assuming k and e-corrections for E and Sa models given by Poggianti (1997). We have then divided the catalogue in three subsamples in absolute magnitudes, corresponding to $I_{AB} \leq I_{AB}^*$, $I_{AB}^* < I_{AB} < I_{AB}^* + 2$, $I_{AB} \geq I_{AB}^* + 2$ (with $I_{AB}^* = -22.7$, derived using the i'^* value in Goto *et al.* 2002 and following the indication of Fukugita *et al.* 1995 for transforming i' in I_{AB}), in order to test if the spatial and velocity distribution differs for various luminosity classes within the cluster. In table 5 we report the results for each sub-sample.

In Fig. 17, we display the projected distributions and the velocity histograms for the three tested subsamples. As a first evidence, the velocity dispersion increases drastically from brightest to faintest objects, with more than a factor two between the value obtained for the $I_{AB} \leq I_{AB}^*$ sample towards the $I_{AB} \geq I_{AB}^* + 2$ one. There is also some indication of shift in location, as the brightest sub-sample is characterized by a mean velocity ~ 700 km/s higher than the fainter ones.

The brightest galaxies lie only on the main axis of the cluster (S2), while the faintest ones are preferentially located along S1 with some galaxies in the outskirts. We have then tested for correlations between the pseudo-spectral type and luminosity class distributions. The late type subsample and the faint one have extremely similar distributions both in velocity and in projected positions; in both cases, a K-S test indicates that they are drawn from the same distribution function with high significance levels (more than 99% and 94%, Table 10). On the other side, both the velocity and the projected position distributions of the early type and of the intermediately luminous objects are drawn from the same parent population with a significance level of more than 97%, while the early type and the brightest galaxies have significance levels higher than 80%.

We have also analyzed separately the population of emission lines (15 objects) versus non emission lines galaxies (110 objects) (Fig. 18). When excluding emission lines galaxies, the location remains comparable but the velocity dispersion is notably smaller than that of the whole sample (Table 5). As shown by the histogram in Fig. 18, the velocity distribution of emission lines galaxies consists of a major concentration at low velocity (around 70000 km/s) and several isolated objects spanning the whole range of the cluster. Considering these objects together with the non-emission lines objects results in strongly enhancing the global velocity dispersion.

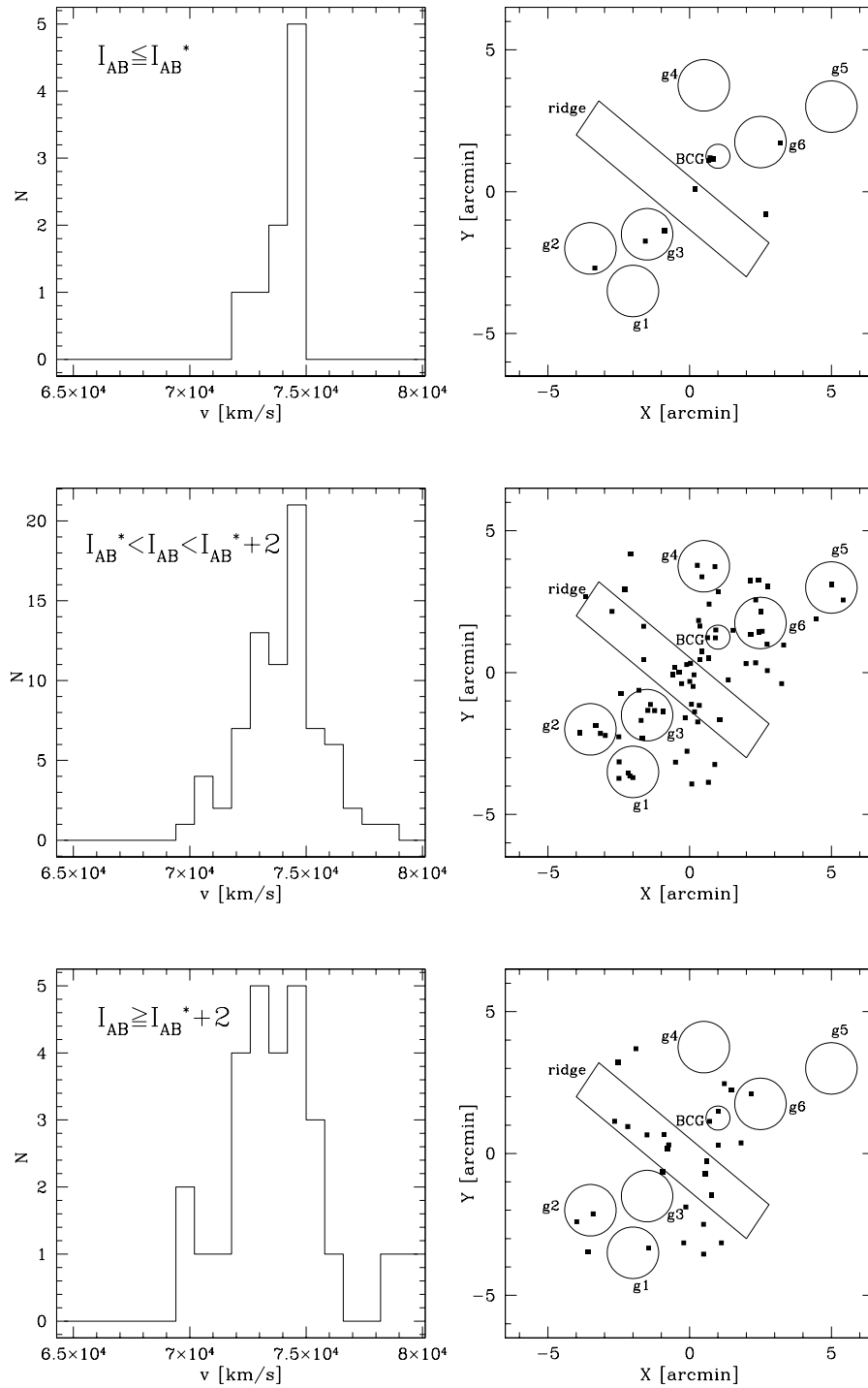


FIGURE 17 – Spatial and velocity (with a binning of 800 km/s) distribution for the three I_{AB} magnitude subsamples of $A521$ galaxies. Top: $I_{AB} \leq -22.7$ - Middle: $-22.7 < I_{AB} < -20.7$ - Bottom: $I_{AB} \geq -20.7$

	Slice 1	Slice 2	Slice 3
Slice 1	–	37.4	27.1
Slice 2	–	–	12.3

TABLEAU 9 – Significances (%) given by the Kolmogorov-Smirnov Test for the velocity distributions of the three slices of Fig. 10

VI Discussion and Conclusions

The velocity distribution of Abell 521 is definitively very complex. The large value of the velocity dispersion (~ 1325 km/s) of our whole spectroscopical sample of 125 galaxies clearly results from the mixture of several components. The main features of the velocity distribution are summarized hereafter:

i) a high velocity tail in the velocity distribution is revealed by a KMM partition. From the analysis of the projected positions and of the velocity/radius diagram, these objects are found to lie in the South-East region at about $870 h_{75}^{-1}$ kpc from the X-ray main center of the cluster, and to have velocities higher than 1500 km/s as compared to the other objects at the same radius. The two-body criteria shows that the probability that this system is not bound to the main component of the cluster is quite high. These objects are probably field galaxies or a loose background group. When excluding these galaxies, the mean location remains unchanged (~ 74000 km/s), but the scale reduces slightly (~ 1200 km/s).

ii) The velocity distribution in the high density central ridge shows a velocity location systematically lower than for the whole cluster, and a very high velocity dispersion (1780_{-142}^{+234} km/s). Moreover the ratio of late/early type objects are higher than in the other slices (0.95 versus 0.46 in slice 1, and 0.48 in slice 3). This region is also particularly rich in emission-line galaxies, as it contains one third of the emission line objects detected in the whole sample. The late type, emission-line objects coincide with the low velocity tail of the distribution ($v < 72000$ km/s, Figs. 11 and 18). Therefore, we are witnessing a very unusual configuration in the core of the cluster: a filamentary structure of $\sim 1 h_{75}^{-1}$ Mpc, with galaxies showing a very broad velocity dispersion with an excess of low velocity objects, colors typically bluer than the mean, and the presence of several emission line galaxies.

iii) Various groups lie along the main NW/SE axis of the cluster. First, the region including the complex around the BCG ($\sim 240 h_{75}^{-1}$ kpc) appears as a strongly bound system with a very low velocity dispersion (~ 250 km/s) typical of a group and a location higher than the whole cluster (~ 74340 km/s). Other groups with comparable values of location are observed: g4 at the NE extent and the southern group g3. The other groups

Significances (%) for velocity distributions					
	Early	Late	Bright	Interm.	Faint
Early	–	5.7	81.8	97.9	22.2
Late	–	–	34.8	30.7	99.7
Bright	–	–	–	58.7	20.4
Interm.	–	–	–	–	56.1
Significances (%) for projected position distributions					
	Early	Late	Bright	Interm.	Faint
Early	–	47.4	87.2	99.9	69.8
Late	–	–	77.0	92.6	94.2
Bright	–	–	–	77.0	64.3
Interm.	–	–	–	–	35.6

TABLEAU 10 – Significances given by the Kolmogorov-Smirnov Test for the velocity (top) and spatial (bottom) distributions of the various detected sub-samples

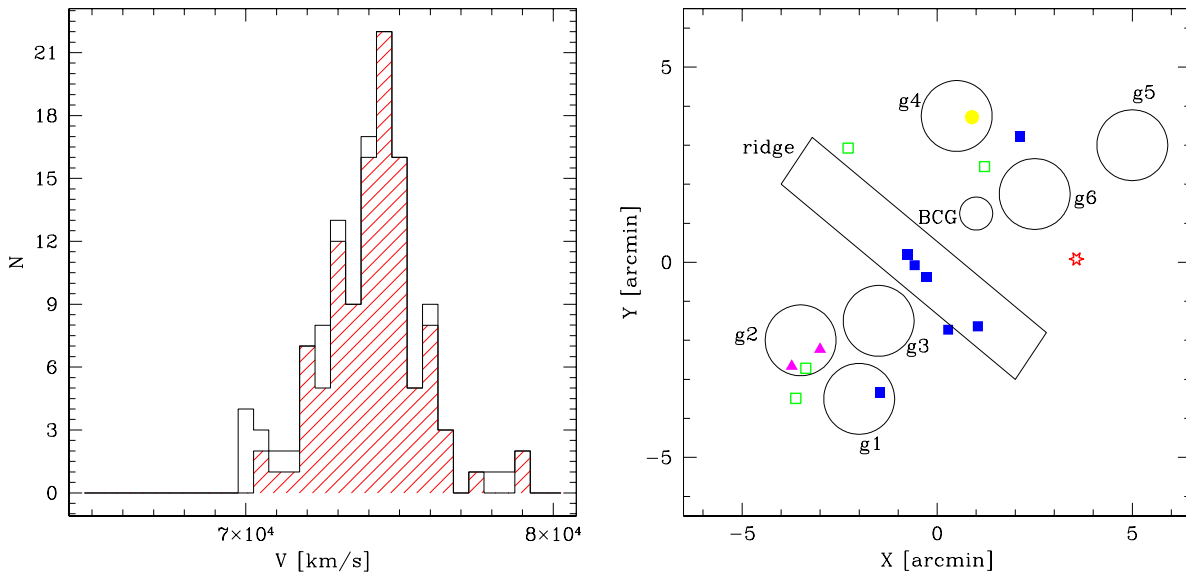


FIGURE 18 – *Left: Velocity distribution (with a binning of 500 km/s) for galaxies with (white) and without (shading) emission lines. Right: Projected coordinates of the emission line galaxies. **Solid squares:** $v_r = 69000 \div 72000$ - **Open squares:** $v_r = 72000 \div 73000$ - **Solid circles:** $v_r = 74000 \div 75000$ - **Stars:** $v_r = 75000 \div 76000$ - **Triangles:** $v_r = 76000 \div 80000$. On the electronic version of the article, colors of the symbols have the same meaning as in Fig. 10.*

are less well-sampled, so the following results have to be taken with caution. The northern group g6 shows a slightly lower location, while at South, g1 seems to belong to a higher velocity complex, and g2 result of superposition effects.

From these results, we can refine the scenario of formation of the cluster. The northern region is characterized by a lower velocity dispersion and a slightly higher location; it hosts a group dynamically bound to the BCG; it is clearly associated to the compact group in X-ray, which is probably falling on the main cluster (Arnaud *et al.* 2000). The small difference in the mean velocity of the northern region as compared to the whole cluster (~ 250 km/s in the rest-frame of the cluster) suggests that the merging occurs partly in the plane of the sky, along the North-West/South East direction S2. This direction emerges as the main axis of the ongoing merging event. Most of the detected clumps are aligned along this direction. Moreover, the early type objects as well as the brightest ones ($L > L^*$) follow the general NW/SE skeleton of the cluster.

However, our scenario has also to reproduce the peculiar features that appear in the central region of the cluster, in particular its high velocity dispersion, its lower location, and its filamentary NE/SW structure. The high velocity dispersion is mostly due to the presence of the low velocity component detected by both the KMM partition and the velocity profiles. It could consist of a foreground group currently interacting with the main cluster. It is separated in radial velocity space by ~ 3000 km/s from the main

cluster component. This high velocity bulk flow could result from a recent merger with a significant component along the line of sight direction. Such high-speed encounters can be detected in merging clusters, as shown for instance in the case of Cl0024+1654 (Czoske *et al.* 2002). The high density ridge S1 would then be the projection of the merging axis along the plane of the sky. The large fraction of late type and star-forming objects along S1, coincident with the objects of the low velocity partition KMM-A, corroborates this hypothesis. In fact, a strong compression of the gas perpendicularly to the axis of the merger between the two components is expected during the merging event, which could trigger star formation in this region (Caldwell *et al.* 1993, Caldwell & Rose 1997, Bekki 1999). Moreover, the brightest galaxy in the eastern side of the ridge shows the same orientation as S1, and a velocity of ~ 72000 km/s. This object could in fact be the original brightest galaxy of the group which has collided the main cluster.

These results imply that Abell 521 is the outcome of multiple merger processes at various stages. A denser sampling in velocity of the various groups, combined with a wider angular coverage are planned in order to understand the large-scale dynamics of this particular cluster.

Acknowledgements

We warmly thank Monique Arnaud for intensive discussions, for her careful reading of the manuscript and her comments which greatly improved the presentation of results. We are very grateful to E.Slezak and D.Neumann for performing one run of spectroscopy at ESO in 1999, leading to part of these data. We thank Antonaldo Diaferio and Sandro Bardelli for fruitful discussion on the dynamics of clusters. Finally, we thank the referee, Alan Dressler, for his useful comments which helped us to improve and strengthen the paper. This work has been partially supported by the “Programme National de Cosmologie”, by the Italian Space Agency grants ASI-I-R-105-00 and ASI-I-R-037-01, and by the Italian Ministry (MIUR) grant COFIN2001 “Clusters and groups of galaxies: the interplay between dark and baryonic matter”.

Bibliography

- Arnaud, M., Maurogordato, S., Slezak, E., & Rho, J., 2000, A&A, 355, 461
- Ashman, K.M., Bird, C.M., & Zepf, S., 1994, AJ, 108, 2348
- Bardelli, S., Pisani, A., Ramella, M., Zucca, E., & Zamorani, G., 1998, MNRAS, 300, 589
- Beers, T. C., Gebhardt, K., Forman, W., Huchra, J. P., & Jones, C., 1991, AJ, 102, 1581
- Beers, T. C., Flynn, K., & Gebhardt, K., 1990, AJ, 100, 32
- Beers, T. C., Geller, M. J., & Huchra, J. P., 1982, ApJ, 257, 23
- Bekki, K., 1999, ApJ, 510, L15
- Berrington, R.C., Lugger, P.& M., Cohn, H. N., 2002, AJ, 123, 2261

- Bird, C. M., 1994, AJ, 107, 1637
- Bird, C. M., & Beers, T. C., 1993, AJ, 105, 1596
- Caldwell, N., & Rose, J., 1997, AJ, 113, 492
- Caldwell, N., Rose, J., Sharples, R., Ellis, R., & Bower, R., 1993, AJ, 106, 473
- Czoske, O., Moore, B., Kneib, J.-P., & Soucail, G., 2002, A&A, 386, 31
- Donnelly, R. H., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., Ramirez, A., Churazov, E., & Gilfanov, M., 2001, ApJ, 562, 254
- Dressler A., & Shectman, S., 1988, AJ, 95, 985
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Ellis, R. S., Smail, I., Dressler, A., Couch, W. J., Oemler, A., Jr., Butcher, H., & Sharples, R. M., 1997, ApJ, 483, 582
- Flores, R. A., Quintana, H., & Way, M. J., 2000, ApJ, 532, 206
- Fukugita, M., Shimasaku, K., & Ichikawa, T., 1995, PASP, 107, 945
- Geller, M. J., & Beers, T. C., 1982, PASP, 94, 421
- Girardi, M., Escalera, E., Fadda, D., Giuricin, G., Mardirossian, F., & Mezzetti, M., 1997, ApJ, 482, 41
- Gladders, M. D., Lopez-Cruz, O., Yee, H. K. C., & Kodama, T., 1998, ApJ, 501, 571
- Goto, T., Okamura, S., & Brinkmann, J., to be published in PASJ vol.54 No.4, August 25, 2002
- Hanisch, R. J., & Ulmer, M. P., 1985, AJ, 90, 1407
- Hartigan, J. A., & Hartigan, P. M., 1985, The Annals of Statistics, Vol.13, No. 1, 70-84
- Johnson, M. W., Cruddace, R. G., Wood, K. S., Ulmer, M. P., & Kowalski, M. P., 1983, ApJ, 266, 425
- Jones, C., & Forman, W., 1992, in Clusters and Superclusters of Galaxies, ed. A. C. Fabian (Dodrecht: Kluwer), 49
- Kauffmann G., & White, S. D. M., 1993, MNRAS, 261, 921
- Kodama, T., Bower, R. G., & Bell, E. F., 1999, MNRAS, 306, 561
- Kowalski, M. P., Cruddace, R. G., Wood, K. S., & Ulmer, M. P., 1984, ApJS, 56, 403
- Lacey, C. G., & Cole, S., 1993, MNRAS, 262, 627
- McLachlan, G. J., Basford, K. E., 1988, Mixture Models (Marcel Dekker, New York)
- Maurogordato, S., Proust, D., Beers, T. C., Arnaud, M., Pellò, R., Cappi, A., Slezak, E., & Kriessler, J. R., 2000, A&A, 355, 848
- Maurogordato S., Le Fevre O., Proust D., Vanderriest C., & Cappi A., 1996, BCFHT 34, 5
- Mohr, J. J., Geller, M. J., Fabricant, D. G., Wegner, G., Thorstensen, J., Richstone, D. O., 1996, ApJ, 470, 724
- Mohr, J. J., Evrard, A. E., Fabricant, D. G., & Geller, M. J., 1995, ApJ, 447, 8
- Poggianti, B.M., 1997, A&AS, 122, 399

- Richstone, D., Loeb, A., Turner, & E. L., 1992, ApJ, 393, 477
- Rose, J. A., Gaba, A. E., & Christiansen, W. A., 2002, AJ, 123, 1216
- Serna, A., & Gerbal, D., 1996, A&A, 309, 65
- Tonry, J., & Davis, M., 1981, ApJ, 246, 666
- Ulmer, M. P., Cruddace, R. G., & Kowalski, M. P., 1985, ApJ, 290, 551
- Valtchanov, I., Murphy, T., Pierre, M., Hunstead, R., & Lémonon, L., astro-ph/0206415
- West, M. J., & Bothun, G. D., 1990, ApJ, 350, 36

2.4.3 Les observations Chandra d'Abell 521

En 2000, A521 a été observé pendant 40 ksec avec le spectro-imageur ACIS du satellite Chandra. La réduction des données a ensuite été effectuée avec les logiciels “CIAO” et “xspec” en collaboration avec M. Arnaud (CEA/Sap, Saclay) et S. Ettori (ESO). Une image de l'émission diffuse des 7×7 arcmin² centraux de l'amas résultant de ces observations est présentée dans la figure 2.19. Elle correspond à la somme des observations ACIS_I et ACIS_S dans la bande d'énergie 0.5-4.5 keV. L'image a été soustraite du fond, divisée par la carte d'exposition et enfin filtrée par une transformation en ondelettes avec un niveau minimum de détection de 3.7σ .

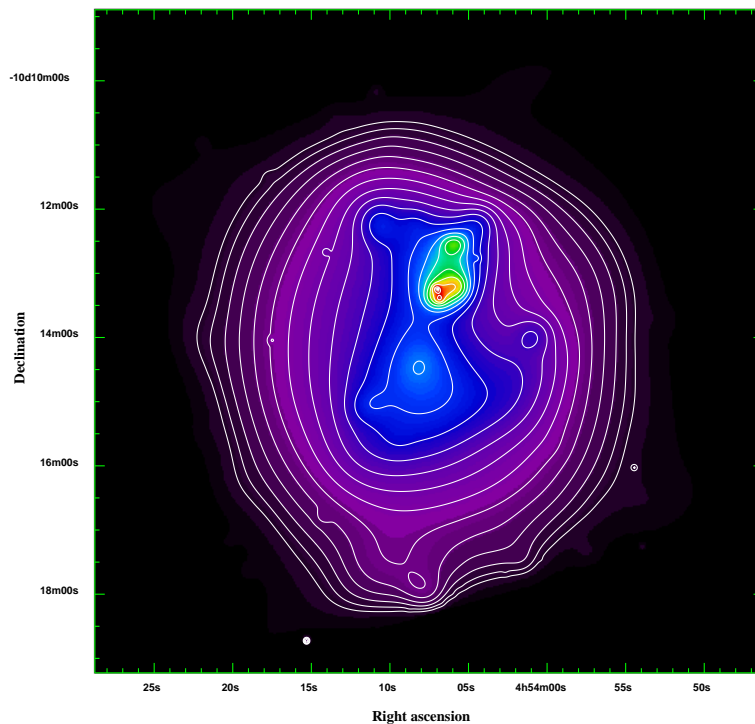


FIGURE 2.19 – Image de l'émission diffuse dans les $\sim 7 \times 7$ arcmin² centraux d'A521 obtenue à partir des observations Chandra/ACIS de cet amas. L'image est le résultat de la somme des images ACIS_I et ACIS_S dans la bande d'énergie 0.5-4.5 keV. Un filtrage par transformation en ondelettes a été effectué. Les iso-contours d'émission ont été superposés.

Les principales sous-structures détectées dans la distribution du gaz ont été indiquées dans la figure 2.20 par des cercles et des ellipses. Le panneau de droite montre que le groupe “cD” est centré sur la galaxie la plus brillante de l'amas (BCG), le groupe “BN” sur un objet que les observations de spectroscopie optique ont révélé être une étoile. La position du pic d'émission de l'amas principal est montré par un “X”. Les deux droites noires indiquent respectivement a) l'axe le long duquel les pics d'émission X de l'amas principal et du groupe autour de la BCG sont alignés (SX1), et b) sa perpendiculaire (SX2). La ligne blanche du panneau de droite correspond à l'axe principal de la distribution des galaxies.

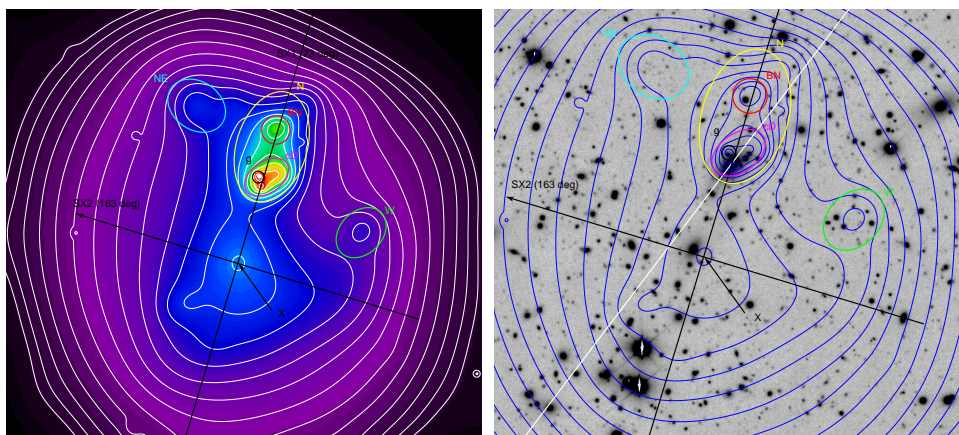


FIGURE 2.20 – Les principales sous-structures dans la distribution du gaz d’A521 ont été indiquées avec des cercles et des ellipses sur l’image de l’émission diffuse de l’amas obtenue à partir des observations Chandra/ACIS (à gauche) et sur l’image optique en bande I obtenue au CFHT (à droite). Les images couvrent les 5×5 arcmin² centraux de l’amas.

La structure en température du gaz dans l’amas a été établie à partir du calcul d’une carte de dureté, obtenue par le rapport entre les images à haute (2-8 keV) et à basse énergie (0.5-2 keV). Comme précédemment, les images utilisées correspondent à la somme des observations ACIS-I et ACIS-S, soustraite du fond et divisée par la carte d’exposition. La carte de dureté a été convertie en une carte en température en utilisant le facteur de conversion théorique pour un modèle d’émission de plasma “MEKAL”, et elle a ensuite été convoluée par la réponse instrumentale. Le résultat de ces opérations est montré dans la figure 2.21.

Les figures 2.20 et 2.21 montrent que, dans la partie septentrionale de l’amas, le MIA est caractérisé par une forte présence de sous-structures aussi bien au niveau de sa brillance de surface que de sa carte en température. Quatre régions ont particulièrement suscité notre intérêt:

- La sous-structure “cD” centrée sur la BCG est caractérisée par une température inférieure à celle des régions environnantes. La comparaison des figures 2.20 et 2.21 montre que cette sous-structure correspond au groupe de galaxies dynamiquement liées détecté en optique autour de la BCG (voir paragraphe 2.4.2). La présence de gaz froid ($T \simeq 6$ keV) confirmerait qu’il s’agit d’un groupe de galaxies dynamiquement indépendant du reste du système et en phase de pré-fusion avec l’amas principal.
- La région la plus chaude de l’amas ($T \geq 10$ keV) s’allonge en direction est-ouest et traverse le barycentre d’émission X de l’amas. Sa température très élevée pourrait être due à la compression du gaz due à la chute du groupe lié à la BCG vers l’amas principal.
- La sous-structure “W” correspond clairement à un groupe de galaxies (panneau à droite de la figure 2.20). Les objets les plus brillants sont au même *redshift* que

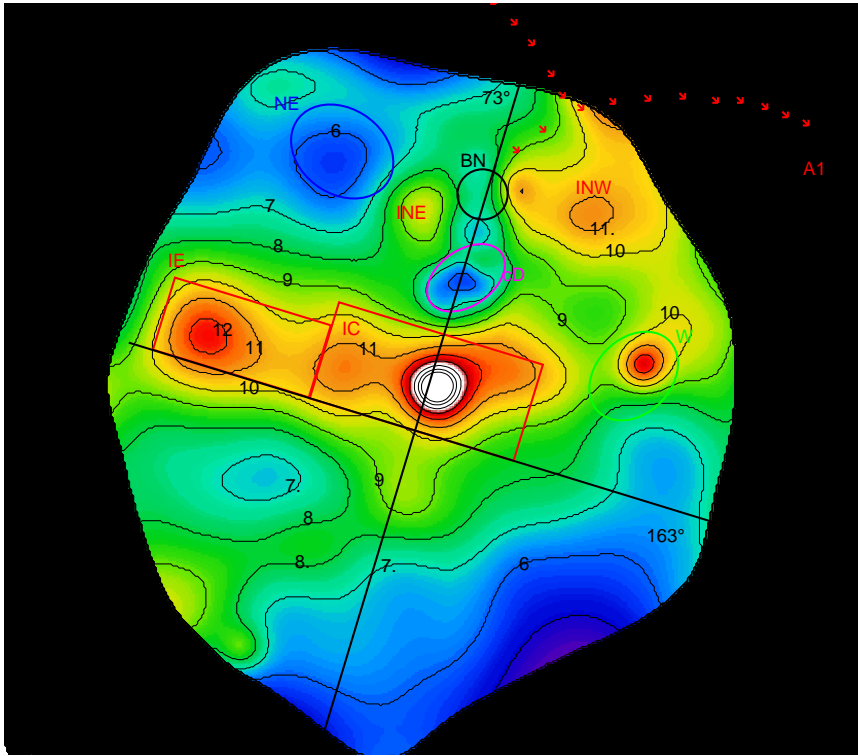


FIGURE 2.21 – Carte en température d’A521. La température est exprimée en unité d’énergie kT (keV; k est la constante de Boltzmann). En ordre de température croissante les couleurs passent du bleu (environ 6 keV), au vert (de 7 à 9 keV), au jaune (environ 10 keV), au rouge (11-12 keV), jusqu’au blanc (pour des températures supérieures à 12 keV). Les iso-contours en température ont été superposés en noir. Les nombres correspondent à la valeur de kT de chaque iso-contour.

l’amas. Puisque dans cette région le gaz est plus chaud que le MIA environnant ($T \sim 10$ keV), nous proposons deux hypothèses pour expliquer l’origine des propriétés de cette région. Il pourrait s’agir a) d’une continuation du “ridge”, ou b) d’un groupe en collision hors-axe avec l’amas principal, provenant du sud-est et observé juste après la traversée du cœur d’A521. Son gaz serait donc chauffé par la compression suite à la collision des deux structures.

- La région “NE” est par contre caractérisée par la présence de gaz froid ($T \simeq 6$ keV). Il pourrait s’agir d’une queue de gaz laissée en arrière par le groupe de la BCG en chute vers le centre de l’amas. Cette région étant peuplée par des objets très faibles, le gaz dans l’ellipse “NE” pourrait être par contre associé à un groupe de galaxies d’arrière plan observé en projection dans le champ central d’A521.

Les deux premiers résultats de l’analyse des données Chandra sont donc en accord avec le scénario de fusion de cet amas, reconstruit à partir des observations optiques et des observations précédentes ROSAT. Les deux autres sous-structures, par contre, confirment qu’A521 est un amas de galaxies extrêmement complexe, avec plusieurs processus de fu-

sion en cours. Des observations de spectroscopie optique plus approfondies pourraient en éclaircir les points incompris émergeant de cette analyse.

2.4.4 Les observations d'A521 au VLA

En collaboration avec L. Feretti et G. Giovannini de l'Institut de Radio-Astronomie (IRA) de Bologne, nous avons observé Abell 521 avec le “*Very Large Array (VLA)*” en mai et septembre 2002. Le VLA est un interféromètre à synthèse d'ouverture basée sur la rotation terrestre. Il est constitué de 27 antennes mobiles disposées en forme de “Y”. Ces antennes sont placées sur des rails d'une vingtaine de kilomètres de long chacun et elles peuvent être déplacées jusqu'à former quatre configurations qui diffèrent l'une de l'autre par la distance entre les antennes. La configuration A est la plus étendue, avec une séparation maximale entre les antennes de 36 km. Cette valeur descend à 10, 3.6 et 1 km pour les configurations B, C et D respectivement. Le faisceau (*beam*) du VLA est presque circulaire, ce qui signifie que l'instrument a un pouvoir de résolution constant dans toutes les directions. Pour que le faisceau reste circulaire, les sources plus au sud d'environ $\delta = -10^\circ$ ou plus au nord d'environ 80° sont observées avec des configurations hybrides des antennes (BnA, CnB, DnC). La configuration BnA, par exemple, correspond à la configuration B sauf pour le bras au nord du télescope, où les antennes sont placées comme dans le cas de la configuration A. Le radio-télescope change de configuration une fois tous les quatre mois. Plus la distance entre les antennes est étendue, plus la résolution angulaire et la sensibilité du télescope sont, respectivement, élevée et basse. La détection de radio-galaxies brillantes sera donc favorisée par des observations avec de grandes distances entre les antennes, tandis que des distances plus basses favorisent la détection des radio sources diffuses et étendues, comme les halos et les reliques radio.

Nos observations d'A521 avec le VLA ont été motivées par le fait que les données du “*NRAO VLA Sky Survey (NVSS)*” révèlent la présence de plusieurs sources d'émission radio, dont une possible relique, dans les 15×20 arcmin² centraux de cet amas (panneau de droite dans la figure 2.22). La résolution et la sensibilité du NVSS ne sont cependant pas suffisantes pour une étude radio détaillée de cet amas. Une résolution angulaire d'environ 4 arcsec est nécessaire pour obtenir des informations sur les radio-galaxies individuelles de l'amas. Pour cela, nous avons observé le champ central d'A521 à 1.4 GHz avec le VLA en configuration BnA (la déclinaison d'A521 est d'environ -10.3°) pendant 12 heures. Une résolution angulaire inférieure et une sensibilité plus élevée étant par contre nécessaires pour détecter d'éventuelles sources étendues et diffuses, A521 a été aussi observé à la même fréquence pendant 6 heures avec le VLA en configuration CnB.

Pendant les observations, les données de chaque couple d'antennes sont combinées pour former des franges d'interférence. La structure de ces franges et la façon dont elles changent avec le temps pendant la rotation terrestre reflètent la structure de la source radio observée. Les cartes d'émission radio de cette source sont donc reconstruites en appliquant la transformée de Fourier aux franges d'interférence détectées par le télescope. Ceci étant le principe de base pour la réduction des données radio, différentes opérations doivent être effectuées pour obtenir une carte d'émission radio de la source observée (calibration en

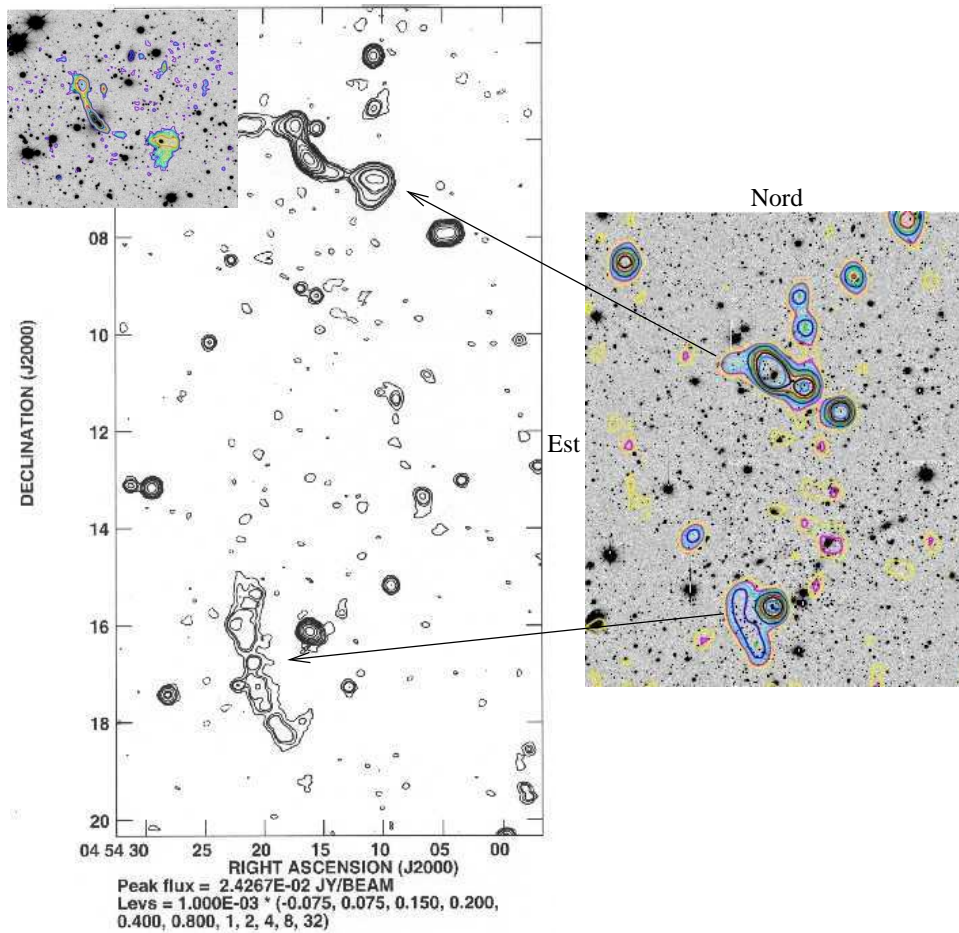


FIGURE 2.22 – **À droite:** Les contours d'émission radio dérivés du NVSS ont été superposés à l'image profonde en bande I des 15×20 arcmin² centraux d'A521. La possible relique radio est la source étendue dans la région sud-est de l'amas. Les niveaux des contours sont: 2^0 , $2^{1/2}$, 2^1 , $2^{3/2}$, 2^2 , $2^{5/2}$, 2^3 mJy/beam. **À gauche:** carte d'émission radio d'A521 obtenu à partir des observations avec le VLA en configuration CnB. Les contours correspondent à -0.075 , 0.075 , 0.150 , 0.200 , 0.400 , 0.800 , 1 , 2 , 4 , 8 , 32 mJy/beam. Dans le panneau en haut à gauche, les contours d'émission radio de la source WAT, obtenus des observations à plus haute résolution angulaire, ont été superposés à l'image optique de la galaxie associée.

flux et en polarisation, extraction des cartes d'émission par le calcul de la transformée de Fourier des visibilités de franges mesurées, opérations de *clean & restore*, autocalibration finale). Toutes ces opérations ont été effectuées sur les observations d'A521 avec le logiciel AIPS.

Une analyse pour le moment purement qualitative des premières cartes d'émission

radio a révélé la présence de deux sources particulièrement intéressantes, visualisées sur le panneau de gauche de la figure 2.22:

- une source WAT (voir paragraphe 1.6.2), associée à une galaxie dont le *redshift* est inconnu, mais qui se trouve dans la séquence rouge du diagramme couleur-magnitude de l'amas. Cet objet est localisé au nord de la structure principale de l'amas, dans le groupe B de figure 2.23. L'hypothèse que cette sous-structure soit en chute vers le corps principal de l'amas, formulée dans le paragraphe 2.5.2, expliquerait la courbure des jets de la source WAT observée. En accord avec les conclusions du paragraphe 1.6.2, l'origine de cette morphologie radio particulière serait le mouvement relatif entre la radio-galaxie et le MIA dû au processus de fusion;
- une probable relique radio localisée dans la région sud-est de l'amas. La présence de cette relique pourrait être attribuée aux phénomènes de fusion entre différentes sous-structures en cours dans A521. Une analyse très fine des propriétés du MIA dans la région environnante de la relique radio, possible grâce à la haute résolution spatiale et spectrale de Chandra et XMM, pourrait nous aider à comprendre l'origine de cette source radio. Malheureusement, aucune observation avec XMM n'est disponible pour le moment dans cette région et nos observations Chandra ne couvrent pas la région méridionale de l'amas.

Une analyse plus précise et détaillée de ces observations est prévue. Nos buts principaux sont les suivants:

- dériver la fonction de luminosité radio des galaxies d'A521 pour étudier l'effet du processus de fusion sur l'émission radio des membres de cet amas en coalescence;
- analyser la structure et les dimensions des radio-galaxies de l'amas, pour obtenir des informations sur la relation existante entre leurs dimensions et leurs puissances radio, et pour analyser leurs interactions avec le MIA;
- une première analyse montre que la relique radio détectée n'est pas polarisée, contrairement à la plupart des reliques observées dans les autres amas. Une étude plus détaillée de cette source est donc indispensable pour en comprendre la nature et l'origine.

2.4.5 A3921: résumé de l'article en cours de préparation

Dans l'article suivant, l'analyse dynamique des $\sim 1.8 \times 1.2 \text{ Mpc}^2$ centraux de l'amas de galaxies A3921 ($z=0.094$) est présentée. Cette étude a été effectuée grâce à de nouvelles données optiques de spectroscopie multi-objets (EFOSC2@3.6m-ESO) et de photométrie multi-bandes (WFI@2.2m-ESO).

Les cartes d'iso-densité de la distribution projetée des galaxies ont révélé la présence de deux sous-amas proéminents: un amas principal (A), dans lequel est localisée la galaxie dominante de l'amas, et un groupe en direction Nord/Ouest (B), centré sur la deuxième galaxie la plus brillante du système.

Une morphologie bimodale a été détectée aussi par l'étude des observations X d'A3921 [25, 26]. L'analyse des données XMM montre la présence d'un amas principal et d'une

sous-structure avec une morphologie irrégulière en direction Nord/Ouest. La carte en température de l'amas est caractérisée par la présence d'une région de gaz chaud entre les deux sous-amas, qui se développe en direction parallèle à la ligne joignant les centres des deux composantes. La comparaison de la carte en température observée avec les simulations de Ricker & Sarazin (2001) [244] suggère que les deux sous-amas principaux d'A3921 sont dans la phase centrale d'une collision hors-axe.

L'analyse de la distribution des vitesses des galaxies de l'amas et de ces deux sous-structures séparément suggère que le processus de fusion a lieu presque sur le plan du ciel. Les contraintes sur le processus de coalescence obtenues à partir des observations X et de la distribution des vitesses de l'amas ont permis d'appliquer le modèle dynamique à deux corps. Les résultats de cette analyse montrent que le groupe B est en train de traverser tangentiellement l'amas principal A le long d'une direction Sud-Ouest/Nord-Est, la collision entre les deux sous-structures ayant eu lieu il y a ~ 0.25 Gyr.

L'analyse préliminaire des propriétés spectrales des membres de l'amas suggère que la collision entre les deux sous-structures a augmenté le taux de formation stellaire des galaxies localisées dans la région de compression du MIA. Pour comprendre à fond le rôle du processus de fusion sur le taux de formation d'étoiles des galaxies d'A3921, un étude actuellement en cours vise à a) analyser la distribution des propriétés spectrales et des couleurs des galaxies en fonction de leur position dans l'amas, et b) comparer le pourcentage d'objets d'A3921 avec formation stellaire récente au pourcentage observée dans d'autres amas en état des dynamique différents.

2.4.6 Article: *Optical analysis of the merging cluster Abell 3921*

C. FERRARI, C. BENOIST, S. MAUROGORDATO, E. SLEZAK, & VANDAME, B.

To be submitted to *Astronomy & Astrophysics***Abstract**

We present the analysis and results of a new spectroscopic and photometric survey of the central $\sim 1.8 \times 1.2 \text{ Mpc}^2$ region of the galaxy cluster Abell 3921, at $z=0.094$. We detect the presence of two dominant clumps of galaxies with a mass ratio of 1:2–1:2.5: a main cluster hosting the brightest cluster galaxy (BCG), and a North-West group, centered on the second brightest cluster object. Solving for the two-body dynamical model, and with additional constraints from the analysis of a) the cluster velocity distribution, and b) its X-ray surface brightness and gas temperature map (Belsole *et al.* 2002), we find that the NW subcluster is tangentially traversing the main cluster along a South-West/North-East direction, and that collision took place ~ 0.25 Gyr ago. The off-axis merger geometry has prevented total assimilation of the NW group in the main cluster, and it has not substantially affected the internal dynamics of these two components. The analysis of stellar populations in cluster members reveals that the merger event triggered star formation in those galaxies located in the collision region.

I Introduction

In the standard cosmological scenario of hierarchical structure formation, bound objects form from the collapse of initial density fluctuations that grow under the influence of gravity through merging of smaller structures that have formed before. As optical and X-ray studies reveal that clusters of galaxies are still forming at the present epoch (e.g. Jones & Forman 1992, West *et al.* 1995, Donnelly *et al.* 2001), merging clusters provides a unique tool to test or analyze the physics of structure formation and evolution.

Major cluster–cluster collisions are the most energetic events that have occurred in the Universe since the Big Bang, as they release total energies up to 3×10^{64} erg (Sarazin 2003), and their effects on all cluster components are far from being fully understood. The intra-cluster gas experiences compression, rarefaction and shock waves (Schindler & Müller 1993), cold fronts (Markevitch *et al.* 2000). On the other way, cluster members velocity distribution can increase up to a factor of two during the merger event (Schindler and Böhringer 1993). While the effects on the intra-cluster medium and on cluster internal dynamics have been analyzed in some details, the effects on the galaxies are not clear at all. Sub-cluster collisions can have two effects on the star formation rate of galaxies. The increasing external pressure following the infall of galaxies into the dense intra-cluster gas may trigger star formation (Evrard 1991), while gas stripping in galaxies due to ram-pressure exerted by the ICM could weaken the starburst phenomenon during cluster–cluster collision (Fujita *et al.* 1999). So far it is not clear which one of these competing

effects is the dominant one, since results in favor both of the first hypothesis (e.g. Abraham *et al.* 1996, Wang, Ulmer & Lavery 1997, Dressler *et al.* 1999, Moss & Whittle 2000, Flores *et al.* 2000, Gavazzi *et al.* 2003) and of the second one (e.g. Tomita *et al.* 1996, Balogh *et al.* 1997, 1998, Baldi, Bardelli & Zucca 2001) have been obtained.

Combined optical and X-ray studies have been particularly successful in revealing the complex dynamics of merging clusters (e.g. Davis *et al.* 1995, Lemonon *et al.* 1997, Roettiger *et al.* 1998, Durret *et al.* 1998, Arnaud *et al.* 2000, Ferrari *et al.* 2003). In this paper we will concentrate on the optical analysis of the merging cluster Abell 3921, and our results will be compared to previous conclusions obtained from the X-ray analysis of Belsole *et al.* 2002.

Abell 3921 is a R=2, BM II Abell cluster at $z=0.094$. Previous ROSAT and Ginga observations revealed the presence of a main cluster and a substructure with a very perturbed morphology, interpreted as falling onto the main component (Arnaud *et al.* 1996). Following XMM-Newton/EPIC observations (Sauvageot *et al.* 2000/2001) confirm the presence of a two component structure. In order to take into account the ellipsoidal shape of the main cluster component, XMM data have been successfully fitted with a 2D- β model, masking the central region and the entire substructure to the NW (Belsole *et al.* 2002). The 2D- β model has then been subtracted from the original image, leading to a large and irregular residual substructure in the North-West side of the cluster. The temperature map of the cluster shows a hotter region (at 5.8 ± 0.3 keV, while the surrounding temperature is at 4.3 ± 0.25 keV) between the center of the main cluster and the center of the NW residual. This region of hot gas has an extension parallel to the line joining the centers of the two cluster components (Belsole *et al.* 2002). These results imply that the cluster is undergoing a subcluster collision event. This motivated new optical observations in order to better characterize the merger scenario of this complex cluster. In this paper, we analyze the spectroscopic and photometric galaxy catalogues of the central $\sim 1.8\times 1.2$ Mpc² region of the cluster, with new data of multi-object spectroscopy (221 new spectra) and VRI-bands imaging, obtained with EFOSC2 at the 3.6m ESO telescope and with WFI at the 2.2m ESO telescope respectively. Section II briefly describes the observations, the data processing technique and the completeness level achieved by the new spectroscopic sample. In Section III we perform a kinematical analysis of the cluster, by analyzing in detail its velocity distribution. In Section IV the cluster substructures are identified on the iso-density maps of the galaxy projected distribution, and the internal dynamics of the two main cluster components is analyzed. Their masses are estimated and we solve the two-body problem for these two systems in Section V. The analysis of color and emission-line distributions are analyzed in Section VI, and results and their interpretation are summarized in the final Section VII. All numbers are expressed as a function of h_{75} , the Hubble constant in units of 75 km/s/Mpc. We have used the Λ CDM model with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$, then 1 arcmin corresponds to $\sim 0.097 h_{75}^{-1}$ Mpc in the following.

II The data

II.1 Spectroscopy

In this paper we present the results of the analysis of new spectroscopic data obtained through two sessions of observations at the ESO 3.6 m telescope (2 nights in September 2001, 2 nights in October 2002). We used the ESO Faint Object and Camera (EFOSC2) with grism#03 and a punching head of 1.35", obtaining a spectral resolution of $\text{FWHM} \sim 7.5 \text{ \AA}$ over the wavelength range 3050-6100 \AA . For each frame we made at least two science exposures, in order to eliminate cosmic rays, with an integrated exposure time of 5400 s for brighter objects ($R < 18$) and of 7200 s for fainter ones ($R < 19$).

We made standard spectroscopic reduction using our automated package for multi-object spectroscopy based on the task "apall" in IRAF¹⁰. Spectra have been wavelength calibrated using the Helium-Argon lamp spectra taken after each science exposure. We determined redshifts through the cross-correlation technique (Tonry & Davis, 1981) implemented in the task "xcsao" of the RVSAO package; spectra of late-type stars have been used as radial velocity standards.

In Table 1 (available in the electronic version of the paper) we list the results of our spectroscopic observations in the following way: Col. 1: identification number of each target galaxy; Cols. 2 and 3: right ascension and declination (J2000.0) of the target galaxy; Cols. 4 and 5: best estimate of the heliocentric redshift (expressed as cz) and associated error from the cross-correlation technique (those values have been set to "-2" if the object is a star and to "-1" if we have no redshift information); Col. 6: run of observations; Col. 7: a quality flag for the redshift determination: 1=good determination ($R \geq 3$), 2=uncertain determination, 3=very poor determination, 4=failed spectra, Cols. 8 and 9: the measured equivalent width (positive or negative in the case of absorption or emission features respectively) for [OII] λ 3727 and H_δ ($\lambda=4101 \text{ \AA}$) lines.

A total of 221 new spectra have been obtained, among which 49 are stars, 95 are galaxies with a very good redshift determination and 77 are spectra with the R parameter of Tonry & Davis < 3 .

In the following analysis, we have considered also the 40 redshifts measured in the region of A3921 by other authors (Katgert *et al.* 1996, Mazure *et al.* 1996, Dalton *et al.* 1994). We have compared the values of the redshifts of 11 galaxies obtained from the common sample to those published; we obtain a mean difference for cz values of $-12.7 \pm 75.8 \text{ km/s}$, which shows a good consistency between the datasets.

The final sample includes our 221 new spectra plus 29 redshifts found in literature; 28 of them are extracted from the ENACS catalogue (Katgert *et al.* 1996, Mazure *et al.* 1996), only one from the sample of Dalton *et al.* (1994). The field covered by the whole measurements is $\sim 25.5' \times 25'$; the region that we have covered by spectroscopy is slightly smaller ($\sim 18' \times 12.5'$).

10. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation

Filter	ESO id	Nr. of Exp.	Total Exp. (s)	Zero-point	Seeing (arcsec)	Mag.limit ($5\sigma, 2\times\text{FWHM}$)
V	V/89	5	750	24.0	1.35	
R	Rc/162	5	750	24.4	1.15	
I	Ic/Iwp	10	1800	23.1	1.25	

TABLEAU 2 – *Imaging: summary of the observations*

II.2 Imaging

The optical observations of Abell 3921 were carried out using the Wide Field Imager (WFI) mounted at the Cassegrain focus of the MPG/ESO 2.2m telescope at La Silla observatory. WFI is a mosaic camera with 4×2 CCD chips covering a total area of 34×33 arcmin². To cover the gaps between the eight individual chips of the camera we adopted a standard dithering sequence. The field centered on $\alpha = 22^h 49^m 44^s$ $\delta = -64$ deg $22^m 15^s$ has been observed in service mode in the V,R and I passbands. The data, including photometric calibration images were obtained between the 20th and the 23rd of august 2001. In Table 2, we summarize the observations.

The data reduction has been performed using a package developed by B. Vandame based on tools available from the multi-resolution visual model package (MVM; Bijaoui and collaborators). The description of the reduction procedure can be found in Arnouts *et al.* (2001). The photometric calibration was obtained using several standard stars from Landolt (1992) over a large range of airmasses, leading to an accuracy of the photometry of ~ 0.05 mag.

The SExtractor software package (Bertin & Arnouts 1996) was used to identify all sources in the field as well as to classify them and measure their magnitudes. The latter were corrected for galactic absorption using $E(B - V) = 0.027$ as derived from Schlegel *et al.* (1998), yielding $A_V = 0.09$ mag, $A_R = 0.07$ mag and $A_I = 0.05$ mag. They were also transformed to the AB system given by the following relations: $V_{AB} = V - 0.01$, $R_{AB} = R + 0.19$, $I_{AB} = I + 0.49$.

II.3 Completeness of the spectroscopic sample

In Fig. 1 we have plotted the I -band magnitude distribution of the galaxies of our combined magnitude/velocity sample (165 galaxies), splitting them into those with good redshift determination, i.e. quality flag=1 (117 galaxies), and among them, those belonging to A3921 (102 galaxies).

The ratio of the number of galaxies with measured redshift to the total number of galaxies detected within the central field of 18×12.5 arcmin² covered by our last observations has been plotted in Fig. 2 as a function of the I -band magnitude. In fact, this region hosts 183 of the 201 galaxies with measured redshift (172 new spectra, and 11 from the ENACS catalogue), among which only 147 have an I -band associated magnitude. Thus, the values reported in Fig. 2 represent lower limits of the real completeness levels. Anyway, the spectroscopic catalogue is complete at more than 50% level up to $I_{AB} = 21.0$, reaching

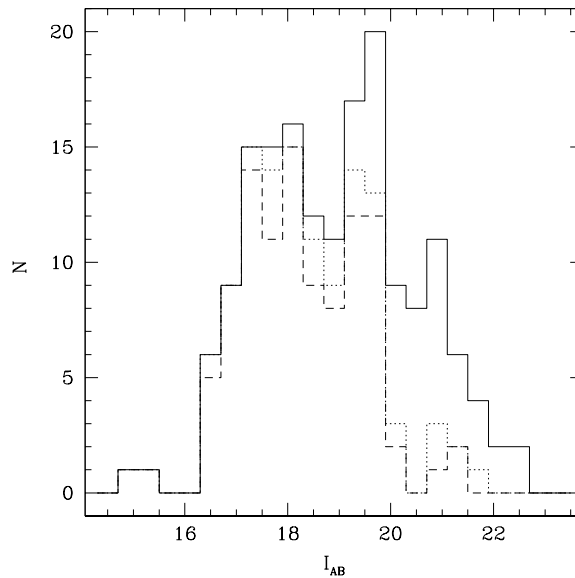


FIGURE 1 – *I*-band magnitude distributions of the galaxies of our spectroscopic sample (165 objects - solid line), of all the galaxies with good velocity determination (117 - dot), and, among them, of those belonging to A3921 (102 - dash).

a 100% completeness level at $I_{AB} = 17.0$, which drops at $\sim 78\%$ and $\sim 67\%$ at $I_{AB} = 19.0$ and 20.0 respectively.

III Cluster Kinematics

III.1 Membership

Among the 250 objects of our sample, we will consider in the following only the 124 galaxies with quality flag=1 (i.e. our new 95 high quality spectra plus the 29 published ones). Figure 3 shows the radial velocity (cz) distribution of this dataset in bins of 500 km/s.

The bulk of the cluster is concentrated between 25400 and 30400 km/s. Three objects have cz higher than 75000, two galaxies appear in the foreground, while 10 are located between 31000 and 50000 km/s and 9 of them are even spatially concentrated in the region around the two brightest objects of the West side of the cluster, BG2 and BG3 (see Fig. 4). If we consider only the 6 galaxies in the peak around 40000 km/s, their location is $C_{BI} = 40433$ km/s ($\bar{z} = 0.135$) and their scale is $S_{BI} = 436$ km/s, indicating that they could be a background group.

We are interested in eliminating galaxies that could not belong to the cluster. We have thus applied two criteria; first the standard iterative 3σ clipping (Yahil & Vidal 1977), that is appropriate in the case of rather incomplete dataset (Quintana *et al.* 1996); it takes as cluster membership 108 galaxies with cz between 25400 and 30400 km/s, excluding the foreground and background ones. A second more physical constraint takes into account

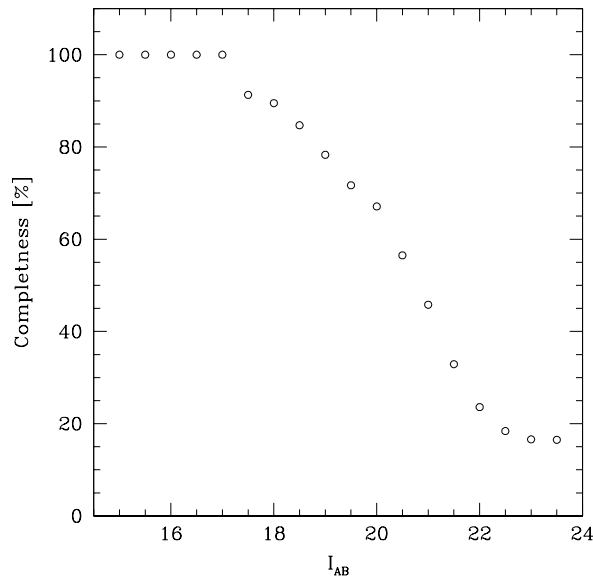


FIGURE 2 – Velocity completeness for different cuts in I -band magnitude in the central 18×12.5 arcmin² field that we have covered by spectroscopy.

Indicator	Value	Significance
Δ	114.512	0.638
ϵ	$1.053 \times 10^{+27}$ kg	0.250
α	$0.103 h_{75}^{-1}$ Mpc	0.986

TABLEAU 3 – 3-D substructure indicators for the sample of 108 objects with quality flag=1 in the velocity range $25400 \div 30400$ km/s

both velocity and space distributions; we expect that galaxies with the highest (or lowest) apparent radial velocities belong to the cluster only if they are seen in projection on the central regions, while they are traversing these central parts with angles close to the line of sight (Quintana *et al.* 1996). We thus plot the radial velocities of the galaxies of our sample as a function of their distance from the cluster center (Fig. 5), and, following the previous described criterion, we again exclude the two foreground galaxies and the two background concentrations (at ~ 40000 km/s and ~ 70000 km/s) lying outside the rather well defined redshift caustics of the cluster.

Classical statistical tests for sub-clustering have been applied on the 108 objects with $cz=[25400,30400]$ km/s in order to look for correlated substructures in velocity and spatial distributions (Dressler & Shectman, 1988; Bird, 1994; West & Bothun, 1990). The results, obtained by the bootstrap technique and 1000 Monte Carlo models, are presented in Tab. 3.

Both Δ and α parameters do not find evidence of substructures with a high significance level, while ϵ test has an intermediate and not conclusive value. When the background objects are included to this dataset, i.e. those with cz between 31000 and 50000 km/s,

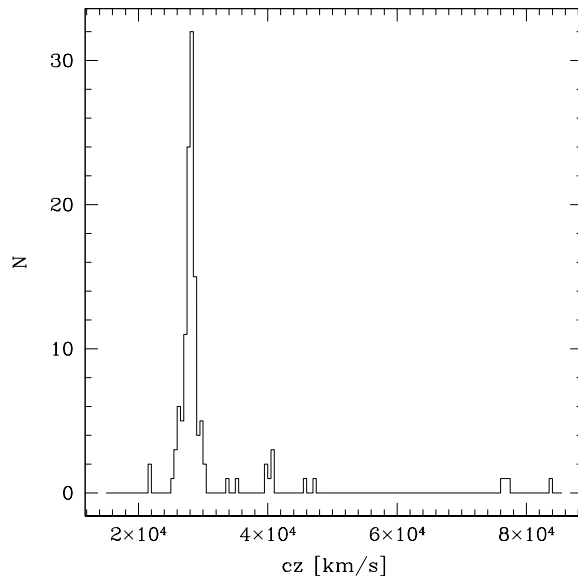


FIGURE 3 – Apparent radial velocity (cz) histogram of the galaxies in the central field of the cluster ($26' \times 19'$), with a binning of 500 km/s.

the result of the kinematical test of Dressler & Shectman drastically changes with respect to what previously obtained: the Δ parameter increases up to a value of ~ 279 and the subclustering hypothesis is accepted with a significance level of 95%. Figure 6 shows graphically the results obtained with the Δ test.

III.2 Velocity distribution

In the following analysis we will consider only the 108 objects with high quality spectra and in the cz range $[25400, 30400]$ km/s. Using the biweight estimators for location and scale (Beers *et al.* 1990), we find a mean apparent velocity of $C_{BI} = 28038_{-77}^{+79}$ km/s, corresponding to a mean redshift of $\bar{z} \simeq 0.0935$, and a velocity dispersion, corrected for cosmological effects, of $S_{BI} = 847_{-92}^{+83}$ km/s (at 1σ significance level, see Tab. 4). In Fig. 7 the histogram of the cosmologically and relativistically corrected velocity offsets from the mean cluster redshift ($\Delta v = c(z - \bar{z})/(1 + \bar{z})$) of the 108 cluster members is shown.

In dissipationless systems, gravitational interactions of cluster galaxies over a relaxation time generate a Gaussian distribution of their radial velocities; possible deviations from Gaussianity could provide important indications of ongoing dynamical processes. In the following, we are therefore interested in distinguishing the observed cluster velocity distribution from a Gaussian.

For instance, a light-tailed velocity distribution indicates the presence of two or more overlapping Gaussian components in the whole velocity histogram, while an asymmetric distribution is the result of the contemporary presence of subclusters with different numbers of galaxies (Ashman *et al.* 1994). We have used two kinds of shape estimators: the

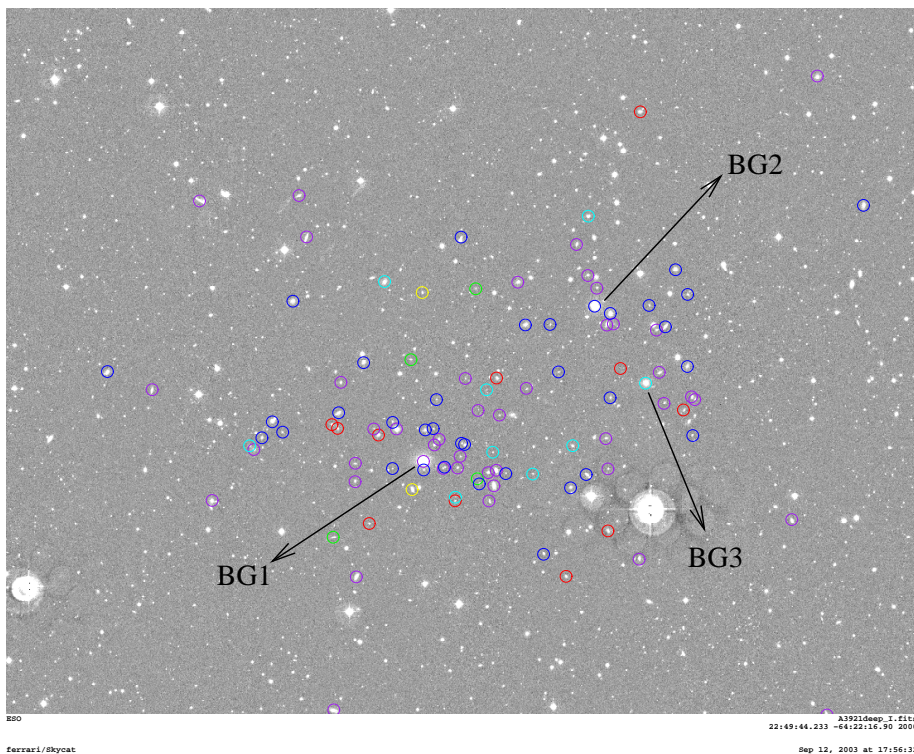


FIGURE 4 – *Finding chart for galaxies belonging to A3921. Green circles: 25400 \div 26000 km/s — Red circles: 26000 \div 27000 km/s — Blue circles: 27000 \div 28000 km/s — Violet circles: 28000 \div 29000 km/s — Cyan circles: 29000 \div 30000 km/s — Yellow circles: 30000 \div 30400 km/s — The three brightest galaxies (BG1, BG2 and BG3) positions are also shown.*

traditional third and fourth moments, i.e. skewness and kurtosis, and the asymmetry and tail indexes (Bird & Beers, 1993). In Table 5 we report the corresponding values, calculated using the ROSTAT package (Beers *et al.* 1990), and significance levels, estimated from Table 2 in Bird & Beers 1993 under the null hypothesis of a Gaussian distribution.

The values obtained for Skewness and AI show that the velocity histogram is quite symmetric (significance level $>10\%$). Values observed for kurtosis and TI indicate a heavy-tailed distribution, rejecting the Gaussian hypothesis at $\sim 10\%$ significance level the first, even better than 1% the second. While light-tailed distributions indicate multimodality, heavy populated tails could be due to contamination by non-cluster galaxies. We think that the analysis of Section III.1 can exclude this possibility, but we have applied an additional test in order to definitively exclude the presence of outliers in our velocity sample of 108 galaxies. Extensive data available for low- z clusters show that most ($\geq 95\%$) of the galaxies in the central region of the clusters have radial velocities within ± 3500 km/s of the mean cluster redshift (Postman *et al.* 1998). We have thus verified that all the 108 galaxies of our final sample have $|\Delta v| < 3500$ km/s (with Δv defined at the beginning of this section).

Among the 13 normality tests performed by ROSTAT, 7 reject the Gaussian hypothesis at better than 10% significance level (see Tab. 6). Moreover, we have found two significant

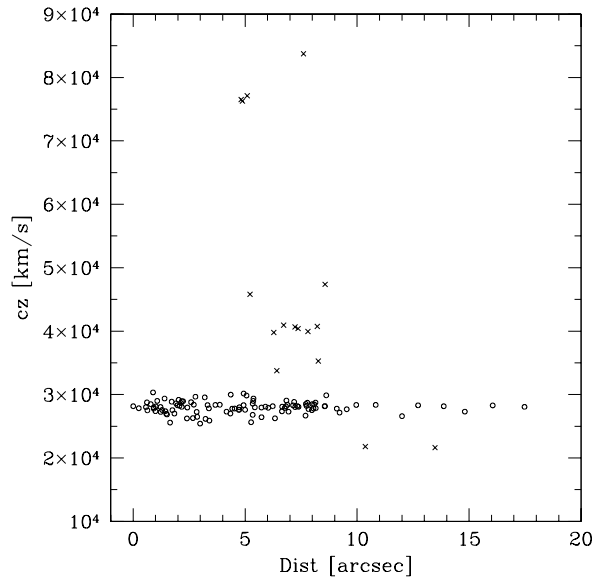


FIGURE 5 – Apparent radial velocity vs. radial distance from the BCG position of the 124 galaxies with quality flag=1 in our final spectroscopic catalogue. Circles represent cluster members, crosses show excluded galaxies.

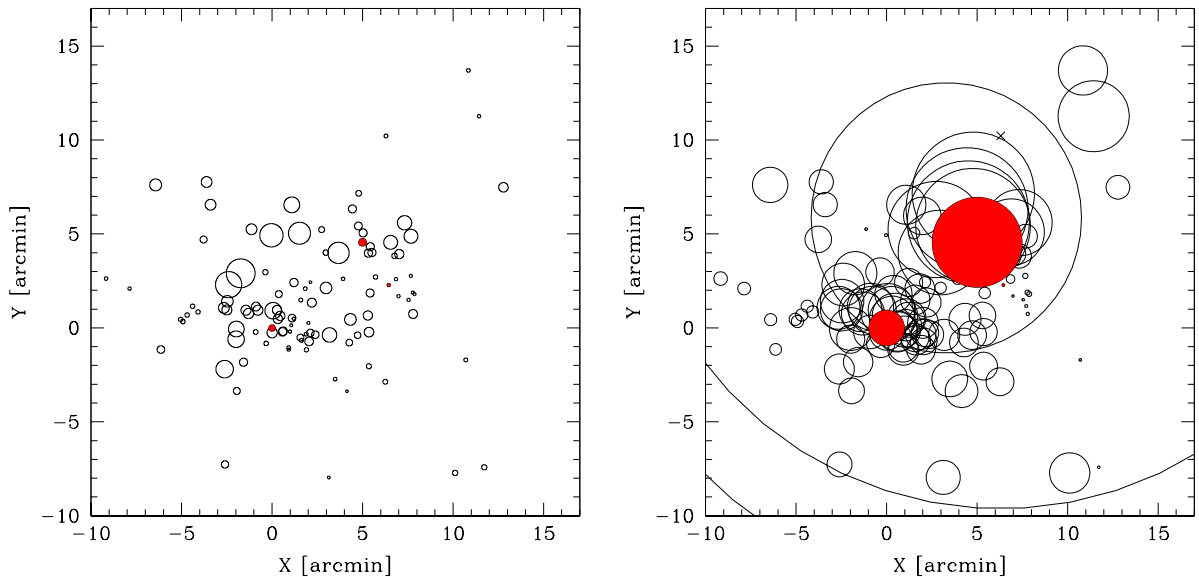
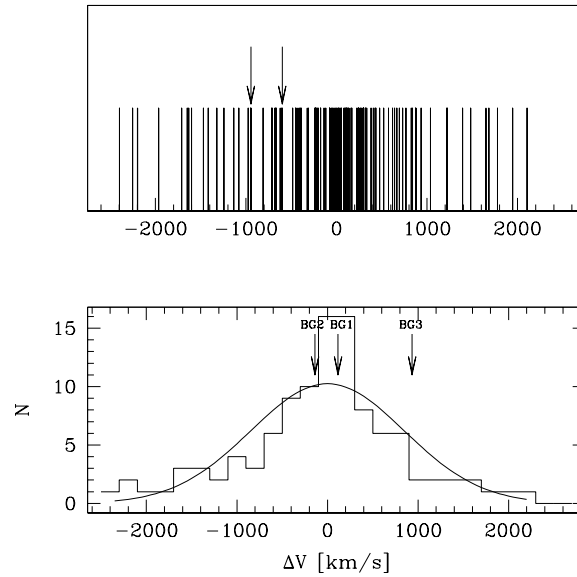


FIGURE 6 – Projected positions, centered on BG1 coordinates, of the galaxies with $v_r = 25400 \div 30400$, (left), and with $v_r = 25400 \div 50000$ (right); each galaxy is represented by a circle, whose dimension is weighted by the estimator of Dressler & Shectman (1988). Filled circles (red in the electronic version of the paper) are centered on the three BCGs positions. In the right panel, crosses show the position of the 2 objects with circles larger than the box.

Subsample	Galaxy nb.	C_{BI} [km/s]	S_{BI} [km/s]
Whole sample	108	28038^{+79}_{-77}	847^{+83}_{-92}
Main cluster	48	27970^{+129}_{-141}	952^{+141}_{-96}
North-West clump	26	28000^{+94}_{-108}	596^{+207}_{-108}

 TABLEAU 4 – Properties of the cz distribution for the various subsamples of $A3921$ galaxies

 FIGURE 7 – Top: Stripe density plot of the radial velocity offsets of the 108 $A3921$ members from \bar{z} (corrected for cosmological and relativistic effects). Gap positions have been shown with arrows. Bottom: Velocity histogram of the confirmed cluster galaxies in bins of 200 km/s. The Gaussian best-fit to the velocity distribution is superimposed.

Subsample	Skewness %	AI %	Kurtosis %	TI %
Whole cluster	≥ 10	> 20	~ 10	≤ 1
Main cluster	~ 20	> 20	> 20	< 5
NW group	> 20	> 20	> 20	< 10

TABLEAU 5 – Significance levels for shape estimators of different velocity datasets

Whole cluster		
Statistical Test	Value	Significance
A	0.739	<1%
I	1.098	<5%
KS	0.886	5.0%
V	1.598	1.0 %
W ²	0.183	0.8%
U ²	0.177	0.6%
A ²	1.015	1.1%
Main cluster		
Statistical Test	Value	Significance
None	-	-
NW group		
Statistical Test	Value	Significance
A	0.694	< 1%
U	4.988	< 2.5%
B2	4.150	~5%
I	1.244	<10%

TABLEAU 6 – *1-D statistical tests performed in ROSTAT package that exclude the hypothesis of a single Gaussian distribution for the different velocity datasets considered in the paper. In Cols. 1 and 2 we report the name and the value of the statistics, while Col. 3 indicate their significance levels.*

weighted gaps in our dataset (Beers *et al.* 1991), whose characteristics are reported in Table 7; Figure 7 shows that they are located in the low velocity side of the distribution.

The DIP test (Hartigan & Hartigan 1985), on the contrary, accepts the unimodal hypothesis at better than 99% level, confirming the results obtained through shape parameters.

In fact, the heavy populated tails of the distribution and the results of the one-dimensional normality tests are strictly correlated: if we cut in apparent radial velocity between 26000 and 30000 km/s (i.e. $\Delta v \simeq [-1850, 1800]$ km/s), all the normality and shape tests, with the exception of the TI, accept the Gaussian hypothesis at better than 10% significance level; that is, considering the whole dataset, the Gaussian hypothesis is rejected due to its extreme velocity objects. They are all placed in the East side of the cluster (green and yellow circles in Figure 4) and two of the high velocity objects, show emission lines.

Analysis of a possible partition in redshift space

Due to the presence of two significative gaps in the low tail of velocity distribution, we have tried to allocate the 108 galaxies of our dataset into two possible subclusters, respectively with mean velocity lower and higher than the gap positions. We have used the KMM mixture-modeling algorithm of McLachlan & Basford (1988), that, using a maximum-likelihood technique, assigns each galaxy to a possible parent population, and

cz [km/s]	Δv [km/s]	Size	Significance
27003.7	-945.9	2.298	3.0%
27381.9	-600.0	2.490	3.0%

TABLEAU 7 – *Weighted gaps in the data: apparent radial velocity (cz) of the objects preceding the gap, corresponding velocity offset (Δv) from the mean z (corrected for cosmological and relativistic effects), normalized size of the gap, probability of finding a gap with these position and size in a Gaussian distribution.*

evaluates the improvement in fitting a multiple-component model over a single-one.

We have made several tests, by changing both the estimated mean velocities and the estimated mixing proportion for each group, but we have obtained always the same result: the KMM algorithm tries to fit a 2-group partition from this guess, but the estimated P-value of 18.3%, cannot reject the null hypothesis of unimodal distribution as the DIP test of Section III.2.

Actually, this result agrees with what observed from the shape parameters of the velocity distribution: the absence of light-populated tails and of a significative asymmetry in the dataset already excluded the possible presence of several overlapping subunits differently populated.

Because the KMM algorithm is highly affected by the presence of outliers (Bird *et al.* 1995), we have tried to use a restricted dataset, applying the same cut in velocity as in previous section (i.e., Δv between -1850 and 1800 km/s), in order to see if at least the central component of the velocity histogram could be better fitted by a bi-modal component. The estimated P-value is even higher (75.9%), definitively excluding the presence of two distinct velocity components overlapping in the cluster.

Mean velocity and velocity dispersion profiles

The analysis of the mean velocity and particularly of the velocity dispersion profiles may provide an useful tool for investigating the dynamics of galaxy clusters, as these profiles can reveal signs of subclustering and ongoing merging (Quintana *et al.* 1996, Muriel *et al.* 2002). We have thus traced the integral mean velocity and velocity dispersion profiles of the 108 A3921 galaxies up to a distance of $\sim 2 h_{75}^{-1}$ Mpc from the cluster center (i.e. the BG1 position), where the mean and dispersion at a given radius are evaluated by using all the objects within that radius. Our results are shown in the left panels of Fig. 8. The mean velocity has a very constant value (~ 28000 km/s) from the center of the cluster to its outer edges (top, left panel of Fig. 8). Following the classification of the velocity dispersion profiles (VDP) of den Hartog & Katgert (1996), the integrated VDP of A3921 has an "inverted" shape: velocity dispersion shows an initial increase with radius up to ~ 4 arcmin apart from the cluster center (second bin of the bottom, left panel of Fig. 8), and then it decreases nearly to its first bin value (~ 900 km/s). Finally, the VDP becomes flat in the external regions of the cluster ($\geq 1 h_{75}^{-1}$ Mpc). This result suggests that the final value of the VDP is representative of the total kinetic energy of the cluster members (Fadda *et al.* 1996). An analogous VDP shape has been detected by den Hartog & Katgert

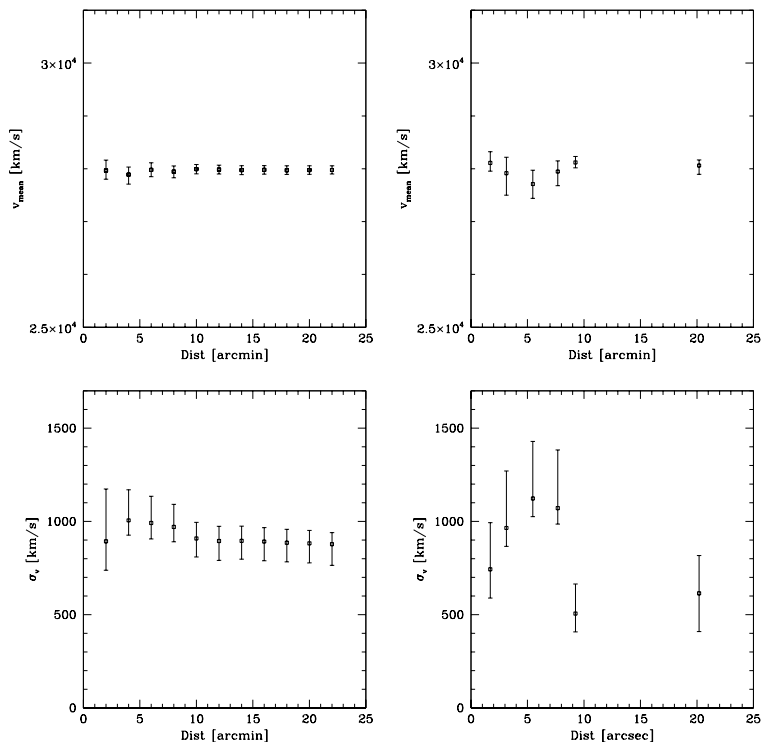


FIGURE 8 – Profile of the velocity means (top) and dispersions (bottom) in the cluster: left: as a cumulative function of galaxies centered on BG1 position - right: differential values as a function of radius in rings with 18 galaxies; the last point is far from the others due to the lower degree of completeness reached by spectroscopic data in the external regions of the cluster (out of the central $\sim 12'$).

(1996) and Nikogosyan *et al.* (1999) in the case of the galaxy cluster A194, and these authors interpreted such a profile as originated in a nearly relaxed region.

Therefore, both the velocity dispersion and the mean velocity integrated profiles do not reveal the presence of significant velocity gradients, that could be produced by the presence of internal sub-structures. These results are confirmed by the right panels of Fig. 8, where mean velocities and velocity dispersions have been estimated in different rings with the same number of galaxies (18) and centered on BG1 position. The shapes of these differential profiles agree with those of the integrated ones. The VDP is again characterized by an inverted shape; its minimum velocity dispersion (fifth bin in bottom, right panel of Fig. 8) correspond to the ring containing the group of galaxies located around BG2. Within error bars, mean velocities are nearly constant around the value of 28000 km/s, as in the integrated profile.

IV Spatial structure of the cluster

The iso-density maps of the projected distribution of galaxies with different cuts in I -band magnitude, derived using the Dressler algorithm (Dressler 1980), are displayed

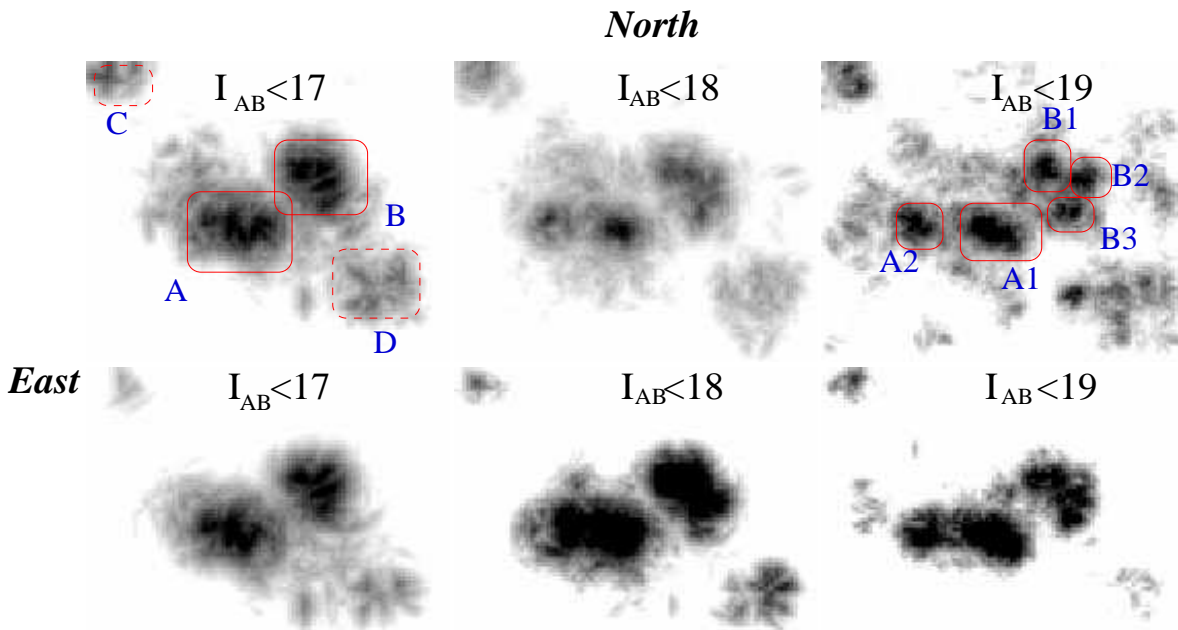


FIGURE 9 – *Isodensity maps, derived using the Dressler algorithm, of the projected distribution of: top panels) all the galaxies in the central $30' \times 30'$ with different cuts in I-band magnitude (from left to right: $I_{AB} < 17$, $I_{AB} < 18$ and $I_{AB} < 19$), and bottom panels) the red sequence galaxies in the central $40' \times 40'$ arcmin²; the same cuts in I-band magnitude have been applied.*

in the top panels of Fig. 9. Two dominant clumps, A and B stand out in the central $\sim 30 \times 30$ arcmin². At bright magnitudes ($I_{AB} < 17$), their structure is elliptical and regular in shape, while several sub-components appear at fainter magnitudes (middle and left panels of Fig. 9). The sub-cluster A is composed by two components, a central clump A1 and a group of galaxies A2 on its East side, while the sub-cluster B is composed by three clumps (B1, B2 and B3), particularly visible at fainter magnitudes ($I_{AB} < 19$). Two other extended clumps, labeled as C and D, appear in the external regions of the cluster, in the North-East and South-West corners respectively.

In order to study the nature of all these substructures and to disentangle the presence of possible projection effects, we have tried to isolate the galaxies belonging to the cluster “red sequence”, as detailed in next section.

IV.1 Red sequence identification

The bulk of early-type galaxies in rich clusters usually lie along a linear color-magnitude relation, normally referred as “red sequence”, in which the brighter objects are redder as

a result of the mass-metallicity relation. In Fig. 15 the $(R_{AB} - I_{AB})$ vs. I_{AB} color-magnitude diagram (CMD) is shown for the objects in a field of 32×32 arcmin² ($\sim 3 \times 3$ Mpc², h_{75}^{-1}) centered on the cluster. We aim to isolate the red sequence of the elliptical galaxies of the cluster and calculate its parameters (slope, intercept and width). Due to the high asymmetry of the galaxy distribution and the heavy contamination of field objects in our CMD, a simple linear regression plus an iterated 3σ clip (Gladders *et al.* 1998) does not give satisfying results. We have thus used the median absolute deviation (MAD) as scale indicator of the object distribution on our CMD, as it is extremely efficient ($\sim 90\%$) in the case of heavy-tailed distributions (Beers *et al.* 1990). In fact, we expect that, on the CMD, the deviations of the red sequence galaxies from the optimal linear fit follow a gaussian distribution, while deviations of field objects do not and populate the tails of the distributions. We have moreover applied an asymmetric clip ($n_i \cdot S_{MAD}$) on the two sides of the distribution ($n_1 - n_2 = \sqrt[3]{skewness} / \sqrt{variance}$). We have then followed a procedure similar to that described in Gladders *etal*, iterating our linear fitting and clipping until convergence on a final solution was obtained. The red sequence can be described by the linear equation $(R_{AB} - I_{AB}) = -0.0102I_{AB} + 0.3376$ with a width of $\sigma_{RS}=0.0764$ (see Fig. 15).

IV.2 Projected subclustering

The galaxy isodensity maps of A3921, obtained considering only the galaxies within $\pm 1.5\sigma_{RS}$ on the CMD and up to $I_{AB}=17, 18$ and 19 respectively, are displayed from left to right in the bottom panels of Fig. 9. The main cluster A and the North-West group B appear more clearly as the dominant components, with regular, elliptical shape for $I_{AB} < 17$. At fainter magnitudes (bottom, left panel), the main cluster presents a tail toward its East side that correspond to the previous identified A2 group, while the B group assumes a bow shape, elongated in NE/SW direction. The two external clumps C and D are still present, being more intense at intermediate I -band magnitudes ($I_{AB} < 18$).

The presence of the two main groups of galaxies in the central field of the cluster is more clearly evidenced in the projected distribution of the red sequence galaxies up to $I=17$ (see Fig.10 for a larger picture). The main clump hosts the BCG of the cluster (BG1), the other, on the North-West region, is centered on the second brightest cluster galaxy BG2, while BG3 lies in its outskirts. We have applied a classical segmentation algorithm on this isodensity map of A3921 (divided into a grid of 128×128 pixel²) using a threshold of 1000 galaxies/deg² (i.e. 3 times the r.m.s. of the map), and we have detected two domains. For each domain, we have estimated the position of the pixel with the highest density, the two first barycentric moments, the total area and the total "flux" (in units of galaxies/deg²). These quantities describe the morphology of the domains (i.e. ellipticity, position angle) and they have been used to model the two clumps of galaxies with the ellipses shown in Fig. 10.

The radial profile of the galaxy counts per square degrees has been constructed by meaning, with an iterative rejection at 3σ , the intensity of the pixels inside shells homotetic to the ellipse associated to each domain. The profiles of the two domains, in logarithmic

Clump	a [h_{75}^{-1} Mpc]	b [h_{75}^{-1} Mpc]	α_0 [deg]	δ_0 [deg]	θ [deg]
Main Cluster	0.51	0.34	342.511	-64.413778	-6.99
NW Group	0.46	0.37	342.238	-64.345364	-56.52

TABLEAU 8 – *Parameters of the two ellipses of Fig. 10: semi-major and semi-minor axis, coordinates of the center, position angle*

units, are shown in Fig. 11; each point corresponds to one pixel (0.3125 arcmin) of the 128×128 grid in which the iso-density map has been divided. We have determined a boundary for the two clumps by estimating at which radial distance from the center the profile of each domain begins to be affected by the galaxies of the other one. In this way, we have established a semi-major axis for the main cluster and the North-West group of 5.3 arcmin (17 pixels) and 4.7 arcmin (15 pixel) respectively, and we have used these values for the ellipses of Fig. 10, whose semi-major and semi-minor axis, center, and position angle are presented in Tab. 8.

We have plotted in Fig. 12 the ratio of the number of galaxies with measured velocities to the total number of objects detected in the two ellipses as a function of I -band magnitude; the spectroscopic sampling of these two regions appear very good, with completeness levels $\geq 90\%$ for $I_{AB} \leq 19.5$.

Our velocity sample has been divided in two datasets, containing galaxies in the two ellipses. Fig. 13 shows their velocity distributions and in Table 4 we have quoted their velocity means and dispersions. Both datasets show a velocity location very close to each other and to the whole cluster value (the velocity offsets¹¹ Δv from the mean cluster redshift are -62 and -35 km/s for the main component and the North-West group respectively, with a difference of only 27 km/s between them); the main group is characterized by the highest velocity scale.

Most of the 13 normality tests contained in ROSTAT package accept the hypothesis of Gaussianity for the velocity distribution of the North/West group, and actually all of them do not reject the null hypothesis for the radial velocities of the main cluster (Tab. 6). Shape parameters (Tab. 5) accept the Gaussian hypothesis at more than 20% significance level, with the exception of the TI, that indicates the possible presence of heavy populated tails in the NW group velocity histogram (significance level $\leq 5\%$).

¹¹. as usual cosmologically and relativistically corrected

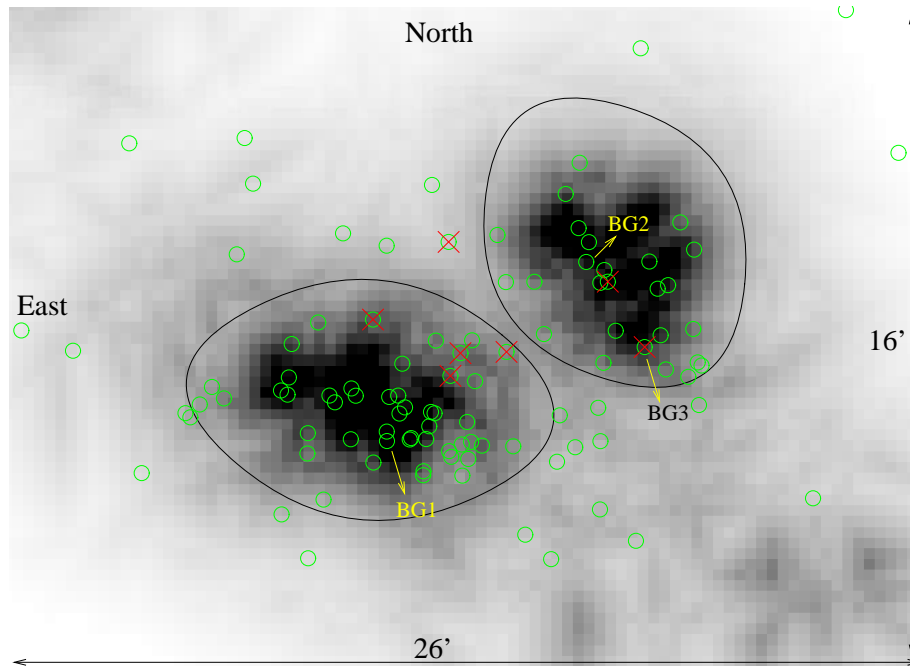


FIGURE 10 – *Isodensity map of the projected distribution of the red-sequence galaxies in the central $26' \times 16'$ with I -band magnitude $I_{AB} < 17$, derived using the Dressler algorithm. Circles show the positions of the confirmed cluster galaxies, while crosses indicate emission lines objects. The central field of A3921 has a bimodal structure; the two ellipses identify the main cluster component dominated by BG1, and the North-West group dominated by BG2.*

V Dynamical study of the system

V.1 Mass estimation of the two main clumps

The dynamical masses of the two clumps defined by the ellipses of Fig. 10 were calculated using three mass estimators for self-gravitating systems of equal mass particles:

1. the classical pairwise estimator pioneered by Limber & Mathews (1960):

$$M_{PW} = \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{MH} \quad (1)$$

where σ_P is the observed radial velocity dispersion and R_{MH} is the mean projected harmonic radius:

$$R_{MH} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1} \quad (2)$$

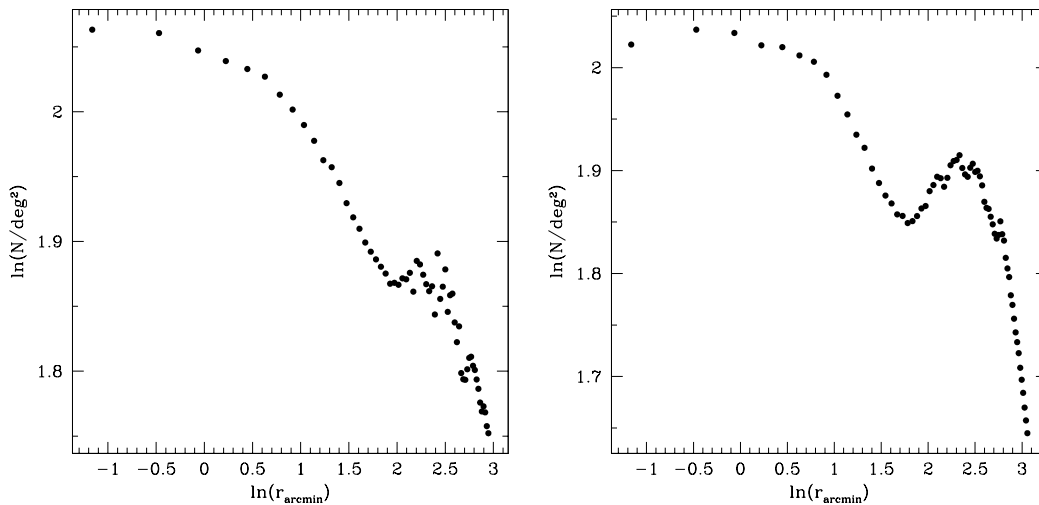


FIGURE 11 – *Density profiles of the red-sequence galaxies inside left) the main cluster, and right) the North-West group.*

(R_{ij} is the distance between the i th and j th galaxies, and N is the total number of objects in the system).

2. the ringwise mass estimator (Carlberg *et al.* 1996):

$$M_{RW} = \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{RW} \quad (3)$$

where R_{RW} is the ringwise projected radius:

$$R_{RW} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i < j}^N \frac{2}{\pi(R_i + R_j)} K(k_{ij}) \right)^{-1} \quad (4)$$

(R_i and R_j are the projected distances of the i th and j th galaxies from the center of the clump, $k_{ij}^2 = 4R_i R_j / (R_i + R_j)^2$, and $K(k)$ is the complete elliptic integral of the first kind) (Press *et al.* 1992).

3. the projected mass approach suggested by Bahcall & Tremaine (1981) and Heisler, Tremaine & Bahcall (1985):

$$M_{PM} = \frac{f_{PM}}{G(N-1.5)} \sum_i^N \Delta v_i^2 r_{\perp i} \quad (5)$$

$$f_{PM} = \frac{32}{\pi}$$

where Δv_i is the velocity offset of the i th galaxies from the mean radial velocity of the whole system, and $r_{\perp i}$ is its projected distance from the cluster center.

These methods were applied under the assumption that each subcluster is bound and near at dynamical equilibrium; even if these conditions are not strictly fulfilled in the case

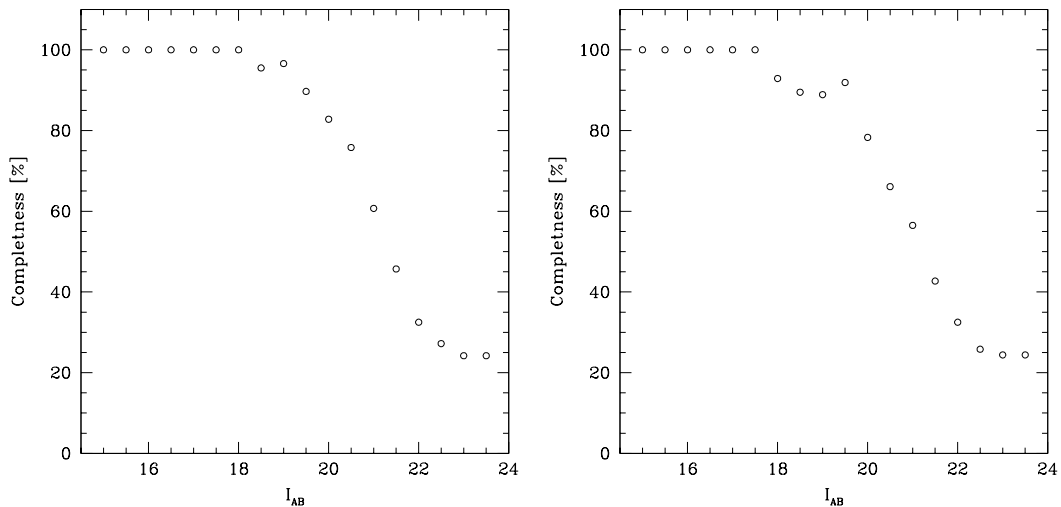


FIGURE 12 – *Velocity completeness for different cuts in I-band magnitude in the main cluster (left panel) and the North-West group (right panel).*

of interacting systems, we have seen in section IV.2 that the dynamics of the central field of the two clumps does not seem to have been substantially affected by the merging event.

The results obtained applying these methods, along with the corresponding 1σ errors, are shown in Tab. 9. The uncertainties on the first two mass estimators were obtained using standard error propagation, taking into account the uncertainty for S_{BI} estimated by ROSTAT, and the jackknife error for the mean harmonic and ringwise projected radii; the uncertainty on the projected mass was obtained through 10000 bootstrap simulations.

The pairwise and ringwise mass estimators are in rather good agreement, and they give a mass ratio of $2.4^{+2.4}_{-1.4}$ for the two systems. The projected mass method gives larger value for the masses of the two clumps, and a mass ratio of 1.9 ± 0.45 . Therefore, the mass ratio obtained through the three methods are in quite good agreement within 1σ errors. Even if the ellipse corresponding to the main cluster has a more extended area, the mean harmonic and ringwise projected radii are larger in the case of the NW group; this is due to their definitions and to the fact that the observed galaxies in the main structure are more spatially concentrated than in the second clump.

Following Carlberg *et al.* 1997, we have computed the virial radius of the two substructures as $r_{200} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\sigma_p}{5H(z)}}$ ¹², obtaining a virial radius of ~ 3 Mpc and ~ 2 Mpc for the main cluster and the NW group respectively. The semi-major axis of the two ellipses of Fig. 10 correspond to $\sim 20\%$ of the cluster virial radius; this means that, in order to obtain the total virial mass of the two clumps, we should have to assume a mass profile for the two clumps, correct the estimated masses for the surface-pressure term, and then extrapolate this mass to r_{200} (Carlberg *et al.* 1996, and references therein). These corrections act in the opposite sense on the mass estimate: neglecting the surface-pressure term has the effect of

¹². The factor $\sqrt{2}$ of difference between our estimate of r_{200} and the corresponding equation of Carlberg *et al.* 1997 is due to a factor of 2 of difference in the definition of the virial mass estimate.

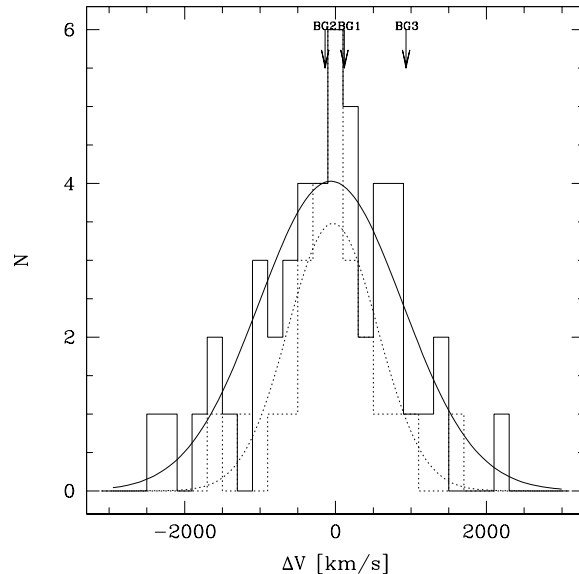


FIGURE 13 – *Velocity histogram, with a binning of 200 km/s, of the galaxies in the main cluster (solid line) and in the NW group (dotted line), according to the division showed in Fig. 10. The relative Gaussian best-fits to the velocity distributions are superimposed. Arrows show: top) radial velocity positions of the three brightest cluster galaxies; bottom) significant gaps detected in the velocity distribution of the main cluster by ROSTAT package.*

overestimating the total mass of the system, while, if the extrapolation to the virial radius is not applied, the mass obtained is an underestimate of the total mass. The results of Barrena *et al.* 2002 confirm that these two corrections nearly compensate each other. In any case, the virial mass calculated from a sample of galaxies missing the outer part of the cluster will still accurately estimate the mass contained within the orbits of the observed objects (Carlberg *et al.* 1996). Therefore, we think that the analysis of this Section gives a correct size of the mass ratio of the two clumps in the central field of A3921 ($\sim 1:2-1:2.5$).

V.2 Two-body dynamical model

The binary configuration of the central region of A3921 suggest to carry out the dynamical analysis of the two detected substructures. Using the two-body approach (Gregory & Thompson 1984, Barrena *et al.* 2002), we have modeled the total mass of the system (main cluster + NW group) as a function of the angle α between the plane of the sky and the line connecting the centers of the two clumps. The relative velocity V and the spatial separation R between the substructures are respectively related to their radial (Δv) and projected components (R_p) through the following relations:

$$V = \Delta v / \sin \alpha; \quad R = R_p / \cos \alpha$$

Clump	N_z	S_{BI} [km/s]	R_{MH} [h^{-1} Mpc]	R_{RW} [h^{-1} Mpc]	M_{PW} [$10^{14} h^{-1} M_{\odot}$]	M_{RW} [$10^{14} h^{-1} M_{\odot}$]	M_{PM} [$10^{14} h^{-1} M_{\odot}$]
A	48	952_{-96}^{+141}	0.19 ± 0.02	0.14 ± 0.01	$3.80_{-0.86}^{+1.19}$	$2.74_{-0.59}^{+0.84}$	5.45 ± 0.50
B	26	596_{-108}^{+207}	0.20 ± 0.02	0.15 ± 0.01	$1.59_{-0.60}^{+1.12}$	$1.14_{-0.42}^{+0.80}$	2.86 ± 0.41

TABLEAU 9 – *Mass estimates for the two main clumps detected on the galaxy iso-density maps of A3921*

where $\Delta v = 27$ km/s (Sect. IV.2), and $R_p \simeq 0.8$ Mpc (from Tab. 8).

In the left panel of Fig. 14 we show the modeled total mass of the two clumps as a function of α in the case that the main cluster and the NW group are expanding or approaching for the first time, i.e. assuming that the two systems were at zero separation ~ 12.6 Gyr ago, the age of the Universe in our cosmological model. It clearly emerges that the two clumps are bound, but we cannot discriminate if they are currently approaching or going away.

Based on the results obtained with XMM observations (Belsole *et al.* 2002), we have assumed that the main cluster and the NW group have just crossed each other ($t < 1$ Gyr from the comparison with Fig. 7 in Ricker & Sarazin 2001). As velocities of ~ 2000 km/s are to be expected for cosmologically reasonable initial conditions, even in quite offset mergers (Ricker & Sarazin 2001), from the extremely low line of sight component of the relative velocity between the two systems, we could infer a very low value for α ($\sin(\alpha) = \Delta v/V \sim 0.0135$, i.e. $\alpha \sim 1.5^\circ$). Assuming that the two clumps have already crossed each other, we find that only by setting the collision epoch $\simeq 0.25$ Gyr ago we can fulfill both the previous conditions, and that in this case the NW clump is bound to the main cluster and is currently moving away from it.

VI Galaxy spectra and color properties

To assess the star formation properties of the galaxies belonging to A3921, we have classified their spectra following the criterion introduced by Dressler *et al.* (1999). Galaxies are assigned to different spectral classes on the basis of the presence and strength of the [OII] $\lambda 3727$ and H_{δ} ($\lambda = 4101 \text{ \AA}$) lines that are good indicators of, respectively, current and recent star formation (Poggianti *et al.*, 1999).

Using the task “sbands” in IRAF, we have measured the equivalent width (EW) of the [OII] and H_{δ} lines for the 95 quality flag=1 galaxies with of our spectroscopic catalogue. This program applies a standard technique: first obtaining the continuum level from two stadding continuum bands, and then measuring the decrement or increment in signal relative to the fitted continuum in an interval containing the line to be measured. The equivalent widths of absorption and emission features are defined as positive and negative respectively. Following the indication of Barrena *et al.* (2002), we have estimated the

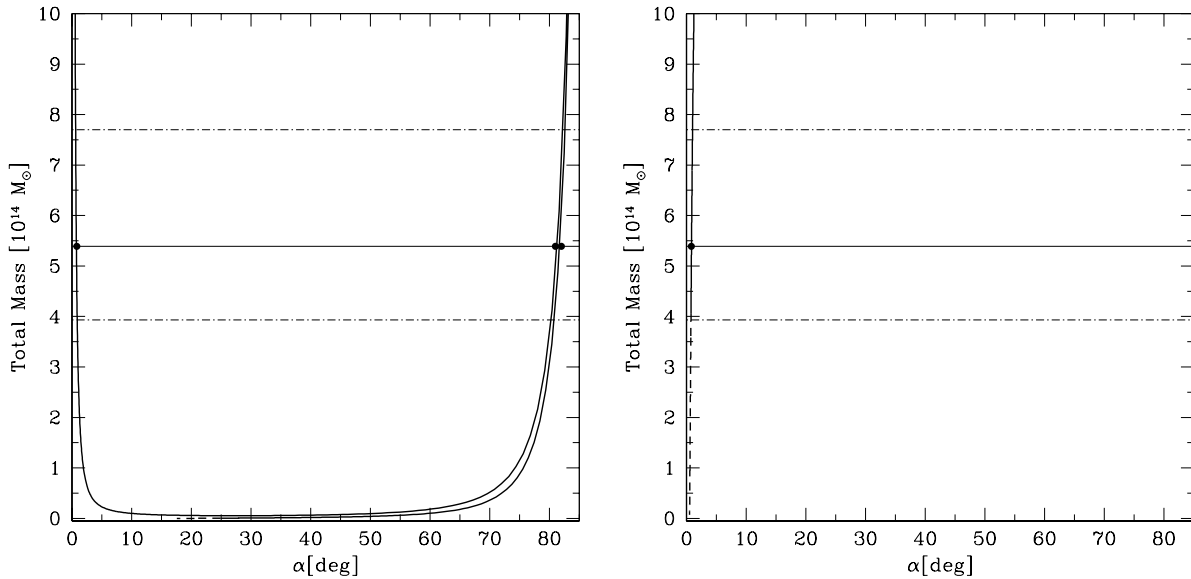


FIGURE 14 – Total mass of the two clumps as a function of the angle α between the plane of the sky and the line connecting the centers of the two sub-clusters. The horizontal solid line represents the sum of the pairwise projected masses as estimated in section V.1; its 1σ confidence band is represented by dot-dashed lines. a) **Left:** the solid line shows the bound-incoming and -outgoing solutions, while the dashed line corresponds to the unbound solutions. The three black circles correspond to the possible bound configurations for A3921. These solutions have been estimated under the hypothesis that the two systems were at zero separation **12.6 Gyr** ago (*i.e.* the age of the Universe in our cosmology). b) **Right:** again, the solid line represents the bound-outgoing solutions (no incoming solutions are present), the dashed line represents the unbound configurations. We have assumed that the two systems were at zero separation **0.25 Gyr** ago. The only possible configuration, represented as a filled circle, shows that the two clumps are bound and the system is expanding.

minimum measurable EW of each spectrum as the width of a line spanning 4.45 \AA (our spectral resolution) in wavelength, and with an intensity three times the noise rms in the adjacent continuum. A minimum (maximum) measurable EW of $\sim 4(-4) \text{ \AA}$ resulted in the case of an absorption (emission) lines.

The results of our measures, summarized in Tab. 1, show that 12 out of the 84 cluster members with available spectra are emission line galaxies, among which 2 starbursts (e(b)), 6 classical constant rate forming stars spirals (e(c)), and 4 galaxies with an intermediate rate of star formation (e(a)) (Poggianti *et al.*, 1999). Besides those emission line galaxies, 8 post-starburst galaxies defined as $4 \leq EWH\delta \leq 8$ and absence of [OII] emission (cf. Dressler *et al.* 1999) have been found.

As the central part of A3921, that is, its main core, the N–W group and the region in-between has a very good spectroscopic coverage, we can state the presence of about

$\simeq 15\%$ emission line galaxies and $\simeq 10\%$ k+a galaxies in the central $\sim 1.5 \times 1.5 \text{ Mpc}^2$ of the cluster.

VII Discussion and conclusions

Using our new spectroscopic and VRI-bands photometric catalogues of the central $\sim 1.8 \times 1.2 \text{ Mpc}^2$ region of A3921, we detect two dominant groups of galaxies: a main component (A) that hosts the BCG (BG1), and, at $\sim 0.8 \text{ Mpc}$, a North-West group (B), centered on the second brightest cluster galaxy (BG2) and containing the third brightest object (BG3) in its outskirts.

A double morphology has also been observed in X-ray through the analysis of XMM-Newton/EPIC observations of A3921 (Belsole *et al.* 2002). A 2D- β model analysis shows the presence of a main cluster centered on BG1 position and a residual structure in its North/West side. This subcluster is characterized by a large and irregular morphology, centered on BG3 position, elongated toward the main cluster component, and presenting a Northern tail toward BG2 galaxy. The cluster temperature map reveals the presence of a hot region between the main cluster and the NW substructure, parallel to the line joining the centers of the two components. A comparison between the simulations of Ricker & Sarazin (2001) and these X-ray results suggests that the cluster may be in the central phase of an off-axis, high mass ratio (1:2-1:3) merger event (Belsole *et al.* 2002).

The absence of relevant signatures of merging both in the whole cluster radial velocity distribution, and in the mean velocity and velocity dispersion profiles suggests that the collision axis of this two-body merging system is nearly perpendicular to the line of sight. This result is confirmed by the very low difference in the mean radial velocities of the two main clumps A and B ($\Delta v = 27 \text{ km/s}$). With this constraint on the collision geometry and assuming, on the basis of the X-ray results, that the two cluster components are in the central phase of their merger event (age of the collision $< 1 \text{ Gyr}$), the two body dynamical model suggests that the main cluster A and the NW group B are gravitationally bound and they have crossed each other $\simeq 0.25 \text{ Gyr}$ ago.

The bulk of the X-ray emission in the NW component is offset toward South-West from the main concentration of galaxies. Since numerical simulations show that the non-collisional component (i.e. galaxies and dark matter) is much less affected by the collision than the gas distribution (e.g. Roettiger *et al.* 1993), we conclude that the NW group is tangentially traversing the main cluster along a South-West/North-East direction, with its galaxies in advance with respect to the gas component. The off-axis collision geometry has probably prevented total assimilation of the NW group in the main cluster.

The sub-clusters velocity distributions show that the dynamics of the two main clumps central regions does not seem to have been substantially affected by the merging event, as most of the Gaussianity tests do not refuse the null hypothesis at a high significance level. The virial mass estimators have thus been applied to the two cluster main components, their mass ratio resulting quite high (from 1:2 to 1:2.5), in accordance with X-ray results.

The 25% of cluster members have abnormal spectra with features indicative of recent star formation. A visual inspection of Fig. 16 reveals that most of these galaxies are located

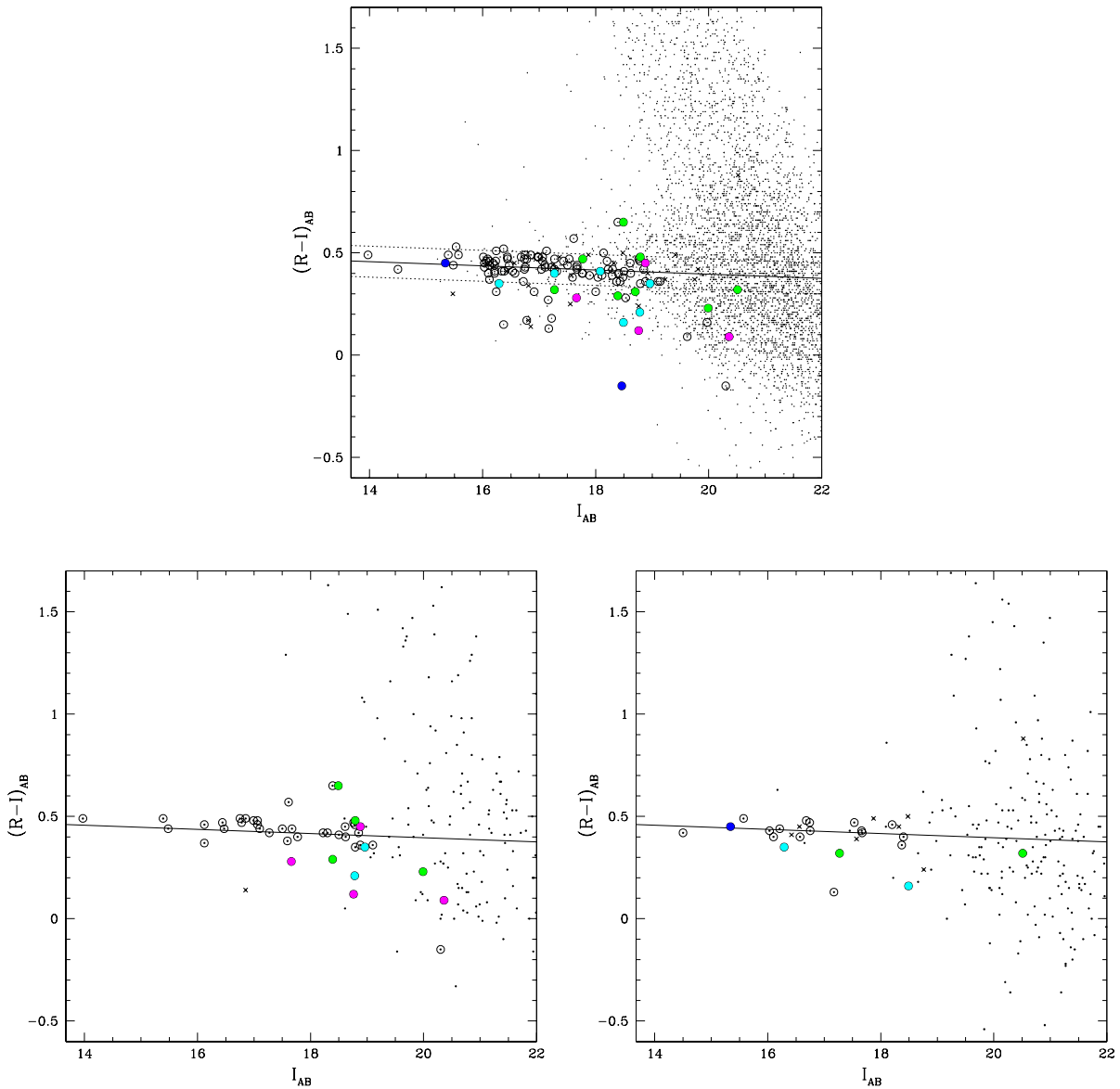


FIGURE 15 – $(R - I)_{AB}$ vs I_{AB} color-magnitude diagrams. At the top all galaxies in the WFI field are shown. Circles correspond to confirmed ($QF \leq 2$) cluster members. Blue circles correspond to starbursts, green to $k+a$, magenta to $e(a)$ and cyan to $e(c)$ galaxies following the classification described in the text. The crosses are the galaxies found not to be cluster members. The solid line is the best linear-fit to the red sequence of the cluster, while the dotted line is at $\pm 1\sigma_{RS}$. The two bottom panels carry the same information but only for the galaxies belonging to the main core of the cluster on the left and to the N.-W. group on the right.

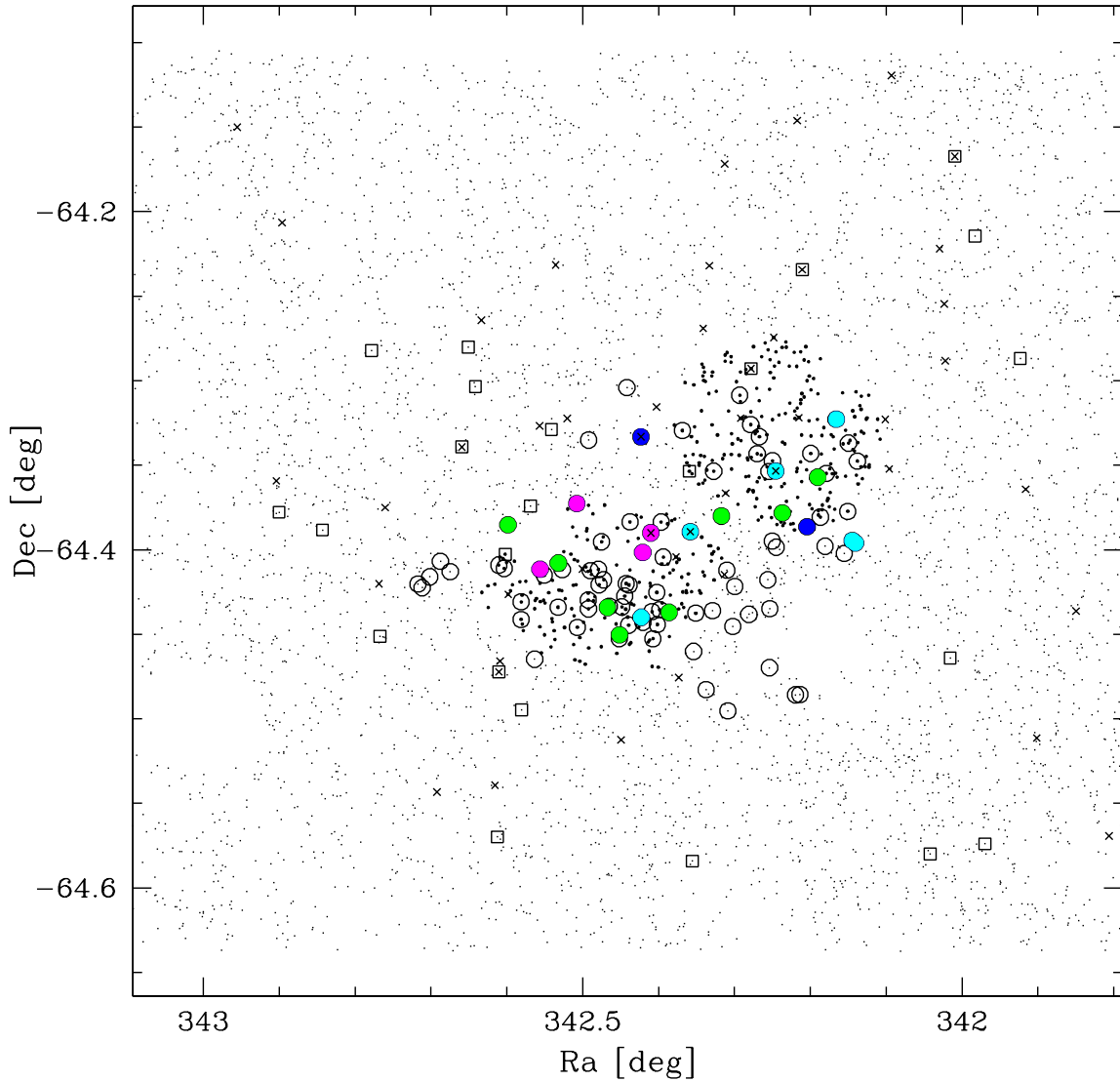


FIGURE 16 – *Distribution of galaxies in the whole WFI field around A3921. The big dots represent the galaxies belonging to the two projected clumps as defined in the text. Open circles and squares correspond to confirmed ($QF \leq 2$) cluster members, but squares are coming from the ENACS sample and therefore the spectrum were not available. Blue circles correspond to starbursts, green to $k+a$, magenta to $e(a)$ and cyan to $e(c)$ galaxies following the classification described in the text. The crosses are the galaxies significantly bluer than the red sequence.*

in the collision region of the cluster, corresponding to the hot gas structure detected in the temperature map. We conclude that the compression of the ICM due to sub-clusters collision could have triggered star formation activity in cluster galaxies. The presence of abnormal spectra confirm that the two main subclusters are in the central phase of their merging process, since evidences of ongoing star formation are visible only during the collision event and shortly after (≈ 0.1 Gyr, Barrena *et al.* 2002 and references therein).

The iso-density maps of the projected distribution of galaxies in the central $\sim 30 \times 30$ arcmin² region of the cluster reveal the presence of other substructures. At faint magnitudes ($I_{AB} < 19$), a) the NW group has a tail elongated in NE/SW direction that could be made by faint galaxies lagging behind the brightest objects during their tangential crossing of the main cluster, and b) an extended substructure, which hosts confirmed cluster members, stands out on the East side of the main cluster, suggesting a possible more complex, three-body merging scenario in the A3921 central regions. On larger scales, two substructures appear at ~ 15 and ~ 11 arcmin from the cluster center, in North-East and South-West direction respectively. A denser sampling in velocity of the various substructures, combined with a wider angular coverage could shed light on the central and large-scale dynamics of this cluster.

Acknowledgements

We thank Andrea Biviano, Elena Belsole, Alberto Cappi, Philippe Prugniel and Jean-Luc Sauvageot for fruitful discussion and helpful comments. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Bibliography

- Abraham, R.G., Snecker-Hane, T.A., Hutchings, J.B., Carlberg, R.G., Yee, H.K.C., Ellingson, E., Morris, S., Oke, J.B., & Rigler, M., 1996, ApJ, 471, 694
- Arnaud, M., Maurogordato, S., Slezak, E., & Rho, J., 2000, A&A, 355, 461
- Arnaud, M., Rothenflug, R., Böhringer, H., Neumann, D., & Yamashita, K., 1996, uxsa.coll, 163
- Arnouts, S., Vandame, B., Benoist, C. et al. 2001, A&A, 379, 740
- Ashman, K.M., Bird, C.M., & Zepf, S., 1994, AJ, 108, 2348
- Baalogh, M.L., Shade, D., Morris, S.L., Yee, H.K.C., Carlberg, R.G., & Ellingson, E., 1998, ApJL, 504, 75
- Baalogh, M.L., Morris, S.L., Yee, H.K.C., Carlberg, R.G., & Ellingson, E., 1997, ApJL, 488, 75
- Bahcall, J.N, & Tremaine, S., 1981, ApJ, 244, 805
- Baldi, A., Bardelli, S., & Zucca, E., 2001, MNRAS, 324, 509
- Barrena, R., Biviano, A., Ramella, M., Falco, E.E., & Seitz, S., 2002, A&A, 386, 861B

- Belsole, E., Arnaud, M., Chièze, J.-P., Pratt G.W., Sauvageot, J.-L., Ferrari, C., Benoist, C., Bourdin, H., & Maurogordato, S., 2002, "New insights on merging clusters of galaxies from XMM-Newton observations", *Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, 23-27, April, 2002, National Central University, Chung-Li, Taiwan
- Beers, T. C., Flynn, K., & Gebhardt, K., 1990, *AJ*, 100, 32
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bird, C. M., Davis, S. D., & Beers, T. C., 1995, *AJ*, 109, 920
- Bird, C. M., 1994, *AJ*, 107, 1637
- Bird, C. M., & Beers, T. C., 1993, *AJ*, 105, 1596
- Carlberg, R.G., Yee, H.K.C., & Ellingson, E., 1997, *ApJ*, 487, 462
- Carlberg, R.G., Yee, H.K.C., Ellingson, E., Abraham, R., Gravel, P., Morris, S., & Pritchet, C.J., 1996, *ApJ*, 462, 32
- Dalton, G.B., Efstathiou, G., Maddox, S.J., & Sutherland, W.J., 1994, *MNRAS*, 269, 151
- Davis, D.S., Bird, C.M., Mushotzky, R.F., & Odewahn, S.C., 1995, *ApJ*, 440, 48
- den Hartog, R., & Katgert, P, 1996, *MNRAS*, 279, 349
- Donnelly, R.H., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., Ramirez, A., Churazov, E., & Gilfanov, M., 2001, *ApJ*, 562, 254
- Dressler A., Smail, I., Poggianti, B.M., Butcher, H., Couch, W.J., Ellis, R.S., & Oemler, A., 1999, *ApJ*, 122, 51
- Dressler A., & Shectman, S., 1988, *AJ*, 95, 985
- Dressler A., 1980, *ApJ*, 236, 351
- Durret, F., Forman, W., Gerbal, D., Jones, C., & Vikhlinin, A., 1998, *A&A*, 335, 41
- Evrard, A.E., 1991, *MNRAS*, 248, 8
- Fadda, D., Girardi, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., & Mezzetti, M., 1996, *ApJ*, 473, 670
- Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C., 2003, *A&A*, 399, 813
- Flores, R.A., Quintana, H., & Way, M.J., 2000, *ApJ*, 532, 206
- Fujita, Y., Takizawa, M., Nagashima, M., & Enoki, M., 1999, *PASJ*, 51, L1
- Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A., Iglesias-Paramo, J., Vilchez, J.M., & Carrasco, L., 2003, astro-ph/0307075
- Girardi, M., Escalera, E., Fadda, D., Giuricin, G., Mardirossian, F., & Mezzetti, M., 1997, *ApJ*, 482, 41
- Gladders, M. D., Lopez-Cruz, O., Yee, H. K. C., & Kodama, T., 1998, *ApJ*, 501, 571
- Gregory, S.A., & Thompson, L.A., 1984, *ApJ*, 286, 422G
- Hartigan, J. A., & Hartigan, P. M., 1985, *The Annals of Statistics*, Vol.13, No. 1, 70-84
- Heisler, J, Tremaine, S., & Bahcall, J.N., 1985, *ApJ*, 298, 8
- Jones, C., & Forman, W., 1992, *Clusters and Superclusters of Galaxies*, edited by A.C. Fabian, (Kluwer, Dordrecht), pp. 49-70

- Katgert, P., Mazure, A., Perea, J., den Hartog, R., Moles, M., Le Fèvre, O., Dubath, P., Focardi, P., Rhee, G., Jones, B., Escalera, E., Biviano, A., Gerbal, D., & Giuricin, G., 1996, *A&A*, 310, 8
- Landolt, A.U. 1992, *AJ*, 104, 340
- Lemonon, L., Pierre, M., Hunstead, R., Reid, A., Mellier, Y., & Böhringer, H., 1997, *A&A*, 326, 34
- Limber, N.D., & Mathews, W.G., 1960, *ApJ*, 132, 286
- Markevitch, M., Ponman, T.J., Nulsen, P.E.J., Bautz, M.W., Burke, D.J., David, L.P., Davis, D., Donnelly, R.H., Forman, W.R., Jones, C., Kaastra, J., Kellogg, E., Kim, D.W., Kolodziejczak, J., Mazzotta, P., Pagliaro, A., Patel, S., Van Speybroeck, L., Vikhlinin, A., Vrtilik, J., Wise, M., & Zhao, P., 2000, *ApJ*, 541, 542
- Mazure, A., Katgert, P., den Hartog, R., Biviano, A., Dubath, P., Escalera, E., Focardi, P., Gerbal, D., Giuricin, G., Jones, B., Le Fèvre, O., Moles, M., Perea, J., & Rhee, G., 1996, *A&A*, 310, 31
- McLachlan, G. J., Basford, K. E., 1988, *Mixture Models* (Marcel Dekker, New York)
- Moss, C., & Whittle, M., 2000, *MNRAS*, 317, 667
- Muriel, H., Quintana, H., Infante, L., Lambas, D.G., & Way, M.J., 2002, *AJ*, 124, 1934
- Nikogossyan, E., Durret, F., Gerbal, D., & Magnard, F., 1999, *A&A*, 349, 97
- Poggianti, B.M., Smail, I., Dressler, A., Couch, W.J., Barger, A.J., Butcher, H., Ellis, R.S., & Oemler, A., 1999, *ApJ*, 518, 576
- Postman, M., Lubin, L.M., & Oke, J.B., 1998, *AJ*, 116, 560
- Press, W.H, Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., & Flannery, B.P., 1992, *Numerical Recipes*, Cambridge: Cambridge University Press
- Quintana, H., Ramírez, A., & Way, M.J., 1996, *AJ*, 112, 36
- Ricker, P.M., & Sarazin, C.L., 2001, *ApJ*, 561, 621R
- Roettiger, K., Stone, J.M. & Mushotzky, R.F., 1998, *ApJ*, 493, 62
- Roettiger, K., Burns, J., & Loken, C., 1993, *ApJ*, 407, L53
- Sarazin, C.L., astro-ph/0301178
- Schindler, S., & Böhringer, H., 1993, *A&A*, 269, 83S
- Schindler, S., & Müller, E., 1993, *A&A*, 272, 137S
- Schlegel, D., Finkbeiner, D., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Tomita, A., Nakamura, F.E., Takata, T., Nakanishi, K., Takeuchi, T., Ohta, K., & Yamada, T., 1996, *AJ*, 111, 42
- Tonry, J., & Davis, M., 1981, *ApJ*, 246, 666
- Wang, Q.D., Ulmer, M.P., & Lavery, R.J., 1997, *MNRAS*, 288, 702
- West, M. J., Jones, C., & Forman, W., 1995, *ApJL*, 451, 5
- West, M. J., & Bothun, G. D., 1990, *ApJ*, 350, 36
- Yahil, A., & Vidal, N., 1977, *ApJ*, 214, 347

2.5 Effets d'alignement et structure à grande échelle

2.5.1 Introduction

Les simulations numériques à base de matière sombre froide montrent que la formation des amas par accréation hiérarchique des sous-structures a lieu de façon anisotrope le long de structures filamentaires [288, 166, 66, 67]. La principale signature de ce processus est l'allongement de la composante collisionnelle des amas suivant la direction du filament le long duquel l'accréation a eu lieu [247]; des alignements à toutes les échelles sont prévus: depuis l'orientation de l'axe principal de la galaxie la plus brillante de l'amas, aux alignements des éventuelles sous-structures présentes au sein de l'amas avec celui-ci, à l'alignement avec les amas voisins [287].

Les résultats observationnels semblent confirmer le scénario de formation anisotrope des amas issu des simulations numériques; les principaux éléments en faveur de cette hypothèse sont présentées ci-dessous:

- la topologie de la structure à grande échelle des amas est caractérisée par des structures filamentaires étendues, comme dans les cas du super-amas de Perseus-Pisces [154], et du “*Great Wall*” [131];
- les axes principaux des amas de galaxies sont alignés le long de la direction principale de la structure à grande échelle environnante [150, 31, 118, 242, 232, 286, 76, 15];
- la tendance à l'alignement entre les amas et leurs plus proches voisins est directement connectée à l'état dynamique des systèmes étudiés: les amas caractérisés par une intense activité dynamique sont significativement plus alignés et regroupés avec leurs systèmes voisins que les amas relaxés [231];
- à l'intérieur de certains amas, les galaxies de types morphologiques différents ont des vitesses moyennes différentes [294]; ce fait a été interprété comme le résultat d'une accréation anisotrope de groupes de spirales par ces systèmes;
- plusieurs études plus détaillées sur des amas de galaxies et leur structure à grande échelle ont rajouté des preuves en faveur de l'hypothèse que la chute de groupes de galaxies a lieu le long de directions privilégiées, par exemple a) le complexe d'amas A85, A87 et A89 [94], b) A1689 [146], c) A1367, Virgo et Coma [285, 284], et d) A3556, A3558 et A3562 (le super-amas de Shapley) [15, 237, 16, 91, 17]).

2.5.2 Analyse de la structure à grande échelle d'A521

Des précédentes campagnes observationnelles en X (ROSAT et ASCA) et en optique (EFOSC2@ESO-3.6m et CFHT) sur A521 avaient identifié d'intéressants effets d'alignement entre cet amas, ses galaxies, et sa structure à grande échelle. En particulier, la comparaison des images X/optique avait montré deux directions privilégiées à l'intérieur de l'amas, l'une joignant les deux maxima d'émission X, un filament de galaxies en direction NO/SE et l'orientation des deux galaxies les plus brillantes de l'amas, et l'autre alignée avec une deuxième sur-densité de galaxies en direction NE/SO et l'orientation principale de l'amas en X. En outre, ces deux axes pointent vers trois amas voisins: d'abord A517,

puis A528 et A518. A521 serait donc un des premiers exemples d'amas de galaxies en train de se former au croisement de deux filaments, conformément aux prévisions du scénario hiérarchique [6, 195].

Grâce aux nouvelles observations d'imagerie optique multi-couleur avec la caméra grand-champ CFH12k@CFHT, nous avons étudié plus en détail la structure à grande échelle et les effets d'alignement dans A521.

Le panneau en haut à gauche de la figure 2.23 montre la carte de densité surfacique de la distribution des galaxies de magnitude $I_{AB} < 20$, contenues dans un champ d'environ 40×30 arcmin² centré sur le barycentre X/optique d'A521. Plusieurs sous-structures émergent aussi bien dans le corps principal de l'amas, qui est la sur-densité la plus étendue au centre de l'image, que dans ses régions externes. Pour établir la nature de ces groupes de galaxies, j'ai utilisé la technique de la *red sequence*; grâce à la méthode décrite dans le paragraphe 2.3.6, les paramètres de la séquence principale des elliptiques de l'amas ont été calculé grâce au diagramme $(B - I)_{AB}$ vs. I_{AB} (panneau au centre de figure 2.23). J'ai donc retracé la carte de densité surfacique des 40×30 arcmin² autour de l'amas en n'utilisant que les galaxies du catalogue photométrique avec $I_{AB} < 20$ et contenues dans une région à $\pm 1\sigma_{RS}$ du meilleur ajustement linéaire trouvé pour la séquence principale de l'amas. Le résultat est montré dans le panneau en haut à droite de la figure 2.23. La nouvelle carte d'iso-densité montre a) un contraste plus élevé pour le corps principal de l'amas par rapport à la carte tracée avec toutes les galaxies du catalogue photométrique, et b) la présence de trois groupes de galaxies principaux dans les régions environnantes: une sous-structure dans la direction est (C), et deux groupes étendus dans la direction nord, dont un à environ 5 arcmin $\sim 1.1 h_{75}^{-1}$ Mpc (B) et l'autre à environ 15 arcmin $\sim 3.3 h_{75}^{-1}$ Mpc (A) du centre de l'amas principal. Des observations spectroscopiques ultérieures (EFOOSC2@3.6m-ESO) ont confirmé la présence de galaxies au même décalage vers le rouge que A521 dans ces extensions au nord. La présence de ces groupes de galaxies alignés le long de la direction nord-sud et probablement en chute vers le corps principal d'un amas dynamiquement jeune comme A521 constitue un très bonne illustration observationnelle des prévisions du scénario hiérarchique de formation des structures.

2.5.3 Étude des effets d'alignement: résumé de l'article de recherche publié dans ApJ

Avec nos collaborateurs de l'Observatoire d'Athènes, nous avons entrepris une analyse systématique des différents types d'alignements au sein des amas de galaxies. Après avoir caractérisé la dynamique des différents systèmes étudiés par les techniques décrites précédemment, notre but est de chercher s'il existe une corrélation entre leurs éventuels effets d'alignement et leur stade de formation. Les premiers résultats obtenus en analysant A521 et un échantillon d'amas d'Abell ont fait l'objet du papier "*Galaxy Alignments as a Probe of the Dynamical State of Clusters*" [230] résumé et présenté ci-après.

Nous avons d'abord étudié le signal d'alignement pour un échantillon sur 303 amas issus du scan du POSS ("*Palomar Observatory Sky Survey*"), le signal d'alignement étant défini comme $\delta = \sum \phi_{i,c}/N - 45$, où $\phi_{i,c} = \theta_i - \theta_c$ représente l'orientation relative des

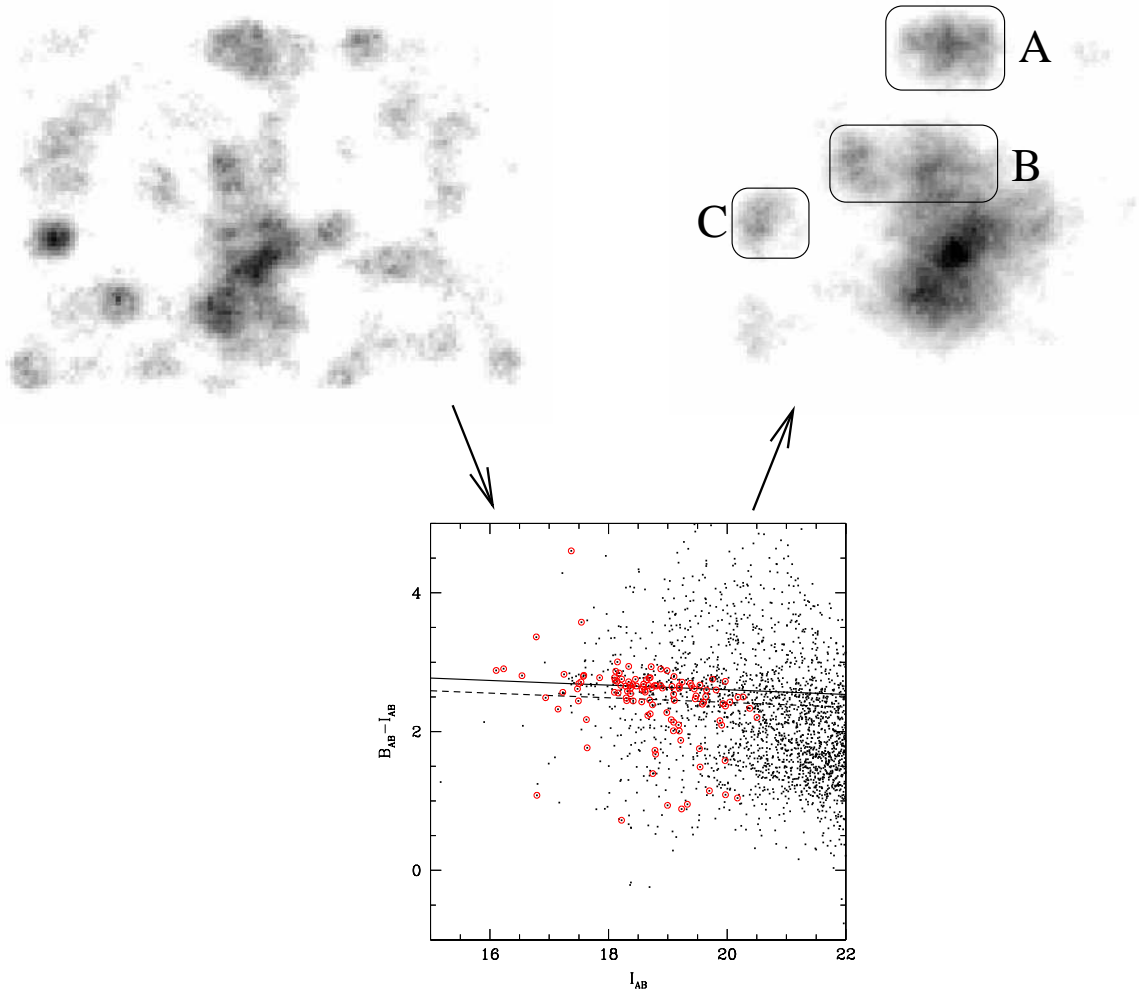


FIGURE 2.23 – **En haut à gauche:** carte d'iso-densité de la distribution projetée de toutes les galaxies avec $I_{AB} < 20$ dans le champ de $\sim 40 \times 30$ arcmin² centré sur le cœur de l'amas A521. La carte a été obtenue avec la méthode de Dressler (1980) [90] décrite dans le paragraphe 2.3.1. Un paramètre $N_{gal}=20$ a été utilisé. **En bas au centre:** le diagramme couleur-magnitude $(B-I)_{AB}$ vs. I_{AB} de toutes les galaxies dans le champ de 15×15 arcmin² contenant le cœur d'A521. Les cercles rouges correspondent aux galaxies avec z mesuré et appartenant à l'amas. La ligne continue représente le meilleur ajustement linéaire trouvé pour la séquence principale des galaxies elliptiques de l'amas ($(B-I)_{AB} = -0.033I_{AB} + 3.273$), qui est caractérisée par une dispersion $\sigma_{RS} = 0.183$; la ligne en tirets correspond à $1\sigma_{RS}$. **En haut à droite:** carte d'iso-densité ($\sim 40 \times 30$ arcmin²) de la distribution projetée des galaxies avec $I_{AB} < 20$ et contenues dans la séquence principale de l'amas identifiée sur le DCM montré dans le panneau en bas au centre; cette carte a été obtenue avec la même technique que la figure de gauche.

galaxies par rapport à celle de l'amas. On s'attend à $\langle \delta \rangle = 0$ dans le cas d'une distribution isotrope. Grâce à l'analyse des valeurs de $\langle \delta \rangle$ de la BCG (*i.e.* “*Brightest Cluster Galaxy*”) et des 10 galaxies les plus brillantes de chaque système, nous avons montré qu'un fort effet d'alignement existe entre l'orientation de l'amas et de ses membres les plus brillants dans le cas des systèmes localisés dans des régions de densité élevée. En outre, en analysant les amas pour lesquels des informations aux autres longueurs d'onde étaient disponibles (*e.g.* dispersion des vitesses des galaxies, morphologie optique et/ou X, cartes en température, présence de sources radio diffuses et étendues), nous avons trouvé un signal d'alignement plus intense pour les systèmes qui apparaissent dynamiquement jeunes. Ces résultats suggèrent que les effets d'alignement entre les galaxies et leurs amas hôtes sont corrélés avec l'âge dynamique des amas eux-mêmes.

À la lumière de ces résultats, nous avons analysé plus en détail les effets d'alignement dans A521, puisque, comme nous l'avons vu, il s'agit d'un amas avec processus de coalescences multiples en cours. Nous avons en particulier comparé:

- les paramètres de forme de l'amas (ellipticité et angle de position), estimés à l'intérieur d'un cercle de $1 h^{-1}$ Mpc centré sur la position de la BCG;
- les angles de positions des galaxies de la séquence principale de l'amas pour différentes tranches en magnitude ($m^* + 1 < m < m^* + 3, m^* - 1 < m < m^* + 1, m < m^* - 1$), et pour deux distances limites du centre de l'amas (1.5 et $2.5 h^{-1}$ Mpc). Les angles de positions ont été mesurés par SExtractor [30] sur les images de la caméra CFH12k en bande B;
- l'orientation des régions de haute densité, correspondant à des groupes de galaxies et à des sous-structures de l'amas, détectés par un lissage Gaussien de la distribution projetée des galaxies sur une grille de $N \times N$ cellules.

A521 montre des effets d'alignement très significatifs à toutes ces échelles spatiales, qui persistent jusqu'à une distance d'environ $5 h^{-1}$ Mpc du centre. Ces résultats sont donc cohérents avec les modèles où l'accrétion de matière se fait de manière anisotrope suivant la structure à grande échelle.

2.5.4 Article: *Galaxy Alignments as a Probe of the Dynamical State of Clusters*

M. PLIONIS, C. BENOIST, S. MAUROGORDATO, C. FERRARI, S. BASILAKOS

Astrophysical Journal, 2003, **594**, 144**Abstract**

We present indications, based on a sample of 303 Abell clusters, for a relation between the dynamical state of clusters and the alignments of galaxy members with their parent cluster major axis orientation as well as with the large scale environment within which the clusters are embedded. The statistical results are complemented with a deep, wide-field case study of galaxy alignments in the cluster A521, which is characterised by multiple merging events (Maurogordato et al 2000, Ferrari et al. 2003) and whose galaxy members show a strong alignment signal out to $\sim 5 h^{-1}$ Mpc. Our results show that galaxy alignments appear to be stronger the more dynamically young is the cluster, especially when found in high-density environments. This relation complements the recently found “Cluster Substructure - Alignment Connection” (Plionis & Basilakos 2002) by which dynamically young clusters, found in high-density environments, show stronger cluster-cluster alignments.

I Introduction

A well established alignment effect is that between the orientation of nearby clusters and between the orientation of the BCG (or cD) and that of their parent cluster (cf. Sastry 1968; Binggeli 1982; Carter & Metcalfe 1980; Struble 1990; West 1989; West 1994; Plionis 1994; Fuller, West & Bridges 1999; Kim et al. 2001; Chambers, Melott, Miller 2002). Furthermore, recent evidence has shown that substructures in clusters are aligned with the cluster orientation as well as along the large-scale filamentary structures within which they are embedded (cf. West, Jones & Forman 1995, Plionis & Basilakos 2002, Plionis 2001). Analytical (cf. Bond 1987) and numerical work (cf. West, Villumsen, Dekel 1991; van Haarlem & Van de Weygaert 1993, Tormen 1997, Onuora & Thomas 1999; Splinter et al. 1998; Falthebacher et al. 2002) show that cluster-cluster and substructure-cluster alignments occur naturally in hierarchical clustering models of structure formation, like the CDM. This fact has been explained as the result of an interesting property of Gaussian random fields that occurs for a wide range of initial conditions and which is the “cross-talk” between density fluctuations on different scales. This property is apparently also the cause of the observed filamentariness observed not only in “pancake” models but also in hierarchical models of structure formation; the strength of the effect, however, differs from model to model.

Recent observational evidences point also to the so called “Cluster Alignment - Substructure Connection” by which the dynamically young clusters show a stronger tendency to be aligned (Plionis & Basilakos 2002) while they are also located preferentially in high-density environments (Plionis & Basilakos 2002; Schüecker et al 2001). Such alignment

effects could be imprinted also in smaller scales; the scales of individual galaxies. For example, if galaxies formed after the collapse of their parent cluster, then the anisotropic initial conditions could be imprinted in member galaxy orientations. In the hierarchical structure formation models, galaxy alignments could originate from a combination of different mechanisms, for example as a result of the parent cluster tidal field (cf. Salvador-Sole & Solanes 1993; Usami & Fujimoto 1997; but see also Barnes & Efstathiou 1987), a possibility supported also by the correlation found between disk galaxy spin axes and the local tidal shear field (Lee & Pen 2002), and/or if the galaxy-galaxy interactions occur in a preferred direction, for example along the primordial large-scale filamentary structure within which the protocluster is embedded. This anisotropic merger scenario of West (1994) has provided an interesting explanation of the observed strong alignment of the brightest cluster galaxy (BCG) not only with the cluster position angle but also with the near large-scale structures.

In clusters, any primordial galaxy alignments effect should be severely damped by violent relaxation, by the exchange of angular momentum in multiple galaxy encounters that occur in the dense cluster environment over a Hubble time (cf. Coutts 1996) and even by secondary infall (Quinn & Binney 1992). Therefore, other than the alignment of the BCG with its parent cluster that could be expected (cf. Struble 1990; West 1994; Kim et al. 2001), it seems secure to say that in highly relaxed clusters, where there has been sufficient time to mix the phases, one should not expect to observe any significant primordial galaxy alignment, even if they did originally exist. Therefore, the existence or not of galaxy alignments in and around clusters could be an indication of their dynamical state. The possible existence of such alignments, intrinsic in nature, is important also for their effect on measures of weak lensing, where ellipticity correlations of background galaxies are expected to arise from the lensing of foreground large mass inhomogeneities (cf. Bartelmann & Schneider 2001). Considerable effort has been devoted, recently, in attempts to quantify and disentangle these effects (cf. Catelan, Kamionkowski & Blandford 1996; King & Schneider 2003; Heymans & Heavens 2003).

Observational efforts to detect intrinsic galaxy alignments in clusters or superclusters has not reached a clear consensus. For example, Dekel (1985) using the UGC and ESO-Uppsala galaxy catalogues concluded that no significant galaxy alignments exist in clusters. However, earlier studies of Adams, Storm & Storm (1980) had found alignments, although not very significant, in A999 and A2197. Djorgovski (1983) found galaxy alignments in the Coma cluster, an effect more prominent for red galaxies, while van Kampen & Rhee (1990) and Trevese, Cirimele & Flin (1992) analysing the 10-20 brightest galaxies in a large number of Abell clusters (Abell 1958; Abell, Corwin & Olowin 1989) found no galaxy alignments other than between the BCG and its parent cluster orientation (see Djorgovski 1987; Cabanela & Aldering 1998 and references therein for reviews of early results).

One should be very careful in how to interpret such conflicting results. It should be noted that systematic biases, like PSF inhomogeneities (cf. Brown et al 2002), and projection effects can to mask any true alignment signal. For example, the projection of foreground galaxies along the line of sight of a cluster as well as the projection on the plane of the sky of member galaxies, always work in the direction of smearing alignments. On the

other side, telescope tracking problems can create false alignments. Such problems, if not modeled adequately, could potentially introduce artificial galaxy-galaxy alignments, and thus hamper attempts to measure weak shear induced by gravitational lensing, but cannot create a false alignment between galaxies and their parent cluster orientation, since the later is estimated from the distribution of the galaxy member positions.

Therefore, the question whether galaxy alignments exist in clusters and if they do then under which circumstances do they appear, is still unanswered. In this paper we present a statistical analysis of galaxy alignments in 303 Abell clusters (Abell 1958; Abell, Corwin & Olowin 1989), based on their POSS scans and a *SExtractor* (Bertin & Arnouts 1996) identification of the galaxy distribution within a radius of $1 h^{-1}$ Mpc from the cluster centre. These statistical results are complemented with a deep, wide-field case study of galaxy alignments within $\sim 5 h^{-1}$ Mpc of the cluster A521, which is a relatively distant ($z \sim 0.25$), richness class 1 Abell cluster with clear evidence of multiple merging events (Maurogordato et al. 2000; Arnaud et al. 2000; Ferrari et al. 2003).

II Galaxy Alignments in Abell Clusters

We have analysed the POSS scans in the direction of 303 Abell clusters, all of which have an independent determination of their position angle (from Plionis 1994), while 168 also have velocity dispersion measurements (Struble & Rood 1999; De Propris et al. 2001). Our sample, which was defined on the basis of availability of position angle measurements in Plionis (1994), has $\langle z \rangle \simeq 0.07$ and $m_{10} < 17$.

An area of radius spanning from $\sim 17'$ to $40'$ was used so as to correspond to $\sim 1 h^{-1}$ Mpc at the distance of the clusters. In the cases of nearby clusters ($z \lesssim 0.045$) the corresponding radius is $< 1 h^{-1}$ Mpc. An interactive procedure was followed in which the parameters of the *SExtractor* identification were varied so as to maximise the number of detected objects, while not breaking-up the brightest galaxies into subcomponents. Although the *SExtractor* star-galaxy separation is quite efficient, it fails to correctly separate stars from galaxies for saturated objects and at the faint luminosity end. Bright stars were therefore excluded by hand. Similarly, satellite tracks and other noise signal were excluded after careful visual inspection of each field.

The total number of Sextracted galaxies is $\sim 5 \times 10^5$ out of which the majority covers a very small surface area and thus have unreliable classification. In the presence of no systematic effects, related to the size of the galaxies, we expect that the mean ellipticity should be independent of the galaxy image size. In figure 1 we plot the derived galaxy ellipticity as a function of the number of pixels per galaxy. It is evident that for $N_{\text{pix}} \lesssim 30 - 35$ there is a systematic offset of the mean ellipticity to higher values. Therefore, in order to avoid biases, having to do with determining galaxy shape parameters using small number of pixels and the inefficiency of the star-galaxy separation at lower surface brightness, we choose to analyse only the higher 5% quantile of the galaxy size distribution (estimated independently in each field). The selection of this limit was based on a further trial and error approach in which the distribution of galaxy position angles was tested for homogeneity (see tests below) and it is such that always $N_{\text{pix}} > 30 - 35$.

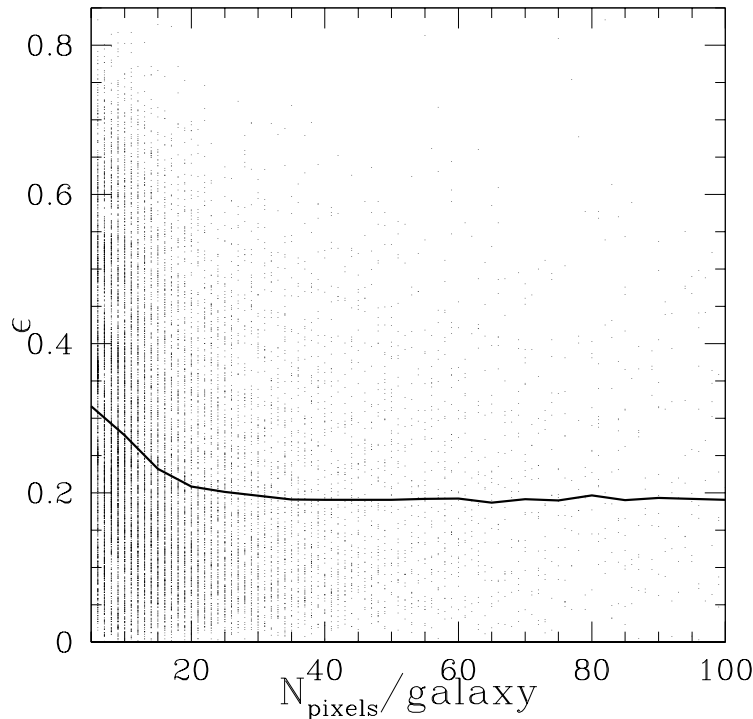


FIGURE 1 – *Galaxy ellipticities versus galaxy area (N_{pix}), used to determine shape parameters. The continuous line represents the mean ellipticity. In order to visually enhance the problematic region of small galaxy areas, we limit the x-axis to 100 pixels/galaxy.*

Furthermore, we have tested, for the above size limits, the ellipticities of the unsaturated stellar images in our fields, for which deviations from zero should reflect possible PSF anisotropies. We find that the stellar ellipticity frequency distribution peaks at $\epsilon \simeq 0.05$ and has an exponential drop thereafter (figure 2). We have verified by visual inspection of a random subset of our fields that the major contribution to the high- ϵ tail of the stellar ellipticity distribution comes from misclassified galaxies, double stars as well as background projections near the stellar images.

Therefore, from the above analysis and in order to avoid ill definitions of position angles (due to near sphericity) and possible PSF anisotropies while not throwing away too many galaxies, since a considerable fraction of ellipticals have relatively small ellipticities, we feel secure to use, in our study, galaxies that have ellipticities > 0.1 . In any case, we expect that any residual anisotropy that still remains in our sample will be identified in the Fourier-analysis test, presented below, but should bear no correlation with the parent cluster orientations and thus should not introduce any artificial alignments. These selection procedures reduce the total number of analysed galaxies to 15560, with no galaxies having an area smaller than $\sim 10'' \times 10''$ (ie., $N_{\text{pix}} > 35$).

The statistical analysis of alignments between galaxy and cluster orientations depends

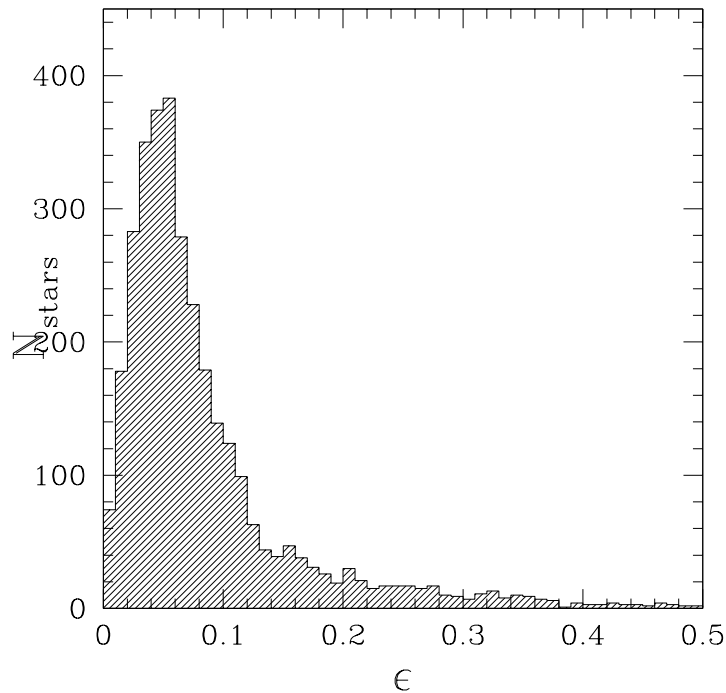


FIGURE 2 – *The frequency distribution of the non saturated stellar ellipticities in our Abell cluster fields.*

on defining the relative orientation of the galaxies with respect to the cluster,

$$\phi_{i,c} \equiv |\theta_i - \theta_c| . \quad (1)$$

where θ_i and θ_c are the position angles of the galaxies and cluster, respectively. In an isotropic distribution we will have $\langle \phi_{i,c} \rangle \simeq 45^\circ$. A significant deviation from this value would be an indication of an anisotropic distribution which can be quantified by (Struble & Peebles 1985):

$$\delta = \sum_i \frac{\phi_{i,c}}{N} - 45 . \quad (2)$$

In an isotropic distribution we will have $\langle \delta \rangle \simeq 0$, while the standard deviation is given by $\sigma = 90/\sqrt{12N}$. A negative value of δ would indicate alignment and a positive one misalignment.

II.1 Tests for systematics directional biases

Before we analyse the possible galaxy-cluster alignments, we test whether the galaxy position angles, θ_i , in our final galaxy sample, have any significant directional bias. We quantify possible deviations from isotropy by a variety of methods:

- estimating the Fourier transform of the galaxy position angles (cf. Struble & Peebles

sample	$N_{gal's}$	C_1	S_1	C_2	S_2	\mathcal{P}_{R^2}	$\mathcal{P}_{>\chi^2}$	\mathcal{P}_{KS}
all gal's	15560	-2.3	0.1	1.6	-0.8	0.08	0.31	0.78
10LG's	3030	0.9	-0.3	-1.1	-0.2	0.72	0.83	0.46

TABLEAU 1 – *Statistical tests of isotropy of the galaxy position angle distribution for the 303 Abell cluster fields analysed.*

1985):

$$C_n = (2/N)^{1/2} \sum \cos 2n\theta_i \quad S_n = (2/N)^{1/2} \sum \sin 2n\theta_i . \quad (3)$$

If the θ_i 's are uniformly distributed between 0° and 180° , then for large N both C_n and S_n have zero mean and unit standard deviation. This test measures the tendency of the position angles to cluster around some particular values. For example, the C_1 and S_1 components measure deviations in the 90° , 180° and 45° , 135° directions respectively. Indeed, if we find Fourier components with values $\gtrsim 3$ this would imply systematic directional bias at a $> 3\sigma$ level.

- applying three statistical tests on the distribution of θ 's to test whether they could originate from an isotropic parent distribution of position angles. These are the classical χ^2 (parametric), the Kolmogorov-Smirnov (non-parametric) and the Rayleigh tests (cf. Mardia 1972). The later estimates the parameter:

$$R_2 = \frac{1}{\sqrt{2N}} (S_1^2 + C_1^2)^{1/2} . \quad (4)$$

For large N we have that $2NR_2^2 \approx \chi^2$ for 2 degrees of freedom and the probability P_{R_2} that a value of R_2 exceeds a critical value is given in Mardia (1972).

In figure 3 we present the distribution of galaxy position angles for our total sample as well as for the 10 largest galaxies (excluding the BCG) in each cluster field. The distribution appears flat with no directional bias, as quantified also by the different statistical tests, presented in table 1, where we also list the values of the first Fourier moments for the different galaxy samples. We do find $|C_{1,2,3,4}|, |S_{1,2,3,4}| \lesssim 2.3$, indicating the existence of no significant directional bias. However, had we imposed no galaxy size limit we would have found significant deviations from isotropy with very large values of the first moments due to inefficient star-galaxy separation (we deduce this from the fact that we find the same anisotropy pattern when we analyse the stars in our fields).

The above analysis is based in treating all galaxies together, irrespectively of the cluster field to which they belong. This does not exclude the possibility that some cluster fields maybe severely affected by biases, a possibility that could be hidden when treating all the galaxies together. To this end we calculate the Fourier moments independently in each field. If there is no bias then the distribution, over the 303 fields, of the individual Fourier moments should be a Gaussian with zero mean and unit standard deviation. In figure 4 we plot their distributions and the corresponding zero-mean Gaussians. We find $\langle C_1 \rangle = -0.09$, $\sigma_{c_1} = 1.20$ and $\langle S_1 \rangle = 0.00$, $\sigma_{s_1} = 1.03$. A χ^2 test shows that the distributions are statistically equivalent to zero-mean Gaussians at a > 0.1 significance level (we find similar results for the higher moments as well). Therefore it seems that the small excess of C_1 's

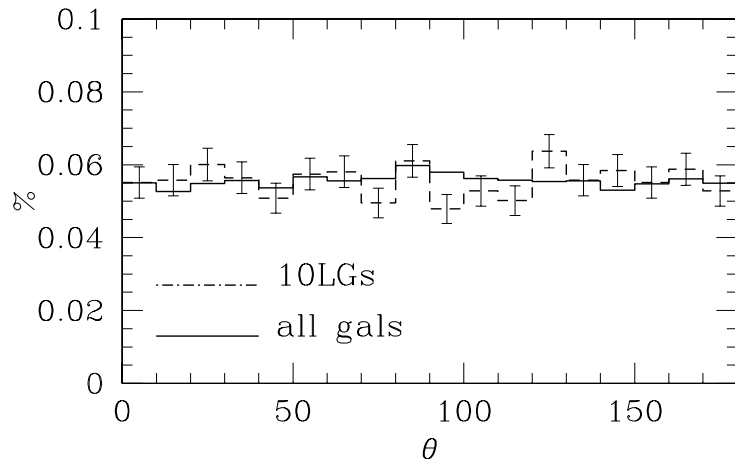


FIGURE 3 – *The distribution of galaxy position angles for the whole sample of 15560 galaxies (continuous line) and for the 10 largest galaxies in each cluster field*

at negative values is not very significant although it is responsible for the small negative shift of the $\langle C_1 \rangle$ and for the 20% excess of its variance. Indeed if we exclude the 7 cluster fields with $|C_1| > 3$ we reduce the overall value of C_1 (see table 1) from -2.3 to -0.9 and the mean over the 296 cluster fields to $\langle C_1 \rangle \simeq -0.02$. However, our alignment results, presented below, remain unchanged when excluding these fields.

II.2 Results

In order to maximise the alignment signal to noise ratio we have stacked all cluster images after rotating them so as to have a common orientation along their determined position angles. We then estimate the misalignment angle between every galaxy and the common cluster orientation. In order to identify where does the possible alignment signal come from, we apply our test to different subsamples of galaxies. One is only the Brightest Cluster galaxy (BCG), another is the next 10 largest galaxies (10LGs) and finally all the galaxies but the BCG and 10LGs. The alignment results for different subsamples are presented in table 2. We find that the over all 15560 galaxies in the 303 clusters, alignment signal is quite weak but significant ($\delta = -0.9$, $\sigma = 0.2$). Confining ourselves to the 10LGs we find a stronger alignment signal. Finally and as expected, we find a very strong and statistically significant alignment signal between the BCG's and the clusters position angles.

Statistical quantification

In figure 5 we present the distribution of misalignment angles, ϕ for the BCG and 10LGs case. We performed a χ^2 test with 5 degrees of freedom to assess whether the observed distribution could be drawn from an isotropic one. Furthermore we also applied a non-parametric Kolmogorov-Smirnov (KS) test and compared the un-binned ϕ -values with the

sample	N_{gals}	δ	σ	S/N	$\mathcal{P}_{>\chi^2}$	\mathcal{P}_{KS}
all gal's	15560	-0.9	0.2	4.5	0.035	0.005
10LGs	3030	-1.6	0.5	3.3	0.028	0.003
BCG	303	-9.6	1.5	6.4	$< 10^{-8}$	$< 10^{-8}$
all but BCG & 10LG's	12227	-0.8	0.2	3.4	0.86	0.59

TABLEAU 2 – *Galaxy-Cluster Alignment signal and its significance for the different samples.*

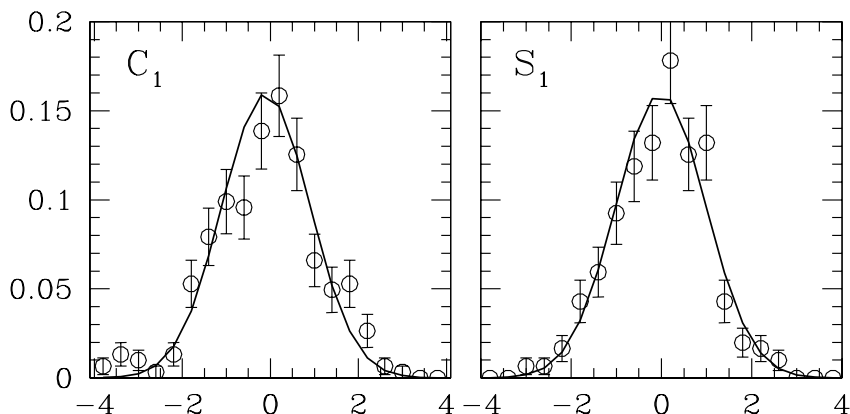


FIGURE 4 – *The distribution of the first Fourier moments of the galaxy position angles (points) and the Gaussian expectation in the case of no systematic directional bias.*

isotropic case. The results of these tests are presented in Table 2. There are significant deviations from isotropy for the sample containing all the galaxies as well as for the BCG and the 10LGs samples. Note however, that when excluding the BCG's and 10LG's no significant deviation from isotropy is found (last row in table 2). For fainter galaxies the combination of projection effects, which tend to smear out any existing alignment, and shape parameter uncertainties, could hide an existing alignment effect and thus we cannot derive any strong conclusion from our present analysis. Unfortunately, we do not have colour information in order to attempt to decontaminate the cluster fields by selecting the red-sequence galaxies, as we will do in our case study of A521.

Also note that the joint probability of the observing the alignments of the BCG and 10LGS samples should increase if one considers (a) the two samples as being independent of each other and (b) that the deviation from isotropy, in both, is toward the same (alignment) direction.

Dependence on environment

We investigate further whether there is any correlation of the alignment signal with the environment. It is already known that clusters in high-density environments show stronger cluster-cluster alignments and more substructure than in low-density ones, as would

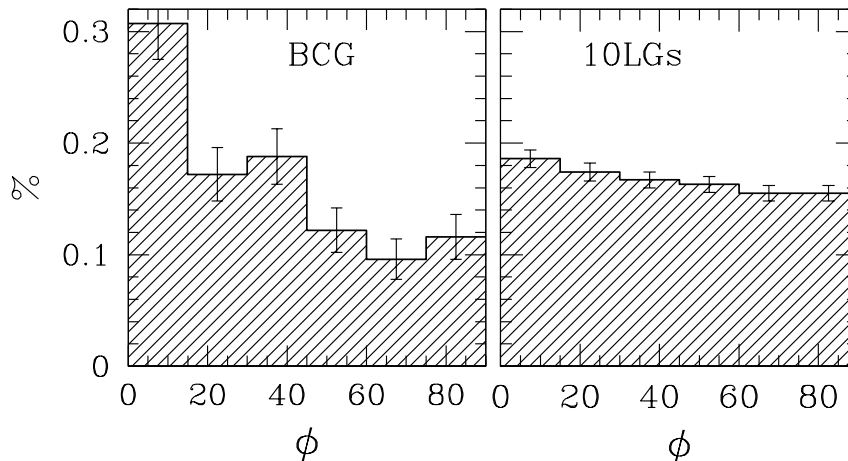


FIGURE 5 – *The distribution of misalignment angles ϕ between the galaxy and cluster orientations. Left panel: BCG sample. Right Panel: 10LG sample*

be expected if such clusters are still accreting matter along the large-scale filamentary structures in which they are embedded (cf. Plionis & Basilakos 2002; Schüecker et al. 2001). We have therefore found which of the clusters in the subsample analysed do belong to superclusters. To this end, we have performed a percolation analysis to identify superclusters in the whole Abell sample with a magnitude cut $m_{10} < 17$, corresponding to a volume limited sample out to $z \sim 0.09$. We do find a weak tendency of increasing galaxy-cluster alignment signal in clusters belonging to higher overdensity superclusters. For example using clusters in superclusters found with a percolation radius of $15 h^{-1}$ Mpc one finds ($\delta_{\text{BCG}} = -11.3$, $\sigma_{\text{BCG}} = 2.2$ and $\delta_{10\text{LG}} = -2.1$, $\sigma_{10\text{LG}} = 0.7$). This tendency, weak as it may be, suggests a correlation between the galaxy-cluster alignment signal and the cluster dynamical state, since in high density environments, clusters are expected to be dynamically active as discussed previously.

Dependence on cluster dynamical state

We want to test the alignment behaviour of the cluster high velocity dispersion tail, expected to correspond to highly virialised massive clusters, since the virialisation process should have mixed the orientation of galaxies members, and thus weak or no galaxy alignments are expected. For this purpose we have analysed for alignments a subsample of 132 clusters that have estimated σ_v with more than 10 galaxies per cluster.

For the 32 clusters in our sample with $\sigma_v \geq 900$ km/sec, we obtain $\delta_{10\text{LG}} \simeq -6.1$, $\sigma_{10\text{LG}} \simeq 1.5$ with a distribution of misalignment angles being consistent with the isotropic case at a significance level of $P_{>\chi^2} \sim 2 \times 10^{-4}$ and $P_{KS} \lesssim 10^{-4}$. Correspondingly for the remaining 100 clusters of our sample with $\sigma_v < 900$ km/sec we obtain a weak alignment signal $\delta_{10\text{LG}} \simeq -1.5$, $\sigma_{10\text{LG}} \simeq 0.8$. These results show a clear correlation of the alignment effect with velocity dispersion, which is in the opposite direction expected if the high dispersion clusters were indeed highly relaxed clusters.

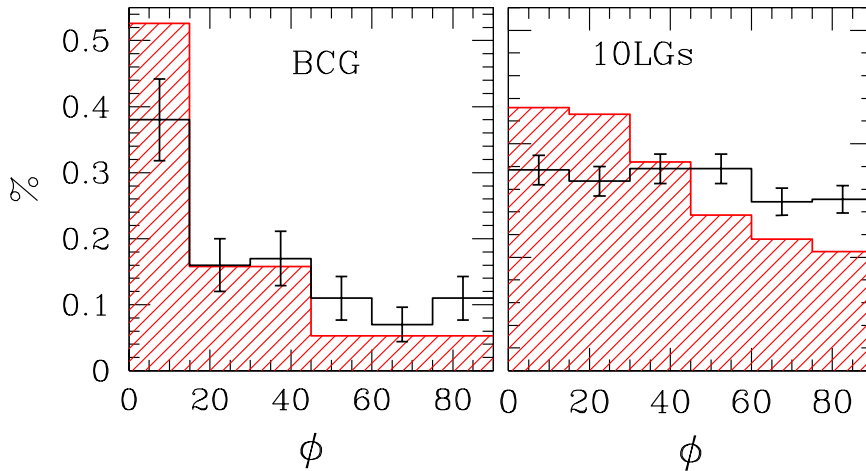


FIGURE 6 – The distribution of misalignment angles ϕ between the galaxy and cluster orientations for the $\sigma < 900$ km/sec clusters (black lines) and for those with $\sigma \geq 900$ km/sec and found in superclusters with $r_{\text{perc}} = 15 h^{-1}$ Mpc (red hatched histogram).

If we further confine our analysis in clusters belonging to dense superclusters (percolation radius of $r_{\text{perc}} = 15 h^{-1}$ Mpc) and with $\sigma \geq 900$ km/sec (in total 19 clusters) we obtain an even stronger alignment signal: $\delta_{10b} = -7.4$, $\sigma_{10LG} = 1.9$, higher than in both cases taken separately. In figure 6 we present the distribution of misalignment angles for the latter case (red hatched histograms) and for the clusters with $\sigma_v < 900$ found in any environment. The excess alignment signal for the high- σ clusters in dense environment is evident. Their probability of consistency with an isotropic distribution is $P_{KS} < 0.002$ for both the BCG and 10LGs distributions.

At this point, the high density environment of these clusters makes us suspect that their high velocity dispersion does not reflect high mass virialised clusters but rather the result of subclustering effects, (for example, due to the large relative velocities of the different sub-clumps), so that these objects would be in reality dynamically young clusters. We have then been looking in the literature for each individual cluster if signatures of dynamical youth can be detected in their X-ray, optical or radio images. We have found that for 12 (A1228, A2061, A399/A401, A1736, A1775, A2065, A401, A426, A754, A2256 and A85) of the 19 clusters, at least one signature does exist, for a further 3 we have not found any relevant information while only 4 appear to be virialised objects.

In detail, A1228, A2061, A399/A401, A1736 and A1775 show a multi-peaked velocity distribution, A2065, A401, A426 and A754 show features in the X-Ray temperature maps, A2256 shows sub-clustering in the optical density map. Moreover, A1190, A2256 and A754 show radio halo and relics, which are thought to be related to merging events (cf. Feretti & Giovannini 1996, Feretti 2001). Finally, A85 presents signatures of merging in optical (presence of a foreground group in the velocity distribution), X-ray (double configuration of the isointensity contour map, with a primary and a secondary cluster) and in radio bands (presence of a radio relic).

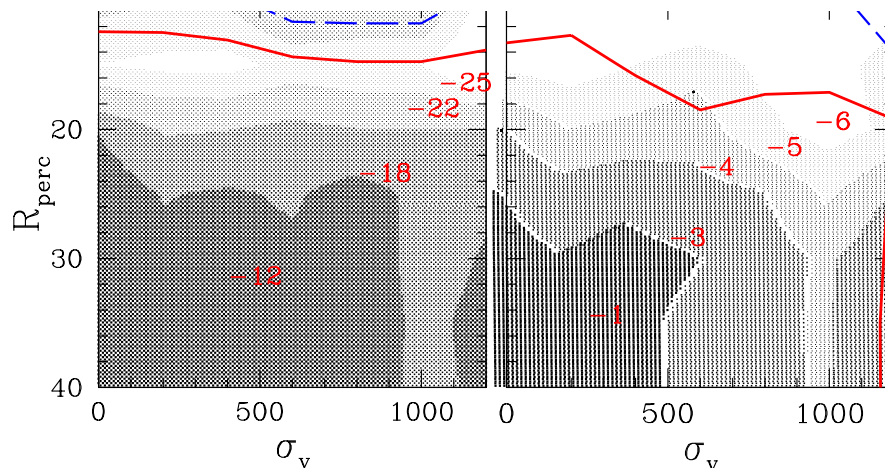


FIGURE 7 – Grey-scale plot of the alignment signal, $\langle \delta \rangle$, indicated by its value, as a function of membership in superclusters, of the indicated percolation radius, (y-axis) and of the cluster velocity dispersion (x-axis). The contours indicate the significance level at the 3 (continuous line) and 2.5 σ (broken line) levels respectively.

Since there is a triple correlation between alignments, velocity dispersion and superclustering, we present in figure 7 the alignment signal as a function of cluster velocity dispersion and percolation radius (for the 132 clusters of our sample that have measured σ_v and $N_z > 10$). The alignment signal is represented as a grey scale, with increasing brightness meaning more alignments, as indicated by the printed values of $\langle \delta \rangle$, while the contour lines engulf regions of some significance level (the continuous and broken lines represent the 3 and 2.5 σ levels respectively). It is evident that for the 10LG case there is a significant trend of increasing alignment signal both with increasing σ_v and supercluster percolation radius. It is also interesting that for the BCG's there seems to be a dependence of their alignment, with their parent cluster orientation, mostly to the environment, almost independent of their velocity dispersion. This could indicate a different (or “special”) formation process for the BCG, with respect to the other luminous cluster galaxies (cf. West 1994).

Our results indicate that cluster alignments are stronger in clusters located in a high density environment and characterised by a high-velocity dispersion. Since we already have independent indications that clusters in high-density environments show significantly more substructure (Plionis & Basilakos 2002; Schüecker et al. 2001), our results suggest that the strongest alignment effects have been detected in dynamically young clusters, i.e., characterised by both a strong subclustering and a high-velocity dispersion.

III A case study: the dynamical active Abell 521

The galaxy cluster A521 is a dynamically very active cluster with multiple evidences of merging both in optical and X-Ray data. In particular, its very high velocity dispersion of ~ 1300 km/s (Maurogordato et al. 2000) has been explained as the result of various merging

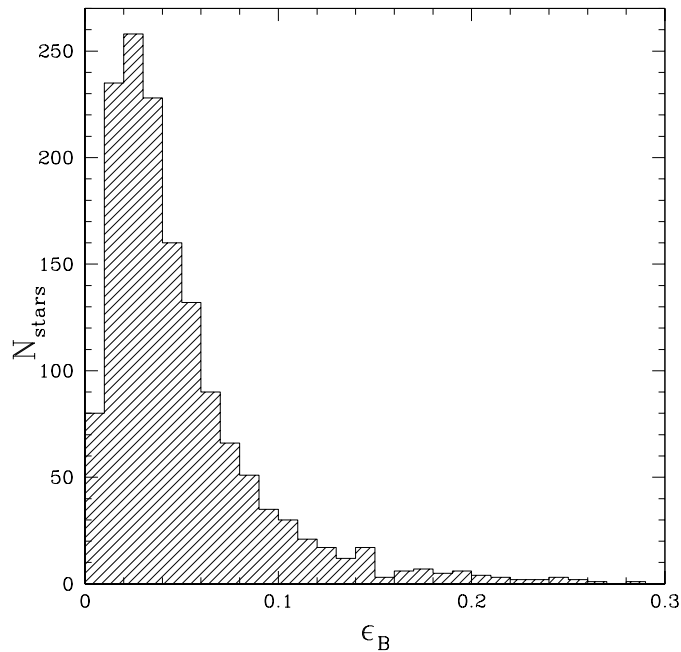


FIGURE 8 – *The ellipticity frequency distribution in the A521 cluster field.*

events (Ferrari et al. 2003). The main component of the cluster shows a clear North-West/South-East direction, both in X-ray and in optical, which is the main direction of the undergoing merger event, but also a high density ridge in the core region perpendicular to the main direction, suspected to result from an older merger. The cluster is embedded in a dense large-scale environment (Arnaud et al. 2000). At the light of the results of the previous section, this high velocity dispersion and highly substructured cluster embedded in high density environment should be an excellent target for detecting galaxy alignments.

Part of a larger program of a multi-wavelength follow up of merging clusters, Abell 521 has been covered with B- and I-band imaging obtained with the CFHT12k camera over a field of 45×30 arcmin² centred on the cluster. The galaxy catalogue (positions, magnitudes and shape parameters) was built with *SExtractor*. From the analysis of the $I \times (B-I)$ colour-magnitude diagram we have extracted all the galaxies lying on the red sequence region allowing to select the most likely early type galaxies belonging to the cluster (see Ferrari et al. 2003). Such a filtering of the galaxy catalog is very important since foreground or background galaxies can significantly smear out any true alignment effect. The alignment analysis presented in the present paper has been performed using the shape parameters measured in the B-band image leading to a more precise measurement of the position angles than in the I-band where the light profiles of the galaxies are more peaked. In figure 8 we show the stellar ellipticity frequency distribution which peaks at $\epsilon \simeq 0.03$ and drops exponentially thereafter. Therefore, to avoid the gross effects of possible PSF inhomogeneities and to ensure a robust position angle determination (since it is ill defined for nearly spherical objects), we have imposed a minimum ellipticity of $\epsilon = 0.1$.

III.1 A521 Shape Parameters

The shape parameters of the cluster (ellipticity and position angle) were estimated using the familiar moments of inertia method applied on the smoothed or the discrete galaxy distribution (cf. Basilakos, Plionis & Maddox 2000 for such an application). First, all galaxies within an initial small radius around the cluster cD or X-ray centre (Arnaud et al. 2000) are used to define the initial value of the cluster shape parameters. Then, the next nearest galaxy is added to the initial group and the shape is recalculated and thus we obtain the cluster shape parameters as a function of cluster-centric distance. Within $1 h^{-1}$ Mpc of the central cD galaxy the cluster position angle and ellipticity have value of:

$$\theta_c \approx 140^\circ \pm 15^\circ \quad \& \quad \epsilon \approx 0.45 \pm 0.1 \quad ,$$

where the uncertainty is derived from the fluctuations around the mean by varying the limiting magnitude or by weighting each galaxy either by its L_b or by unity.

III.2 Galaxy member orientations

In figure 9 we present the galaxy position angles for different magnitude slices and for two limiting distances from the cluster centre, parametrised by m_* which corresponds to the knee of the B-band optical galaxy luminosity function where $M_* \approx -19.7$ and therefore $m_* \approx 20.8$. There is an evident concentration around $120^\circ \sim 160^\circ$ in all magnitude bins, although at fainter magnitudes there is a slight shift toward the lower end of this range. This can be quantified by estimating the preferred galaxy orientation of the galaxy position angle distribution using the fundamental harmonics ($n = 1$) of their Fourier transform (cf. Djorgovski 1983):

$$\theta_{\text{pr}} = \frac{1}{2} \arctan(S_1/C_1) \quad . \quad (5)$$

The values of θ_{pr} for the different magnitude slices within 1.5 and $2.5 h^{-1}$ Mpc from the cluster centre, are reported in table 3 and it is evident that they are in good agreement with the cluster position angle which also coincides with the direction ($\phi \simeq 138^\circ$) to the nearest Abell cluster neighbour (Abell 517). These results are robust to changes of the limiting galaxy ellipticity as can be seen in table 3. Furthermore, it is extremely interesting that the same galaxy preferred orientation is evident within 1.5 and also within $2.5 h^{-1}$ Mpc from the cluster central cD galaxy. The fact that the preferred galaxy orientation, θ_{pr} , coincides with the orientations of the cluster major axis, of the brightest cluster galaxies and with the direction to the nearest cluster neighbour is a strong indication that the anisotropic orientation distribution is not due to possible systematics and strongly supports the anisotropic merger structure formation scenario.

In table 3 we also present the outcome of the statistical tests used to assess the significance of our results. It is evident that the brightest and faintest slices present results significantly different from the Poisson expectations, while the intermediate slice shows low significant difference. This however could be because in this magnitude range, there appears to be an excess of galaxies with position angles at $\sim 30^\circ$, which coincides with the

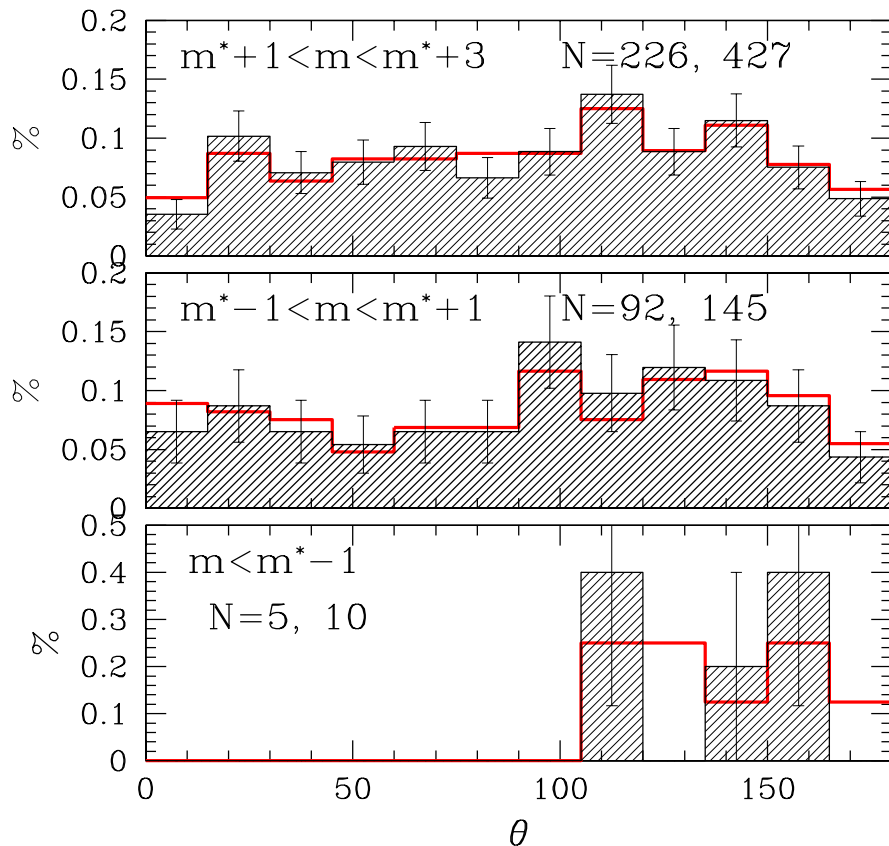


FIGURE 9 – *Abell 521 galaxy position angle distribution ($\epsilon > 0.1$) for different magnitude limits within 1.5 and $2.5 h^{-1} \text{ Mpc}$ (shaded histogram and thick red line, respectively).*

direction of the ridge structure *S1* of Arnaud et al. (2000) and which is mostly evident in this magnitude range. Note that if we use all the galaxy position angles down to $m \sim 24$ all three tests show a significant difference from the Poisson expectation at a 99.999% level.

III.3 A521 groups orientation

Since the matter distribution outside the cluster itself could be anisotropically distributed, not necessarily following the orientation indicated by the cluster major-axis, we have estimated the preferred orientation of the high-density regions as well as the galaxy major axis preferred orientation in independent shells of $1 h^{-1} \text{ Mpc}$ width each. To this end we estimate the major axis orientation of the projected high-density excursion set (which correspond to groups of galaxies and different substructures) by Gaussianly smoothing the projected galaxy distribution on a $N \times N$ grid (with N ranging from 300 to 400) and measuring the position angles of dense groups ($\rho/\langle\rho\rangle > 14$) containing more than 12 cells (surface area $\gtrsim 2700 \text{ kpc}^2$).

We find that the group orientation distribution closely follows that of the individual galaxies with an almost identical preferred orientation angle, θ_{pr} . This is clearly seen in

2.5. Effets d'alignement et structure à grande échelle

mag. bin	N_{gals}	θ_{pr}	$P_{>\chi^2}$	P_{KS}	P_{R_2}	δ	σ
$\epsilon > 0.1$ and $r < 1.5 h^{-1}$ Mpc							
< 19.8	5	134°	$< 10^{-4}$	0.02	0.02	-29.2	11.62
19.8 - 21.8	92	118°	0.50	0.16	0.05	-4.33	2.71
21.8 - 23.8	226	109°	0.03	0.08	10^{-3}	-2.26	1.73
< 24.8	435	114°	0.002	8×10^{-4}	$< 10^{-4}$	-3.5	1.24
$\epsilon > 0.25$ and $r < 1.5 h^{-1}$ Mpc							
< 19.8	3	148°	$< 10^{-4}$	0.03	0.05	-37.0	15
19.8 - 21.8	43	124°	0.089	0.031	0.02	-8.2	3.96
21.8 - 23.8	79	104°	0.018	0.45	0.05	-1.83	2.92
< 24.8	175	115°	0.005	0.002	3×10^{-4}	-4.8	1.96
$\epsilon > 0.1$ and $r < 2.5 h^{-1}$ Mpc							
< 19.8	10	136°	$< 10^{-4}$	0.006	0.01	-23.0	8.2
19.8 - 21.8	145	133°	0.57	0.43	0.10	-4.3	2.1
21.8 - 23.8	427	109°	0.033	0.062	$< 10^{-4}$	-2.2	1.2
< 24.8	804	114°	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	-3	0.9

TABLEAU 3 – *Abell 521 galaxy major-axes preferred orientations and alignment signal (within 1.5 or 2.5 h^{-1} Mpc from cluster centre) in different magnitude bins. Note that the B magnitude completeness limit is 24 at 5σ .*

figure 10 were we present the histogram of the group and galaxies position angles (red and black histogram respectively), for two cluster-centric distances (one within the nominal radius of $2 h^{-1}$ Mpc and one between 2 and $5 h^{-1}$ Mpc; were the last group is found). Note that, in order to detect groups in the outer shell, we have reduced the density threshold to $\rho/\langle\rho\rangle > 11$. In table 4 we present the preferred orientations of groups and of galaxies in the different shells, their misalignment angle and the probability that this misalignment angle is due to chance. The $> 30^\circ$ misalignment angle between the galaxy and group preferred orientations in the 3rd and 4th bin reduces to $< 10^\circ$ if we apply our analysis to a lower limiting magnitude ($m_{b,lim} \sim 23.8$), since we do expect a higher fraction of projection contamination from apparently faint galaxies outside the dense cluster region.

shell (h^{-1} Mpc)	N_{gal}	$\theta_{pr,gal}$	N_{group}	$\theta_{pr,group}$	$\delta\theta$	$P(< \delta\theta)$
0 - 1	237	117°	8	115°	2°	0.0003
1 - 2	369	113°	7	118°	5°	0.0019
2 - 3	361	112°	2	144°	32°	0.0760
3 - 4	442	81°	7	130°	49°	0.1719
4 - 5	380	113°	4	111°	2°	0.0003

TABLEAU 4 – *Preferred Orientation of the Abell 521 galaxy and groups major axis distribution for $m_b < 24.8$. $P(< \delta\theta)$ is the probability that their misalignment angle is due to chance.*

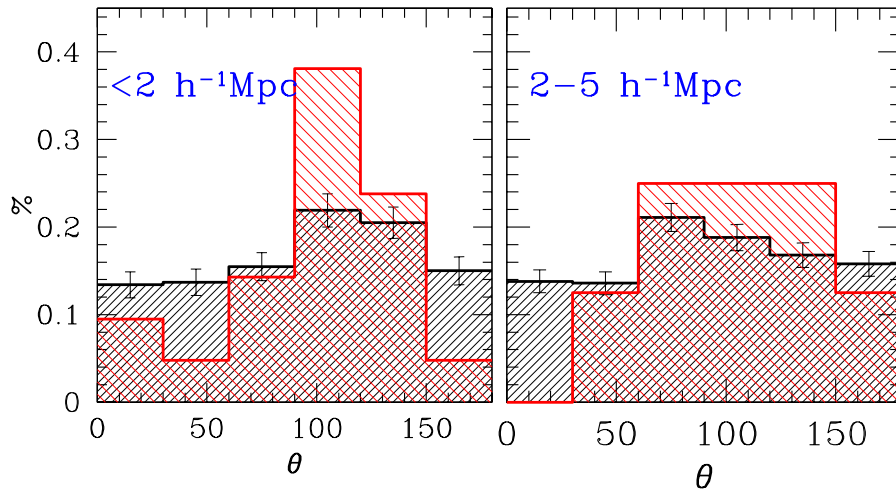


FIGURE 10 – Histogram of galaxy (black lines) and groups (red lines) position angle distribution in Abell 521. Left panel: The $0 - 2 h^{-1} \text{ Mpc}$ shell ($m < 24.8$), Right panel: The $2 - 5 h^{-1} \text{ Mpc}$ shell ($m < 23.8$).

III.4 Outcome

We therefore conclude that the dynamically very young and in the phase of merging Abell 521 shows significant red-sequence galaxy major-axis alignments, within the cluster but also in its nearby environment ($\lesssim 5 h^{-1} \text{ Mpc}$), with (a) the cluster major-axis orientation, (b) the groups/substructures preferred orientation and (c) with the direction of the nearest Abell cluster (A517).

IV Summary

We have set out to investigate whether galaxies in clusters show any alignment of their major axis with the cluster orientation and whether such an effect is related to the cluster environment and dynamical state. We tackle this question by using a statistical approach, analysing the POSS scans of 303 Abell clusters ($\langle z \rangle \simeq 0.07$, $m_{10} < 17$) and a case study of a highly dynamically active cluster (A521) using multicolour, wide-field, deep imaging data.

In order not to contaminate our statistical results with the well-established BCG-cluster alignment we have excluded these galaxies from our analysis. We find that clusters indeed show significant bright galaxy major axis alignments with the cluster position angle but only in high-density environments (superclusters). Furthermore, the alignment signal is stronger in higher velocity dispersion clusters. Moreover, we have also found in our sample that the high velocity dispersion clusters, in high density environments, appear to be dynamically young, merging clusters, a fact which points strongly in the direction of galaxy alignments being correlated with their parent cluster dynamical youth.

Similarly, in our detailed analysis of the dynamically very active Abell 521 we have found significant red-sequence galaxy alignments out to $\sim 5 h^{-1} \text{ Mpc}$ from cluster core.

The alignments are evident within the cluster as well in the outer environment and the preferred galaxy orientation is closely related to the mass distribution orientation, as well as with the direction of the nearest Abell cluster (A517).

These results provide evidence that significant galaxy alignments are present in dynamically young clusters belonging in superclusters, that also extend to the large-scale environment around clusters. Furthermore, these results lead also to the necessity of a possible revision of all those cluster weak lensing studies done in only one pass band, in which case it is impossible to separate background objects from the cluster members.

Acknowledgements

We would like to thank the secondary school students of the 4th and 5th Astrophysics Summer School for their dedication and help in analysing part of the Abell cluster images used in this study. This work has been supported by the Greek-French scientific bilateral program (2002-2003) entitled *Study of the formation of large-scale structure using optical and X-ray data*.

Bibliography

- Abell, G.O., 1958, ApJS, 3, 211
- Abell, G.O., Corwin, H.G., Jr., Olowin, R.P., 1989, ApJS, 70, 1
- Adams, M.T., Strom, K.M., Strom, S.E., 1980, ApJ, 238, 445
- Arnaud, M., Maurogordato, S., Slezak, E., Rho, J., 2000, A&A, 355, 461
- Barnes, J. & Efstathiou, G., 1987, ApJ, 319, 575
- Bartelmann, M., Schneider, P., 2001, Phys.Rep., 340, 291
- Basilakos, S., Plionis, M., Maddox, S., 2000, MNRAS, 316, 779
- Bertin, E.; Arnouts, A&AS, 1996, 117, 393
- Bingelli B., 1982, AA, 250, 432
- Brown, M.N., Taylor, A.N., Hambly, N.C., Dye, S., 2002, MNRAS, 333, 501
- Carter, D. & Metcalfe, N., 1980, MNRAS, 191, 325
- Catelan, P., Kamionkowski, M., Blandford, R.D., 2001, MNRAS, 320, L7
- Chambers, S.W., Melott, A.L., Miller, C.J., 2002, ApJ, 565, 849
- Bond, J.R., 1987, in *Nearly Normal Galaxies*, ed. Faber, S., (New York: Springer-Verlag), p.388 (Dordrecht: Reidel), p.255
- Cabanela, J. E.; Aldering, G., 1998, AJ, 116, 1094
- Coutts, A., 1996, MNRAS, 278, 87
- Djorgovski, S., 1983, ApJ, 274, L7
- Djorgovski, S., 1987, in *Nearly Normal Galaxies*, p.227, Springer-Verlag
- Durret, F., Forman, W., Gerbal, D., Jones, C., Vikhlinin, A., 1998, A&A, 335, 41
- Faltenbacher, A., Kerscher, M., Gottloeber, S., Mueller, M., 2002, A&A, 395, 1

- Feretti, L., 2001, in IAU Symp. 199, The Universe at Low Radio Frequencies, ed. A. Pramesh Rao (San Francisco: ASP)
- Feretti, L., & Giovannini, G., 1996, in IAU Symp. 175, Extragalactic Radio Sources, ed. R. Ekers, C. Fanti, & L. Padrielli (Dordrecht: Kluwer), 333
- Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C., 2003, A&A, 399, 813
- Fuller, T.M., West, M.J. & Bridges, T.J., 1999, ApJ, 519, 22
- van Kampen, E., Rhee, G.F.R.N., 1990, A&A, 237, 283
- Heymans, C., Heavens, A., 2003, MNRAS, 339, 711
- Kim, R.S.J., et al. (SDSS collaboration), 2001, *astro-ph/0110383*
- King, L.J., Schneider, P., 2003, A&A, 398, 23
- Lee, J. & Pen, U., 2002, ApJ, 567, L111
- Mardia, K.V., 1972, *Statistics of Directional Data*, (Academic, London)
- Maurogordato, S., Proust, D., Beers, T., Arnaud, M., Pello, R., Cappi, A., Slezak, E., 2000, A&A, 355, 848
- Onuora, L.I., Thomas, P.A, 2000, MNRAS, 319, 614
- Plionis M., 1994, ApJS., 95, 401
- Plionis M., 2001, in the proceedings of the *Clusters and the High-Redshift Universe observed in X-rays*, XXIth Moriond Astrophysics Meeting, eds. Neumann et al., *in press*
- Plionis, M. & Basilakos, S., 2002, MNRAS, 329, L47
- de Propriis, R. et al., 2002, MNRAS, 329, 227
- Quinn, T. & Binney, J., 1992, MNRAS, 255, 729
- Salvador-Sole, E. & Solanes, J.M., 1993, ApJ, 417, 427
- Sastry, G.N., 1968, PASP, 80, 252
- Schüecker, P., Böhringer, H., Reiprich, T. H., Feretti, L., AA, 2001, 378, 408
- Splinter, R.J., Melott, A.L., Linn, A.M., Buck, C., Tinker, J., 1997, ApJ, 479, 632
- Struble, M.F., 1990, AJ, 99, 743
- Struble, M.F., Peebles, P.J.E., 1985, AJ, 90, 582
- Struble, M.F., Rood, H.J., 1999, ApJS, 125, 35
- Usami, M. & Fujimoto, M., 1997, ApJ, 487, 489
- Tormen, G., 1997, MNRAS, 290, 411
- Trevese, D., Cirimele, G., Flin, P., 1992, AJ, 104, 935
- van Haarlem, M., van de Weygaert, R., 1993, ApJ, 418, 544
- West, M. J., 1989, ApJ, 347, 610
- West, M. J., Villumsen, J.V., Dekel, A., 1991, ApJ, 369, 287
- West, M. J., 1994, MNRAS, 268, 79

Chapitre 3

Conclusions et Perspectives

Les conclusions et les perspectives de cette thèse sont inévitablement liées puisque le programme d'observations multi-longueur d'onde sur lequel j'ai travaillé est en cours de réalisation.

3.1 Conclusions

Les premiers candidats de notre échantillon montrent que ces amas sont bien en train de se former par un processus de coalescence entre sous-structures, conformément aux prévisions du modèle hiérarchique de formation des structures. Les principales phases du processus de fusion ont été couvertes par les amas observés. L'analyse détaillée effectuée pendant cette thèse a montré qu'Abell 521 et Abell 3921 se trouvent dans les phases centrales de la coalescence entre leurs sous-structures (plusieurs dans le cas d'A521, deux sous-amas principaux dans le cas d'A3921). Les résultats préliminaires de l'analyse optique d'Abell 1750 et d'Abell 1413 ont révélé qu'ils se trouvent probablement dans les deux phases extrêmes du processus de formation hiérarchique des amas, A1750 étant constitué par deux systèmes de masse comparable qui commencent à interagir, A1413 se trouvant dans un état dynamique presque relaxé.

L'analyse combinée X-optique s'est affirmée comme un outil indispensable pour établir l'état dynamique des amas. En effet, selon la géométrie de la collision entre les sous-structures, la détection d'un processus de fusion en cours a été possible grâce à différents indicateurs. Par exemple, dans le cas d'A3921, la distribution des vitesses ne montre aucune signature évidente du processus de fusion, révélé par contre par la distribution projetée des galaxies et par les cartes en densité et température du gaz. La présence de phénomènes dynamiques en cours dans le champ central d'A521 a par contre été détectée principalement grâce à une analyse détaillée de sa distribution des vitesses radiales. Nos résultats montrent aussi qu'une datation précise de la phase du processus de fusion des amas observés est possible seulement en comparant les résultats X et optiques entre eux et en essayant de les reproduire par des simulations numériques.

Dans le cas d'A3921 et d'A521, les régions de compression entre les sous-structures en train de fusionner sont détectées aussi bien par l'analyse dynamique de l'amas que par les

cartes en températures et en brillance de surface du gaz. On y détecte aussi de nombreuses galaxies avec formation stellaire en cours. Ce résultat confirmerait que la fusion entre amas favorise la formation d'étoiles, comme prévu par les simulations de Evrard (1991).

L'analyse de ces amas où il existe un phénomène de coalescence entre sous-structures dans la région centrale (environ 2×2 Mpc²) montre aussi que le phénomène de fusion n'est pas seulement local, mais est relié à l'environnement à grande échelle, comme attendu dans le cadre du modèle hiérarchique. Ceci est particulièrement net dans le cas d'A521, où l'on observe la présence de groupes au même décalage spectral que l'amas dans sa périphérie (jusqu'à environ 3 Mpc de son centre). La présence d'effets d'alignement à plusieurs échelles spatiales a aussi été détectée dans A521, où l'axe de fusion est aligné aussi bien avec l'orientation des galaxies les plus brillantes de l'amas qu'avec sa structure à grande échelle.

La poursuite radio de notre programme vient de commencer avec les observations d'A521 au VLA. Une relique radio a très probablement été détectée dans la région sud-est de l'amas. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse qui relie la présence de ce type de sources radio diffuses à l'existence d'un processus de fusion en cours dans les amas où elles sont détectées.

3.2 Perspectives

L'analyse d'un échantillon plus grand recouvrant non seulement une palette plus large d'états dynamiques, mais comprenant plusieurs amas différents pour chaque phase du processus de fusion, permettra d'établir la stabilité de tous ces résultats. Nous visons à obtenir une jeu homogène d'observations en optique (par la spectroscopie multi-objets à haute résolution et l'imagerie profonde multi-bande), en X (par les observations à haute résolution spatiale et spectrale de Chandra et XMM) et en radio (par des observations à haute résolution angulaire avec des radio-télescope différents selon la déclinaison des amas, *e.g.* le VLA pour les objets au nord d'environ -30° ou l'*Australia Telescope Compact Array* pour les amas au sud de cette déclinaison). En utilisant les données optiques et X déjà existantes (en particulier les bases de données APM et ROSAT, et l'échantillon d'amas construit par Jones & Forman (1999) [161] à partir des observations du satellite Einstein), nous avons déjà sélectionné une dizaine d'amas en cours d'interaction à observer dans le futur proche. L'âge dynamique de ces systèmes a été approximativement évaluée par une comparaison attentive de leurs propriétés multi-longueur d'onde. L'intervalle en *redshift* restreint de tous ces amas ($z=0.05-0.15$) évite la présence d'effets évolutifs intervenant à plus grand décalage spectral.

Si nous avons utilisé la séquence principale des amas pour déterminer la morphologie optique de ces systèmes, cette technique introduit un effet de sélection en faisant émerger seulement les galaxies de type précoce. À fin de limiter ce biais de sélection, nous envisageons de multiplier les bandes passantes d'observations, ce qui permettra d'estimer les *redshift* photométriques des galaxies. Ce type d'analyse pourra être effectué non seulement grâce à des observations nouvelles, mais aussi en profitant des bases de données en cours de réalisation (*e.g.* SLOAN, 2dF et CFHTLS). Nous utiliserons en particulier le catalogue d'amas issu du "*CFHT Legacy Survey (CFHTLS)*". Une partie de ce projet, basé sur l'ex-

exploitation de la caméra grand-champ Megaprime au CFHT, prévoit la construction d'un catalogue photométrique en cinq bandes ($u'g'r'i'z'$) complet jusqu'à la magnitude $r'=25.7$ sur une surface totale de 172 degrés carrés. Ces caractéristiques nous permettrons d'affiner la pré-sélection des amas à insérer dans notre échantillon, sur lequel nous conduirons des observations complémentaires dans d'autres domaines de longueur d'onde analogues à celles décrites dans les chapitres précédents.

Malgré l'apport important des informations dérivées de l'imagerie optique multibande, étudier la dynamique des amas par une couverture spectroscopique à grande échelle demeure indispensable. Les nouveaux spectrographes multi-objets mis en service sur le VLT (GIRAFFE, VIRMOS) seront donc utilisés, puisque, grâce à leur multiplexage plus grand et à leur champ de vue plus étendu, ils permettrons une couverture complète des régions du ciel occupée par les amas observés. En outre, la taille élevée du télescope ouvre de nouvelles perspectives en permettant d'accéder à une grande résolution spectrale en un temps de pose abordable et ainsi d'analyser plus finement les populations stellaires des galaxies et le lien entre processus de fusion et formation d'étoiles. Les résultats de cette analyse spectrale seront ensuite comparés aux prévisions de simulations hydrodynamiques très détaillées qui étudient les effets de la *ram-pressure* exercée par le MIA sur le gaz inter-stellaire des galaxies dans les amas en interaction¹.

Avec les premiers résultats obtenus dans cette thèse une stratégie d'observation ainsi qu'un cadre de travail pertinent ont été mis en place afin d'analyser finement la physique de la formation des amas et à plus long terme afin de fournir des contraintes importantes sur les modèles cosmologiques et la formation des structures.

1. Ces simulations sont déjà en cours de développement dans l'Institut d'Astrophysique de l'Université de Innsbruck où je travaillerai dans les deux années prochaines

Annexe A

Les principaux estimateurs de la masse dynamique des amas

A.1 Le théorème du Viriel

Considérons un système auto-gravitant composé de N corps de masses m_i , positions \mathbf{r}_i , et vitesses \mathbf{v}_i ($i=1, \dots, N$).¹ La position et la vitesse de leur centroid sont respectivement $\mathbf{r}_{av} = \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i / N$ et $\mathbf{v}_{av} = \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i / N$. Les positions et les vitesses des galaxies par rapport à leur centroid par conséquent sont $\mathbf{R}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{av}$ et $\mathbf{V}_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_{av}$.

Si on différencie deux fois le moment d'inertie du système $I = m_i \sum_{i=1}^N \mathbf{R}_i^2 = m_i \sum_{i=1}^N \mathbf{R}_i \cdot \mathbf{R}_i$ on obtient:

$$\ddot{I} = 2 m_i \sum_{i=1}^N \ddot{\mathbf{R}}_i \cdot \mathbf{R}_i + 2 m_i \sum_{i=1}^N \dot{\mathbf{R}}_i \cdot \dot{\mathbf{R}}_i \quad (\text{A.1})$$

Puisque $\dot{\mathbf{R}}_i \cdot \dot{\mathbf{R}}_i = V_i^2$, le deuxième terme de l'équation A.1 est égale à quatre fois l'énergie cinétique totale K du système.

Si on définit $R_{ij} = |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|$, dans un système auto-gravitant l'accélération sur le corps i due au corps j est $\ddot{\mathbf{R}}_i = -Gm_j(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)/R_{ij}^3$. On peut donc écrire le premier terme de l'équation A.1 comme:

$$\begin{aligned} 2 m_i \sum_{i=1}^N \ddot{\mathbf{R}}_i \cdot \mathbf{R}_i &= -2 Gm_i m_j \sum_{i=1}^N \sum_{i \neq j}^N \frac{(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) \cdot \mathbf{R}_i}{R_{ij}^3} \\ &= -2 Gm_i m_j \sum_{i=1}^N \sum_{i < j}^N \frac{1}{R_{ij}} \\ &= 2 W \end{aligned}$$

Donc, a partir de l'équation A.1 on obtient:

1. On va dériver le Viriel dans le cas de N particules mutuellement gravitantes. On peut arriver à résultats analogues en partant de l'équation non-collisionnelle de Boltzmann [32].

$$\frac{\ddot{I}}{2} = 2K + W \quad (\text{A.2})$$

Si on assume que le système de N corps est stationnaire, la moyenne temporelle de \ddot{I} sur plusieurs fois l'échelle de temps dynamique du système est nulle ($\langle \ddot{I} \rangle_t = 0$) et l'équation A.2 devient le **théorème scalaire du Viriel**:

$$2K + W = 0 \quad (\text{A.3})$$

Par conséquent, dans le cas d'un système lié et stationnaire on a:

$$\begin{cases} K + W \leq 0 \\ 2K + W = 0 \end{cases}$$

Dans tous les équations précédentes on a considéré chaque corps du système ayant une masse différente des autres. Pour simplicité dans la suite on va considérer que les N corps ont la même masse m; simulations N-corps ont montré que, malgré cette hypothèse initiale, les estimateurs de masse qu'on va présenter donnent des bons résultats même si les galaxies ont des masses différentes [155]. Avec cette hypothèse, la masse totale du système est $M = Nm$ et le centroid coïncide avec le centre de masse. On peut donc écrire le Viriel dans la forme suivante:

$$-Gm^2 \sum_{i < j}^N \langle 1/R_{ij} \rangle_t + m \sum_{i=1}^N \langle V_i^2 \rangle_t = 0 \quad (\text{A.4})$$

Nous ne pouvons mesurer que la composante radiale de la vitesse des galaxies $V_{zi} = V_i \cos \theta_i$, où θ_i est l'angle entre la direction de la ligne de visée de la galaxies i et la direction de son vecteur vitesse \mathbf{V}_i par rapport au centroid. Mais, si on suppose l'amas sphérique, et avec les vitesses et les masses de ses galaxies ne pas corrélés à leur orientations, on peut calculer la moyenne sur tous les angles ([185]):

$$\begin{aligned} \langle V_{zi}^2 \rangle_\Omega &= \langle V_i^2 \cos^2 \theta_i \rangle_\Omega \\ &= \langle V_i^2 \rangle_\Omega \langle \cos^2 \theta_i \rangle_\Omega \\ &= \langle V_i^2 \rangle_\Omega \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \phi_{ij} \sin \phi_{ij} \, d\phi_{ij} \, d\psi_{ij}}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \phi_{ij} \, d\phi_{ij} \, d\psi_{ij}} \\ &= \langle V_i^2 \rangle_\Omega \frac{1}{3} \end{aligned}$$

Nous pouvons donc remplacer V_i (inconnue) avec V_{zi} (mesurée) dans l'équation A.4 grâce à la relation suivante:

$$\langle V_i^2 \rangle_\Omega = 3 \langle V_{zi}^2 \rangle_\Omega \quad (\text{A.5})$$

D'une manière analogue, l'observateur ne peut mesurer que la distance entre les objets projetée sur le plan du ciel, $R_{\perp,ij} = R_{ij} \sin \phi_{ij}$, où ϕ_{ij} est l'angle entre le vecteur $\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j$ et

la ligne de visée. Si on fait une moyenne sur toutes les directions (toujours en supposant le système sphérique, avec vitesses et masses des galaxies non pas corrélés à leur orientations), on obtient:

$$\begin{aligned}
\langle R_{\perp,ij}^{-1} \rangle_{\Omega} &= \langle R_{ij}^{-1} \sin\phi_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \\
&= \langle R_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \langle \sin\phi_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \\
&= \langle R_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi_{ij}^{-1} \sin\phi_{ij} \, d\phi_{ij} \, d\psi_{ij}}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi_{ij} \, d\phi_{ij} \, d\psi_{ij}} \\
&= \langle R_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \frac{\pi}{2}
\end{aligned}$$

Et donc:

$$\langle R_{ij}^{-1} \rangle_{\Omega} = \frac{2}{\pi} \langle R_{\perp,ij}^{-1} \rangle_{\Omega} \quad (\text{A.6})$$

A partir des équations A.4, A.5, A.6 et avec l'hypothèse que $M = Nm$, on obtient la masse de l'amas de galaxies a partir du Viriel:

$$M = \frac{3\pi N}{2G} \frac{\sum_{i=1}^N \langle V_{zi}^2 \rangle_{t,\Omega}}{\sum_{i<j}^N \langle 1/R_{\perp,ij} \rangle_{t,\Omega}} \quad (\text{A.7})$$

A.1.1 Estimateurs “*pairwise*” et “*ringwise*”

Quand on observe un système de N galaxies, normalement on mesure leur dispersion de vitesse radiale:

$$\sigma_P^2 = \frac{\sum_{i=1}^N V_{zi}^2}{N-1} \quad (\text{A.8})$$

Si on défini le rayon harmonique moyen projeté comme:

$$R_{PW} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1}, \quad (\text{A.9})$$

on obtient de l'équation A.7 l'estimateur de masse dit *pairwise*:

$$\begin{aligned}
M_{PW} &= \frac{3\pi N}{2G} \frac{(N-1) \sigma_P^2}{\frac{N(N-1)}{2 R_{PW}}} \\
&= \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{PW}
\end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Le rayon moyen harmonique, ou rayon viriel tridimensionnel, sera: $r_v = \frac{\pi}{2} R_{PW}$ (équation A.6).

Il faut préciser que souvent on trouve des définitions différentes du rayon harmonique moyen; par exemple Girardi *et al.* [144] utilisent la formule:

$$R_{PW} = N (N - 1) \left(\sum_{i < j}^N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1}.$$

J'ai adopté la définition de l'équation A.9 simplement pour moyenner sur les $\frac{N(N-1)}{2}$ termes de la somme $\sum_{i < j}^N \frac{1}{R_{ij}} = \sum_{i < j}^N \frac{1}{|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|}$. Même s'il y a seulement un facteur 2 entre les deux définitions, ça peut causer de la confusion et des inexactitudes dans la définition de l'estimateurs *pairwise* de masse.

Carlberg *et al.* [64] montrent que le rayon harmonique moyen a deux défauts principaux; le premier, valable en général, est qu'il est plus sensible au couple d'objets voisins par rapport aux objets plus éloignés, tandis que toutes les galaxies contribuent de la même façon à la masse totale de l'amas. Le deuxième problème est présent quand l'amas a été échantillonné de façon non uniforme, et les objets observés se trouvent dans une région rectangulaire plutôt que circulaire; dans ce cas l'estimateur *pairwise* sous-estime la masse du système. Par conséquent, ils définissent une estimation alternative du rayon à introduire dans l'équation A.7; en partant des hypothèses que a) les galaxies i et j , à distance projetée \mathbf{R}_i et \mathbf{R}_j respectivement du centre de l'amas, sont statistiquement représentatives de toutes les galaxies à ces rayons projetés, et que b) l'angle entre \mathbf{R}_i et \mathbf{R}_j est une variable aléatoire uniforme, ils proposent d'utiliser dans l'équation A.7 une moyenne sur θ de $|\mathbf{R}_i + \mathbf{R}_j|$ pour tous les couples de galaxies:

$$\begin{aligned} R_{RW} &= \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i < j}^N \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{R_i^2 + R_j^2 + 2R_i R_j \cos\theta}} \right)^{-1} \\ &= \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i < j}^N \frac{2}{\pi(R_i + R_j)} K(k_{ij}) \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où $k_{ij}^2 = 4R_i R_j / (R_i + R_j)^2$, et $K(k)$ est l'intégral elliptique complet du premier type avec la notation de Legendre. L'estimateur *ringwise* de masse est donc défini comme:

$$\begin{aligned} M_{RW} &= \frac{3\pi N}{2G} \frac{(N-1) \sigma_P^2}{\frac{N(N-1)}{2} R_{RW}} \\ &= \frac{3\pi}{G} \sigma_P^2 R_{RW}. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

En raison de la définition de R_{RW} , M_{RW} sur-estimera la masse totale réelle dans le cas d'amas allongé et/ou avec une forte présence de sousstructures.

Dans des autres définitions des estimateurs de masse à partir du Viriel la contribution de chaque galaxie est pondérée par sa luminosité, en supposant un rapport M/L constante

pour tout les galaxies. Heisler, Tremaine & Bahcall ([155]) ont testé sur différentes simulations N-corps les estimateurs dérivés à partir de l'hypothèse que les galaxies ont une masse constante; les résultats obtenus sur les simulations avec masse constante sont similaires et cohérents avec les résultats obtenus dans les cas avec masse variable.

Une petite mise au point: il faut se rappeler que normalement on estime la distance angulaire entre deux galaxies de coordonnées (α_1, δ_1) et (α_2, δ_2) ², tandis que dans les équations A.10 et A.12 on doit exprimer le rayon en km. Les équations à utiliser seront donc:

$$R_{km} = \frac{D_{lum}}{(1+z)^2} \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{1}{R_{rad,ij}} \right)^{-1} \quad (\text{A.13})$$

$$R_{km} = \frac{D_{lum}}{(1+z)^2} \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{2}{\pi(R_{rad,i} + R_{rad,j})} K(k_{ij}) \right)^{-1}, \quad (\text{A.14})$$

où D_{lum} est la distance de luminosité (exprimée en km), z le décalage vers le rouge moyen de l'amas, et $R_{rad,ij}$, $R_{rad,i}$ et $R_{rad,j}$ sont les séparations angulaires en radians entre les galaxies i et j , et entre ces galaxies et le centre de l'amas.

A.2 Estimateur de masse projetée

Bahcall & Tremaine ([11]) ont montré que les estimateurs de masse basés sur le Viriel peuvent donner des résultats statistiquement inconsistants si le système observé est très peu échantillonné. Ils ont donc introduit un nouvel estimateur à partir de la définition de la masse projetée ($q = v_z^2 R/G$):

$$M_{PM} = \frac{f_{PM}}{GN} \sum_i^N v_{zi}^2 r_{\perp i} \quad (\text{A.15})$$

La constante de proportionnalité f_{PM} dépend de la distribution des orbites, et peut être estimée dans le cas d'un système autogravitant sphérique à partir de la condition d'équilibre hydrostatique de Jeans [32], [155]:

$$\frac{d}{dr} \rho(r) \sigma_r^2 + \frac{2\rho}{r} (\sigma_r^2 - \sigma_t^2) = -\rho \frac{dU}{dr}, \quad (\text{A.16})$$

où $\rho = \int f d\mathbf{v}$ est la densité de masse, $U(r)$ est le potentiel gravitationnel, σ_r et σ_t sont les composantes radiale et tangentielle de la dispersion des vitesses.

Pour un système avec orbites radiales ($\sigma_t = 0$), en multipliant l'équation A.16 fois r^4 et en intégrant sur r , on obtient:

$$\int \left(\frac{d}{dr} \rho(r) \sigma_r^2 + \frac{2\rho(r)}{r} \sigma_r^2 \right) r^4 dr =$$

2. $R_{rad,12} = \arccos[\sin\delta_1 \sin\delta_2 + \cos\delta_1 \cos\delta_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2)]$

$$\begin{aligned} \int (-4 r^3 \rho(r) \sigma_r^2 + 2 \rho(r) \sigma_r^2 r^3) dr &= \\ -2 \int r^3 \rho(r) \sigma_r^2 dr &= - \int \rho(r) \frac{dU}{dr} r^4 dr \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

La dispersion de vitesse le long de la ligne de visée est $\sigma_z^2 = \sigma_r^2 \cos^2 \theta$, où $\cos \theta = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{z}}$, et la séparation projetée du centre de masse est $r_\perp = r \sin \theta$. Ainsi:

$$\begin{aligned} \langle v_z^2 r_\perp \rangle &= \frac{1}{M} \int f v_z^2 r_\perp d\mathbf{r} d\mathbf{v} \\ &= \frac{1}{M} \int \rho \sigma_z^2 r_\perp d\mathbf{r} \\ &= \frac{2\pi}{M} \int r^3 \rho \sigma_r^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta dr d\theta \\ &= \frac{\pi^2}{4M} \int r^3 \rho \sigma_r^2 dr, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

et grâce à l'équation A.17 on obtient:

$$\langle v_z^2 r_\perp \rangle = \frac{\pi^2}{8M} \int \rho \frac{dU}{dr} r^4 dr \quad (\text{A.19})$$

Puisque $dU/dr = GM(r)/r^2$ et $dM/dr = 4\pi r^2 \rho$, A.19 devient:

$$\begin{aligned} \langle v_z^2 r_\perp \rangle &= \frac{\pi^2}{8M} \int \rho \frac{G M(r)}{r^2} dr \\ &= \frac{\pi G}{32M} \int 4 \pi \rho r^3 M(r) dr \\ &= \frac{\pi}{64} G M \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Des calculs similaires montrent que, dans le cas d'un système avec orbites isotropes ($\sigma_r = \sigma_t$), la relation précédente devient:

$$\langle v_z^2 r_\perp \rangle = \frac{\pi}{32} G M \quad (\text{A.21})$$

Les quantités mathématiques v_{zi} et $r_{\perp i}$ sont définies par rapport au centre de masse du système, tandis que nous ne pouvons mesurer que les quantités V_{zi} et $R_{\perp i}$ relatives au centroïde des N objets observés. En général $V_{zi}^2 R_{\perp i}$ est plus petit de $v_{zi}^2 r_{\perp i}$ d'un facteur N^{-1} . On peut corriger cet effet en utilisant l'équation suivante:

$$M_{PM} = \frac{f_{PM}}{G(N-\alpha)} \sum_i^N v_{zi}^2 r_{\perp i} \quad (\text{A.22})$$

Dans le modèle discret f_{PM} ne peut pas être calculé analytiquement. Bahcall & Tremaine ([11]) ont vérifié que cet effet peut être corrigé en utilisant $\alpha = 1.5$ et avec une valeur adéquate de f_{PM} estimée grâce aux simulation N-corps. Des réalisations Monte Carlo de

10000 groupes de galaxies pour différents modèles de Michie ont montré que la valeur de f_{PM} obtenue dans le cas d'orbites isotropes ($32/\pi$) donne les meilleurs résultats ([155]), et donc que l'estimateur de masse projetée peut s'écrire:

$$\begin{aligned}
 M_{PM} &= \frac{f_{PM}}{G(N-1.5)} \sum_i^N v_{zi}^2 r_{\perp i} \\
 f_{PM} &= \frac{32}{\pi}
 \end{aligned}
 \tag{A.23}$$

Le principal avantage de cet estimateur sur le Viriel est d'être moins sensible aux couples de galaxies très proches à cause des effets de projection. En comparant les différentes méthodes, Perea, del Olmo & Morales ([225], [226]) ont trouvé que l'estimateur de masse projetée est plus affecté par la présence d'anisotropie et de sous-structures, les estimateurs viriels par la présence d'intrus.

Annexe B

Définitions des grandeurs calculées par le programme ROSTAT

B.1 A.I. et T.I. (“*Asymmetry Index*” et “*Tail index*”)

L'échantillon ordonné est constitué par les points de l'échantillon observationnel classés par ordre croissant:

$$x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_N$$

Le rang (*rank*) de chaque point, *i.e.* sa position à l'intérieur de l'échantillon, peut être défini à partir de la première ou de la dernière (N) donnée (“*upward*” ou “*downward rank*”). Par exemple, le rang de x_i est respectivement i et $N + 1 - i$.

Finch (1977) a défini un test de symétrie d'un échantillon, qui compare les trous (*gaps*) dans les données des côtés gauche et droit de la médiane, qui est le point d'ordre $N/2$ ou $(N+1)/2$ [129]. Ces trous sont définis comme:

$$\begin{aligned} R_i &= x_{N-k+i} - x_{N-1-k+i} \quad (\text{à la droite de la médiane}) \\ L_i &= x_{k+2-i} - x_{k+1-i} \quad (\text{à la gauche de la médiane}), \end{aligned}$$

où $1 = 1, 2, \dots, k$, et $k \in I$ et est la plus grande valeur inférieure à $N/2$. Dans le cas d'une distribution symétrique, les valeurs de R_i et L_i sont similaires pour chaque valeur de i , tandis que, pour une distribution avec $skewness \neq 0$, $R_i \gg (<) L_i$ pour une valeur de la $skewness > (<) 0$.

La probabilité que les points dans les queues des distributions de vitesse observées soient des intrus ou des erreurs de mesure est élevée (voir paragraphe); par conséquent, la statistique qui mesure le degré de symétrie de la distribution doit être pondérée pour donner plus d'importance aux données centrales de la distribution. La statistique introduite par Finch est l'*asymmetry index*:

$$\text{A.I.} = \sum_{i=1}^k w_i \frac{R_i - L_i}{R_i + L_i}, \quad (\text{B.1})$$

B.2. Les estimateurs de la mesure de position (“*location*”) et du paramètre d’échelle (“*scale*”)

où $w_i = c \sum_{j=k-i-1}^{k+i-1} (j)^{-1}$ et la valeur de c a été choisie de façon telle que $\sum w_i^2 = 1$. Pour une distribution symétrique, caractérisée par $R_i \simeq L_i$, A.I. $\simeq 0$.

En utilisant à nouveau l’échantillon ordonné d’une distribution de N points, le *tail index* a été défini pour mesurer le degré de population des queues d’une distribution observationnelle par rapport à une Gaussienne:

$$\text{T.I.} = \frac{x(0.90) - x(0.10)}{x(0.75) - x(0.25)}, \quad (\text{B.2})$$

où $x(n)$ est le point observé d’ordre le plus proche à nN . Le T.I. est normalement normalisé à la valeur correspondante à la Gaussienne (1.90).

B.2 Les estimateurs de la mesure de position (“*location*”) et du paramètre d’échelle (“*scale*”)

La profondeur (“*depth*”) d’une donnée dans un échantillon de dimension N est définie comme la valeur inférieure entre son *upward* et son *downward rank*. En utilisant la notion de profondeur, des autres statistiques d’ordre pour estimer la mesure de position et le paramètre d’échelle d’un échantillon de vitesse peuvent être définies.

B.2.1 Indicateurs de la mesure de position

– **Médiane (C_M):**

– N impair ($N = 2k + 1$):

$$C_M = x_{k+1} \quad (\text{B.3})$$

– N pair ($N = 2k$):

$$C_M = (x_k + x_{k+1})/2 \quad (\text{B.4})$$

– **Broadened median (C_{BM}):**

il s’agit de la moyenne entre la médiane et un ou deux variables ordonnées sur les deux côtés de la médiane même:

– N impair ($N = 2k + 1$):

– $5 \leq N \leq 12$:

$$C_{BM} = \frac{x_k + x_{k+1} + x_{k+2}}{3} \quad (\text{B.5})$$

– $N > 12$:

$$C_{BM} = \frac{x_{k-1} + x_k + x_{k+1} + x_{k+2} + x_{k+3}}{5} \quad (\text{B.6})$$

– N pair ($N = 2k$):

– $5 \leq N \leq 12$:

$$C_{BM} = \frac{\frac{1}{6} x_{k-1} + \frac{1}{3} x_k + \frac{1}{3} x_{k+1} + \frac{1}{6} x_{k+2}}{4} \quad (\text{B.7})$$

– $N > 12$:

$$C_{BM} = \frac{\frac{1}{10} x_{k-2} + \frac{1}{5} x_{k-1} + \frac{1}{5} x_k + \frac{1}{5} x_{k+1} + \frac{1}{5} x_{k+2} + \frac{1}{10} x_{k+3}}{6} \quad (\text{B.8})$$

– **Trimean** (C_{TRI}):

Le “*fourth*” d’un échantillon est défini comme:

$$\text{profondeur du } fourth = \frac{[\text{profondeur de la médiane}] + 1}{2},$$

où $[x]$ est le plus grand entier inférieur à x .

Sur la base de cette définition, l’estimateur *trimean* a été défini comme:

$$C_{TRI} = \frac{1}{4} (F_l + 2 C_M + F_u), \quad (\text{B.9})$$

où:

– N impair ($N = 2k + 1$):

Profondeur de la médiane = $k + 1$

– premier *fourth* = $F_l = x_{\frac{k+1+1}{2}} = x_{\frac{k+2}{2}}$

– deuxième *fourth* = $F_u = x_{2k+1 - \frac{k+2}{2}} = x_{\frac{3k}{2}}$

– N pair ($N = 2k$):

Profondeur de la médiane = k

– premier *fourth* = $F_l = x_{\frac{k+1}{2}}$

– deuxième *fourth* = $F_u = x_{2k - \frac{k+1}{2}} = x_{\frac{3k-1}{2}}$

– **Trimmed means** (C_α):

Dans plusieurs échantillons de vitesses radiales d’amas de galaxies la présence de valeurs extrêmes, dues à des erreurs de détermination des membres du système, peut biaiser notre estimation de la vitesse moyenne. En pareils cas, une bonne technique consiste à calculer la moyenne de l’échantillon sans considérer un pourcentage α des données qui se trouve dans les queues de la distribution (C_α). Les simulations permettent de savoir quelle est la valeur optimale de α pour une variété de distributions (Gaussiennes ou non) en fonction de la taille N de l’échantillon:

– $N = 10$: $\alpha = 10\% - 20\%$ ($C_{10} - C_{20}$)

– $N = 20$: $\alpha = 5\% - 10\%$ ($C_5 - C_{10}$)

B.2. Les estimateurs de la mesure de position (“*location*”) et du paramètre d’échelle (“*scale*”)

– indépendemment de N , pour une population avec les ailes très peuplées: $\alpha=25\%$
 $(C_{25} \equiv C_{MID})$

– **Biweight** (C_{BI}):

L’estimateur *biweight* appartient à la famille des estimateurs “M”, qui ont la caractéristique de minimiser une fonction des déviations de chaque donnée de la moyenne estimée. Pour être calculé, le *biweight* nécessite d’une estimation de la dispersion de vitesse; en général, l’estimateur “*MAD*” B.11 est utilisé pour cela.

$$C_{BI} = C_M + \frac{\sum_{|u_i| < 1} (x_i - C_M)(1 - u_i^2)^2}{\sum_{|u_i| < 1} (1 - u_i^2)^2}, \quad (\text{B.10})$$

où $u_i = \frac{(x_i - C_M)}{c \cdot MAD}$ et c (“*tuning constant*”) a été choisie pour que C_{BI} ait une efficacité très élevée pour la plus-partie des distribution. Normalement $c=6.0$ est utilisé. Ce que je viens de définir est le *one-step biweight*. La valeur moyenne d’un échantillon peut être estimée encore mieux si plusieurs réitérations sont effectuées: au debut on utilise C_M dans l’équation B.10, valeur qui après est remplacée par le C_{BI} calculé à chaque réitération.

B.2.2 Indicateurs du paramètre d’échelle

– **Mean absolute deviation** (S_{MAD}):

$$MAD = \text{médiane de } (|x_i - C_M|) \quad (\text{B.11})$$

Puisque pour une population normale $MAD = 0.6745$, l’indicateur du paramètre d’échelle est normalisé à cette valeur:

$$S_{MAD} = \frac{MAD}{0.6745} \quad (\text{B.12})$$

– **f pseudosigma** (S_f):

Le “*f spread*” a été défini comme:

$$f = F_u - F_l,$$

où F_u et F_l ont été définis précédemment. Puisque pour des hautes valeurs de N le *f spread* d’une distribution normale est 1.349, l’estimateur du paramètre d’échelle est normalisé à cette valeur:

$$S_f = \frac{f}{1.349} \quad (\text{B.13})$$

– **Biweight** (S_{BI}):

$$S_{BI} = N^{1/2} \frac{\left[\sum_{|u_i| < 1} (x_i - C_M)^2 (1 - u_i^2)^4 \right]^{1/2}}{\left| \sum_{|u_i| < 1} (1 - u_i^2)(1 - 5u_i^2) \right|} \quad (\text{B.14})$$

B.2. Les estimateurs de la mesure de position (“*location*”) et du paramètre d’échelle (“*scale*”)

En ces cas $c=9.0$ est utilisé de préférence. Comme dans le cas de l’estimateur *biweight* pour la mesure de position, S_{BI} peut être calculé avec un procédé itératif, ou on peut s’arrêter après la première phase de calcul.

– **Gapper (S_G):**

$$S_G = \frac{\sqrt{\pi}}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} w_i g_i, \quad (\text{B.15})$$

où $g_i = x_{i+1} - x_i$ et $w_i = i(N - i)$.

Annexe C

Article: *Radio asymmetry in 3C99*



Bibliographie

- [1] ABRAHAM, R.G., SNECKER-HANE, T.A., HUTCHINGS, J.B., CARLBERG, R.G., YEE, H.K.C., ELLINGSON, E., MORRIS, S., OKE, J.B., & RIGLER, M., 1996, *ApJ*, **471**, 694
- [2] ADAMI, C., & MAZURE, A., 1999, *A&AS*, **134**, 393
- [3] ALLEN, S.W., FABIAN, A.C., JOHNSTONE, R.M., ARNAUD, K.A., & NULSEN, P.E.J., 2001, *MNRAS*, **322**, 589
- [4] ARNAUD, M., AGHANIM, N., GASTAUD, R., NEUMANN, D.M., LUMB, D.H., BRIEL, U., ALTIERI, B., GHIZZARDI, S., MITTAZ, J.P.D., SASSEEN, T.P., & VESTRAND, W.T., 2001, *A&A*, **365**, L67
- [5] ARNAUD, K., FABIAN, A., EALES, S., JONES, C., & FORMAN, W., 1984, *MNRAS*, **514**, 607
- [6] ARNAUD, M., MAUROGORDATO, S., SLEZAK, E., & RHO, J., 2000, *A&A*, **355**, 461
- [7] ASHMAN, K., BIRD, C.M., & ZEPF, S., 1994, *AJ*, **108**, 2348
- [8] BAALOGH, M.L., SHADE, D., MORRIS, S.L., YEE, H.K.C., CARLBERG, R.G., & ELLINGSON, E., 1998, *ApJL*, **504**, 75
- [9] BAALOGH, M.L., MORRIS, S.L., YEE, H.K.C., CARLBERG, R.G., & ELLINGSON, E., 1997, *ApJL*, **488**, 75
- [10] BACCHI, M., FERETTI, L., GIOVANNINI, G., & GOVONI, F., 2003, *A&A*, **400**, 465
- [11] BAHCALL, J.N., & TREMAINE, S., 1981, *AJ*, **244**, 805B
- [12] BAIER, F.W., FRITZE, K., TIERSCH, H., & ZIENER, R., 1991, *Astron. Nachr.*, **312**, 149
- [13] BAIER, F.W. & ZIENER, R., 1977, *Astr.Nachr.*, **298**, 87
- [14] BALDI, A., BARDELLI, S., & ZUCCA, E., 2001, *MNRAS*, **324**, 509
- [15] BARDELLI, S., ZUCCA, E., & BALDI, A., 2001, *MNRAS*, **320**, 387
- [16] BARDELLI, S., ZUCCA, E., ZAMORANI, G., MOSCARDINI, L., & SCARAMELLA, R., 2000, *MNRAS*, **312**, 540
- [17] BARDELLI, S., PISANI, A., RAMELLA, M., ZUCCA, E., & ZAMORANI, G., 1998, *MNRAS*, **300**, 598
- [18] BARRENA, R., BIVIANO, A., RAMELLA, M., FALCO, E.E., & SEITZ, S., 2002, *A&A*, **386**, 861B
- [19] BAUM, W.A., 1959, *PASP*, **71**, 106
- [20] BAUTZ, L.P., & MORGAN, W.W., 1970, *ApJL*, **162**, 149

- [21] BEERS, T.C., FORMAN, W., HUCHRA, J.P., JONES, C., & GEGHARDT, K., 1991, *AJ*, **102**, 1581
- [22] BEERS, T.C., FLYNN, K., & GEBHARDT, K., 1990, *AJ*, **100**, 32
- [23] BEERS, T.C., GELLER, M.J., & HUCHRA, J.P., 1982, *ApJ*, **257**, 23
- [24] BEKKI, K., 1999, *ApJL*, **510**, 15
- [25] BELSOLE, E., ARNAUD, M., CHIÉZE, J.P., PRATT, G.W., SAUVAGEOT, J.L., BENOIST, C., BOURDIN, H, FERRARI, C., MAUROGORDATO, S., 2002, *New insights on merging clusters of galaxies from XMM-Newton observations*, compte rendu de la Conférence “Matter and Energy in Clusters of Galaxies”, 23-27 Avril 2002, Taiwan, ASP Conf. Ser., eds. S. Bowyer & C.Y. Hwang
- [26] BELSOLE, E., 2002, Thèse de Doctorat de l’Université de Paris 6
- [27] BERGHÖFER, T.W., BOWYER, S., & KORPELA, E., 2000, *ApJ*, **535**, 615
- [28] BERGHÖFER, T.W., BOWYER, S., & KORPELA, E., 2000, *ApJ*, **545**, 695
- [29] BERRINGTON, R.C., LUGGER, P.M., & COHN, H.N., 2002, *AJ*, **123**, 2261
- [30] BERTIN, E., & ARNOUITS, S., 1996, *A&AS*, **117**, 393
- [31] BINGGELI, B., 1982, *A&A*, **107**, 338
- [32] BINNEY, J., & TREMAINE, S., 1987, *Galactic Dynamics*, ed. J. P. Ostriker, Princeton: Princeton Univ. Press
- [33] BIRD, C. M., 1995, *ApJ*, **455L**, 81B
- [34] BIRD, C. M., 1994, *AJ*, **107**, 1637
- [35] BIRD, C. M., & BEERS, T.C., 1993, *AJ*, **105**, 1596
- [36] BIVIANO, A., & GIRARDI, M., 2003, *ApJ*, **585**, 205
- [37] BIVIANO, A., 2002, *Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters*, ASP Conf. Ser. 268, ed. S. Borgani, M. Mezzetti, & R. Valdarnini, (San Francisco: ASP), 121
- [38] BIVIANO, A., DURRET, F., GERBAL, D., LE FÈVRE, O., LOBO, C., MAZURE, A., & SLEZAK, E., 1996, *A&A*, **311**, 95
- [39] BIVIANO, A., GIRARDI, M., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., & MEZZETTI, M., 1993, *ApJ*, **411L**, 13B
- [40] BIVIANO, A., GIRARDI, M., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., & MEZZETTI, M., 1992, *ApJ*, **396**, 35
- [41] BLASI, P., 2000, *ApJL*, **532**, 9
- [42] BLITON, M., RIZZA, E., BURNS, J.O., OWEN, F.N., & LEDLOW, M.J., 1998, *MNRAS*, **301**, 609
- [43] BÖHRINGER, H., & SCHUECKER, P., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 133-162
- [44] BONAMENTE, M., LIEU, R., & MITTAZ, J., 2001, *ApJ*, **547**, 7
- [45] BOWYER, S., BERGHÖFER, T.W., & KORPELA, E., 1999, *ApJ*, **526**, 592
- [46] BOWYER, S., & BERGHÖFER, T.W. 1998, *ApJ*, **506**, 502
- [47] BRAINERD, T.G., OAXACA WRIGHT, C., GOLDBERG, D.M., & VILLUMSEN, J.V., 1999, *ApJ*, **524**, 9

- [48] BRIEL, U.G., HENRY, J.P., LUMB, D.H., ARNAUD, M., NEUMANN, D.M., AGHANIM, N., GASTAUD, R., MITTAZ, J.P.D., SASSEEN, T.P., & VESTRAND, W.T., 2001, *A&A*, **365**, L60
- [49] BRIEL, U.G., & HENRY, J.P., 1996, *ApJ*, **472**, 131
- [50] BRIEL, U.G., & HENRY, J.P., 1994, *Nature*, **372**, 439
- [51] BRIEL, U.G., HENRY, J.P., & BÖHRINGER, H., 1992, *A&A*, **259**, L31
- [52] BRIEL, U.G., HENRY, J.P., SCHWARZ, R.A., BÖHRINGER, H., EBELING, H., EDGE, A.C., HARTNER, G.D., SCHINDLER, S., TRÜMPER, J., & VOGES, W., 1991, *A&A*, **246**, 10
- [53] BUOTE, D.A., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 79-107
- [54] BUOTE, D.A., 2001, *ApJL*, **553**, 15
- [55] BUOTE, D.A., 1998, *MNRAS*, **293**, 381
- [56] BUOTE, D.A., & TSAI, J.C., 1996, *ApJ*, **458**, 27
- [57] BUOTE, D.A., & TSAI, J.C., 1995, *ApJ*, **452**, 522
- [58] BURNS, J.O., ROETTIGER, K., LEDLOW, M., & KLYPIN, A., 1994, *ApJ*, **427**, L87
- [59] BUTCHER, H.R., & OEMLER, A., 1984, *ApJ*, **285**, 426
- [60] BUTCHER, H.R., & OEMLER, A., 1978, *ApJ*, **219**, 18
- [61] CALDWELL, N., & ROSE, J., 1997, *AJ*, **113**, 492
- [62] CALDWELL, N., ROSE, J., SHARPLES, R.M., ELLIS, R.S., & BOWER, R.G., 1993, *AJ*, **106**, 473
- [63] CARLBERG, R.G., YEE, H.K.C., & ELLINGSON, E., 1997, *ApJ*, **478**, 462
- [64] CARLBERG, R.G., YEE, H.K.C., ELLINGSON, E., ABRAHAM, R., GRAVEL, P., MORRIS, S., & PRITCHET, C.J., 1996, *ApJ*, **462**, 32
- [65] CAVALIERE, A., GURSKY, H., & TUCKER, W.H., 1971, *Nature*, **231**, 437
- [66] CEN, R., & OSTRICKER, J.P., 1994, *ApJ*, **429**, 4
- [67] COLBERG, J.M., WHITE, S.D.M., JENKINS, A., & PEARCE, F.R., 1999, *MNRAS*, **308**, 593
- [68] COLE, S., & LACEY, C., 1996, *MNRAS*, **281**, 716
- [69] COLLESS, M., & DUNN, A., 1996, *ApJ*, **458**, 435
- [70] COMBES, F., BOISSÉ, P., MAZURE, A., & BLANCHARD, A., 1991, “*Galaxies et Cosmologies*”, InterEditions/Editions du CNRS
- [71] COUCH, W.J., ELLIS, R.S., SHARPLES, R.M., & SMAIL, I., 1994, *ApJ*, **430**, 121
- [72] COUCH, W.J., & SHARPLES, R.M., 1988, *MNRAS*, **229**, 423
- [73] D’AGOSTINO, R.B., BELANGER, A., & D’AGOSTINO, R.B., JR., 1990, *The American Statistician*, **44**, 316
- [74] D’AGOSTINO, R.B., & STEPHENS, M.A., 1986, *Goodness-of-Fit Techniques*, **Chapter 4**, 97, Marcel Dekker, New York
- [75] DANESE, L., DE ZOTTI, G., & DI TULLIO, G., 1980, *A&A*, **82**, 322

- [76] DANTAS, C.C., DE CARVALHO, R.R., CAPELATO, H.V., & MAZURE, A., 1997, *ApJ*, **485**, 447
- [77] DIAFERIO, A., 1999, *MNRAS*, **309**, 610
- [78] DIAFERIO, A., & GELLER, M.J., 1997, *ApJ*, **481**, 633
- [79] DOGIEL, V.A., 2000, *A&A*, **357**, 66
- [80] DONNELLY, R.H., FORMAN, W., JONES, C., QUINTANA, H., RAMIREZ, A., CHURAZOV, E., & GILFANOV, M., 2001, *ApJ*, **562**, 254
- [81] DONNELLY, R.H., MARKEVITCH, M., FORMAN, W., JONES, C., CHURAZOV, E., & GILFANOV, M., 1999, *ApJ*, **513**, 690
- [82] DRESSLER, A., SMAIL, I., POGGIANTI, B.M., BUTCHER, H., COUCH, W.J., ELLIS, R.S., & OEMLER, A., 1999, *ApJS*, **122**, 51
- [83] DRESSLER, A., OEMLER, A., COUCH, W.J., SMAIL, I., ELLIS, R.S., BARGER, A., BUTCHER, H., POGGIANTI, B.M., & SHARPLES, R.M., 1997, *ApJ*, **490**, 577
- [84] DRESSLER, A., OEMLER, A., BUTCHER, H.R., & GUNN, J.E., 1994, *ApJ*, **430**, 107
- [85] DRESSLER, A., & GUNN, J.E., 1992, *ApJS*, **78**, 1
- [86] DRESSLER, A., & SHECTMAN, S., 1988, *AJ*, **95**, 985
- [87] DRESSLER, A., GUNN, J.E., & SCHNEIDER, D.P., 1985, *ApJ*, **294**, 70
- [88] DRESSLER, A., & GUNN, J.E., 1983, *ApJ*, **270**, 7
- [89] DRESSLER, A., & GUNN, J.E., 1982, *ApJ*, **263**, 533
- [90] DRESSLER, A., 1980, *ApJ*, **236**, 351
- [91] DRINKWATER, M.J., PROUST, D., PARKER, Q.A., QUINTANA, H., & SLEZAK, E., 1999, *PASA*, **16**, 113
- [92] DUPKE, R.A., & WHITE, R.E., 2003, *ApJ*, **583**, L13
- [93] DURRET, F., SLEZAK, E., LIEU, R., DOS SANTOS, S., & BONAMENTE, M., 2002, *A&A*, **390**, 397
- [94] DURRET, F., FORMAN, W., GERBAL, D., JONES, C., & VIKHLININ, A., 1998, *A&A*, **335**, 41
- [95] DWARAKANATH, K.S., & OWEN, F.N., 1999, *AJ*, **118**, 625
- [96] EDGE, A.C., & STEWART, G.C., 1991, *ApJ*, **252**, 428
- [97] ELLIS, R.S., COUCH, W.J., MACLAREN, I., & KOO, D.C., 1985, *MNRAS*, **217**, 239
- [98] ENßLIN, T.A., & GOPAL-KRISHNA, 2001, *A&A*, **366**, 26
- [99] ENßLIN, T.A., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 275-280
- [100] ENßLIN, T.A., BIERMANN, P.L., KLEIN, U., & KOHLE, S., 1998, *A&A*, **332**, 395
- [101] ENßLIN, T.A., & BIERMANN, P.L., 1998, *A&A*, **330**, 90
- [102] ESCALERA, E., BIVIANO, A., GIRARDI, M., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., MAZURE, A., & MEZZETTI, M., 1994, *ApJ*, **423**, 539
- [103] ESCALERA, E., & MAZURE, A., 1992, *ApJ*, **388**, 23
- [104] EVRARD, A.E., 1990, *ApJ*, **363**, 349

- [105] EVRARD, A.E., 1991, *MNRAS*, **248**, 8
- [106] FABIAN, A.C., SANDERS, J.S., ETTORI, S., TAYLOR, G.B., ALLEN, S.W., CRAWFORD, C.S., IWASAWA, K., JOHNSTONE, R.M., & OGLE, P.M., 2000, *MNRAS*, **318**, 65
- [107] FABIAN, A. C., 1997, *Science*, **275**, 48
- [108] FADDA, D., GIRARDI, M., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., & MEZZETTI, M., 1996, *ApJ*, **473**, 670
- [109] FANAROFF, B.L., & RILEY, J.M., 1974, *MNRAS*, **167**, 31P
- [110] FERETTI, L., & VENTURI, T., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 163-195
- [111] FERETTI, L., 2000, *astro-ph/0006379*
- [112] FERETTI, L., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 3-8
- [113] FERETTI, L., DALLACASA, D., GOVONI, F., GIOVANNINI, G., TAYLOR, G.B., & KLEIN, U., 1999, *A&A*, **344**, 472
- [114] FERETTI, L., GIOVANNINI, G., KLEIN, U., MACK, K.H., SIJBRING, L.G., & ZECH, G., 1998, *A&A*, **331**, 475
- [115] FERRARI, C., MAUROGORDATO, S., CAPPI, A., & BENOIST, C., 2003a, *A&A*, **399**, 813
- [116] FERRARI, C., *et al.*, 2003, *en préparation*
- [117] FLORES, R.A., QUINTANA, H., & WAY, M.J., 2000, *ApJ*, **532**, 206
- [118] FONTANELLI, P., 1984, *A&A*, **138**, 85
- [119] FORMAN, W., & JONES, C., 1982, *ARA&A*, **20**, 547
- [120] FORMAN, W., BECHTOLD, J., BLAIR, W., GIACCONI, R., VAN SPEYBROECK, L., & JONES, C., 1981, *ApJL*, **243**, 133
- [121] FORMAN, W., KELLOG, E., GURSKY, H., TANNANBAUM, H., & GIACCONI, R., 1972, *ApJ*, **178**, 309
- [122] FUJITA, Y., TAKIZAWA, M., NAGASHIMA, M., & ENOKI, M., 1999, *PASJ*, **51**, L1
- [123] , FUJITA, Y., 1998, *ApJ*, **509**, 587
- [124] FUSCO-FEMIANO, R., ORLANDINI, M., DE GRANDI, S., MOLENDI, S., FERETTI, L., GIOVANNINI, G., BACCHI, M., & GOVONI, F., 2003, *A&A*, **398**, 441
- [125] FUSCO-FEMIANO, R., DAL FIUME, D., ORLANDINI, M., BRUNETTI, G., FERETTI, L., & GIOVANNINI, G., 2001, *ApJL*, **552**, 97
- [126] FUSCO-FEMIANO, R., DE GRANDI, S., FERETTI, L., GIOVANNINI, G., GRANDI, P., MALIZIA, A., MATT, G., & MOLENDI, S., 2000, *ApJL*, **534**, 7
- [127] FUSCO-FEMIANO, R., DAL FIUME, D., FERETTI, L., GIOVANNINI, G., GRANDI, P., MATT, G., MOLENDI, S., & SANTANGELO, A., 1999, *ApJL*, **513**, 21
- [128] FUSCO-FEMIANO, R., & MENCI, N., 1998, *ApJ*, **498**, 95
- [129] FINCH, S.J., 1977, *Amer.Stat.Assoc*, **72**, 387
- [130] GAVAZZI, G., CORTESI, L., BOSELLI, A., IGLESIAS-PARAMO, J., VÍLCHEZ, J.M., & CARRASCO, L., 2003, *astro-ph/0307075*

- [131] GELLER, M.J., & HUCHRA, J.P., 1990, *Scientific American*, **262**, 19
- [132] GELLER, M.J., & BEERS, T.C., 1982, *PASP*, **94**, 421
- [133] GHIGNA, S., MOORE, B., GOVERNATO, F., LAKE, G., QUINN, T., & STADEL, J., 2000, *ApJ*, **544**, 616
- [134] GHIGNA, S., MOORE, B., GOVERNATO, F., LAKE, G., QUINN, T., & STADEL, J., 1998, *MNRAS*, **300**, 146
- [135] GIACCONI, R., MURRAY, S., GURSKY, H, KELLOGG, E., SCHREIER, E., MATILSKY, T., KOCH, D., & TANANBAUM, H., 1972, *ApJS*, **27**, 37
- [136] GIOIA, I.M., GELLER, M., HUCHRA, J., MACCACARO, T., STEINER, J, & STROKE, J., 1982, *ApJL*, **255**, 17
- [137] GIOVANNINI, G., & FERETTI, L., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 197-227
- [138] GIOVANNINI, G., & FERETTI, L., 2001, *Cluster Mergers and their Connection to Radio Sources*, 24th IAU meeting, JD 10, Manchester, Highlights of Astronomy, **Vol. 12**
- [139] GIOVANNINI, G., & FERETTI, L., 2000, *New.A.*, **5**, 6
- [140] GIOVANNINI, G., & FERETTI, L., 2000, *New.A.*, **5**, 335
- [141] GIOVANNINI, G., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 13-18
- [142] GIOVANNINI, G., FERETTI, L., & STANGHELLINI, C., 1991, *A&A*, **252**, 528
- [143] GIRARDI, M., & BIVIANO, A., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 39-77
- [144] GIRARDI, M., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., MEZZETTI, M., & BOSCHIN, W., 1998, *ApJ*, **505**, 74
- [145] GIRARDI, M., ESCALERA, E., FADDA, D., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., & MEZZETTI, M., 1997, *ApJ*, **482**, 41
- [146] GIRARDI, M., FADDA, D., ESCALERA, E., GIURICIN, G., MARDIROSSIAN, F., & MEZZETTI, M., 1997, *ApJ*, **490**, 56
- [147] GONZÀLES-CASADO, G., MAMON, G., & SALVADOR-SOLÉ, E., 1994, *ApJ*, **433**, L61
- [148] GOTT, J. R., & GUNN, J., 1972, *ApJ*, **176**, 1
- [149] GREGORY, S.A., & THOMPSON, L.A., 1984, *ApJ*, **286**, 422G
- [150] GREGORY, S.A., & THOMPSON, L.A., 1978, *ApJ*, **222**, 784
- [151] GURSKY, H., KELLOGG, E., MURRAY, S., LEONG, C., TANANBAUM, H., & GIACCONI, R., 1971, *ApJL*, **167**, 81
- [152] GURZADYAN, V. G., & MAZURE, A., 2001, *NewA*, **6**, 43
- [153] HARTIGAN, J.A., & HARTIGAN, P.M., 1985, *Ann. Stat.*, **13**, 70
- [154] HAYNES, M.P., & GIOVANELLI, R., 1986, *ApJL*, **306**, 55
- [155] HEISLER, J., TREMAINE, S., & BAHCALL, J.N., 1985, *ApJ*, **298**, 8
- [156] HENRY, J.P., & BRIEL, U.G., 1996, *ApJ*, **472**, 137

- [157] HERNQUIST, L., 1990, *ApJ*, **356**, 359
- [158] HWANG, C.-Y., 1997, *Science*, **278**, 1917
- [159] IGLEWICZ, B., 1983, *URED A*, p.426
- [160] JOHNSON, M. W., CRUDDACE, R. G., WOOD, K. S., ULMER, M. P., & KOWALSKI, M. P., 1983, *ApJ*, **266**, 425
- [161] JONES, C., & FORMAN, W., 1999, *ApJ*, **511**, 65
- [162] JONES, C., & FORMAN, W., 1992, *Clusters and Superclusters of Galaxies*, edited by A.C. Fabian, (Kluwer, Dordrecht), pp. 49-70
- [163] JONES, C., MANDEL, E., SCHWARZ, J., FORMAN, W., MURRAY, S.S., & HARNDEN, F.R., 1979, *ApJL*, **234**, 21
- [164] KAASTRA, J.S., LIEU, R., MITTAZ, J.P.D., BLEEKER, J.A.M., MEWE, R., COLAFRANCESCO, S., & LOCKMAN F.J., 1999, *ApJL*, **519**, 119
- [165] KASSIM, N.E., CLARKE, T.E., EN β LIN, T.A., COHEN, A.S., & NEUMANN, D.M., 2001, *ApJ*, **559**, 785
- [166] KATZ, N., & WHITE, S.D.M., 1993, *ApJ*, **412**, 455
- [167] KEMPNER, J.C., SARAZIN, C.L., & MARKEVITCH, M., 2003, *astro-ph/0304310*
- [168] KEMPNER, J.C., SARAZIN, C.L., & RICKER, P.M., 2002, *ApJ*, **579**, 236
- [169] KEMPNER, J.C., & SARAZIN, C.L., 2001, *ApJ*, **548**, 639
- [170] KEMPNER, J.C., & SARAZIN, C.L., 2000, *ApJ*, **530**, 282
- [171] KENT, S.M., & GUNN, J.E., 1982, *AJ*, **87**, 945
- [172] KNOPP, G.P., HENRY, J.P., & BRIEL, U.G., 1996, *ApJ*, **472**, 125
- [173] KODAMA, T., & ARIMOTO, N., 1997, *A&A*, **320**, 41
- [174] KOLOKOTRONIS, V., BASILAKOS, S., PLIONIS, M., & GEORGANTOPOULOS, I., 2001, *MNRAS*, **320**, 49
- [175] KOWALSKI, M. P., CRUDDACE, R. G., WOOD, K. S., & ULMER, M. P., 1984, *ApJS*, **56**, 403
- [176] KRIVONOS, R.A., VIKHLININ, A.A., MARKEVITCH, M.L., & PAVLINSKY, M.N., 2003, *Astronomy Letters*, vol. **29**, no. **7**, 425
- [177] LARSON, R.B., 1974, *MNRAS*, **166**, 585
- [178] LAVERY, R.J., & HENRY, J.P., 1987, *ApJ*, **323**, 473
- [179] LIANG, H., HUNSTEAD, R.W., BIRKINSHAW, M., & ANDREANI, P., 2000, *ApJ*, **544**, 686
- [180] LIANG, H., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 33-38
- [181] LIEU, R., BONAMENTE, M., & MITTAZ, J.P.D., 1999, *ApJL*, **517**, 91
- [182] LIEU, R., BONAMENTE, M., MITTAZ, J.P.D., DURRET, F., DOS SANTOS, S., & KAASTRA, J.S., 1999, *ApJL*, **527**, 77
- [183] LIEU, R., MITTAZ, J.P.D., BOWYER, S., BREEN, J.O., LOCKMAN, F.J., MURPHY, E.M., & HWANG, C.-Y., 1996, *Science*, **274**, 1335

- [184] LIEU, R., MITTAZ, J.P.D., BOWYER, S., LOCKMAN, F.J., HWANG, C.-Y., & SCHMITT, J.H.M.M., 1996, *ApJL*, **458**, 5
- [185] LIMBER D.N., & MATHEWS, W.G., 1960, *ApJ*, **132**, 286
- [186] LYNDEN-BELL, D., 1967, *MNRAS*, **136**, 101
- [187] MACLAREN, I., ELLIS, R.S., & COUCH, W.J., 1988, *MNRAS*, **230**, 249
- [188] MAMON, G.A., 2000, *Dynamics of Galaxies: From the Early Universe to the Present*, ASP Conf. Ser. 197, ed. F. Combes, G. A. Mamon, & V. Charmandaris (San Francisco: ASP), 367
- [189] MARKEVITCH, M., GONZALEZ, A.H., DAVID, L., VIKHLININ, A., MURRAY, S., FORMAN, W., JONES, C., & TUCKER, W., 2002, *ApJL*, **567**, 27
- [190] MARKEVITCH, M., & VIKHLININ, A., 2001, *ApJ*, **563**, 95
- [191] MARKEVITCH, M., VIKHLININ, A., & MAZZOTTA, P., 2001, *ApJL*, **562**, 153
- [192] MARKEVITCH, M., PONMAN, T.J., NULSEN, P.E.J., BAUTZ, M.W., BURKE, D.J., DAVID, L.P., DAVIS, D., DONNELLY, R.H., FORMAN, W.R., JONES, C., KAASTRA, J., KELLOGG, E., KIM, D.W., KOLODZIEJCZAK, J., MAZZOTTA, P., PAGLIARO, A., PATEL, S., VAN SPEYBROECK, L., VIKHLININ, A., VRTILEK, J., WISE, M., & ZHAO, P., 2000, *ApJ*, **541**, 542
- [193] MARKEVITCH, M., SARAZIN, C.L., & VIKHLININ, A., 1999, *Apj*, **521**, 526
- [194] MATHEWS, T.A., MORGAN, W.W., & SCHMIDT, M., 1964, *ApJ*, **140**, 35
- [195] MAUROGORDATO, S., PROUST, D., BEERS, T. C., ARNAUD, M., PELLÒ, R., CAPPI, A., SLEZAK, E., & KRIESSLER, J. R., 2000, *A&A*, **355**, 848
- [196] MAZZOTTA, P., MARKEVITCH, M., VIKHLININ, A., FORMAN, W.R., DAVID, L.P., & VAN SPEYBROECK, L., 2001, *ApJ*, **555**, 205
- [197] MCLACHLAN, G.J., & BASFORD, K.E., 1988, *Mixture Models: Inference and Applications to Clustering*, New York: Marcel Dekker
- [198] MC MAHON, R.G., IRWIN, M.J., MADDOX, S.J., *et. al.*, 2000, VizieR Online Data Catalog
- [199] MEEKINS, J.F., FRITZ, G., CHUBB, T.A., & FRIEDMAN, H., 1971, *Nature*, **231**, 107
- [200] MELLIER, Y., MATHEZ, G., MAZURE, A., CHAUVINEAU, B., & PROUST, D., 1988, *A&A*, **199**, 67
- [201] MELLIER, Y., SOUCAIL, G., FORT, B., & MATHEZ, G., 1988, *A&A*, **199**, 13
- [202] MILLER, N.A., OWEN F.N., & HILL, J.M., 2003, *AJ*, **125**, 2393
- [203] MILLER, N.A., & OWEN F.N., 2003, *AJ*, **125**, 2427
- [204] MITTAZ, J.P.D., LIEU, R., & LOCKMAN, F.J., 1998, *ApJL*, **498**, 17
- [205] MOORE, B., LAKE, G., & KATZ, N., 1998, *ApJ*, **495**, 139
- [206] MOORE, B., KATZ, N., LAKE, G., DRESSLER, A., & OEMLER, A., 1996, *Nature*, **379**, 613
- [207] MORGAN, W.W., 1961, *PNAS*, **47**, 905
- [208] MORRISON, G.E., 2000, *AAS*, **197**, 5704

- [209] MORRISON, G.E., 1999, Ph.D. Thesis, University of New Mexico
- [210] MOSS, C., 2000, *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, ASP Conference Series, Vol. 3×10^8 , eds. J.G. Funes, & E.M. Corsini
- [211] MOSS, C., & WHITTLE, M., 2000, *MNRAS*, **317**, 667
- [212] NAVARRO, J. F., FRENK, C. S., & WHITE, S. D. M., 1996, *ApJ*, **462**, 563
- [213] NAVARRO, J. F., FRENK, C. S., & WHITE, S. D. M., 1995, *MNRAS*, **275**, 720
- [214] NEUMANN, D.M., LUMB, D.H., PRATT, G.W., & BRIEL, U.G., 2003, *A&A*, **400**, 811
- [215] NEUMANN, D.M., ARNAUD, M., GASTAUD, R., AGHANIM, N., LUMB, D.H., BRIEL, U.G., VESTRAND, W.T., STEWART, G.C., MOLENDI, S., & MITTAZ, J.P.D., 2001, *A&A*, **365**, L74
- [216] NOVIKOV, D.I., MELOTT, A.L., WILHITE, B.C., KAUFMAN, M., BURNS, J.O., MILLER, C.J., & BATUSKI, D.J., 1999, *MNRAS*, **304**, L5
- [217] O'DONOGHUE, A.Q., EILEK, J.A., & OWEN, F.N., 1990, *ApJS*, **72**, 75
- [218] OEGERLE, W.R., HILL, J.M., & FITCHETT, M.J., 1995, *AJ*, **110**, 32
- [219] OEGERLE, W.R., & HILL, J.M., 1994, *AJ*, **107**, 857
- [220] OEMLER, A., DRESSLER, A., & BUTCHER, H.R., 1997, *ApJ*, **474**, 561
- [221] OEMLER, A., 1974, *ApJ*, **194**, 1
- [222] OWEN, F.N., LEDLOW, M.J., KEEL, W.C., & MORRISON, G.E., 1999, *AJ*, **118**, 633
- [223] OWEN, F.N., LEDLOW, M.J., MORRISON, G.E., & HILL, J.M., 1997, *ApJL*, 488, L15
- [224] PEEBLES, P. J., E., 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Ewing, NJ: Princeton Univ. Press
- [225] PEREA, J., DEL OLMO, A., & MORALES, M., 1990, *A&A*, **237**, 319
- [226] PEREA, J., DEL OLMO, A., & MORALES, M., 1990, *Ap&SS*, **170**, 347P
- [227] PERES, C.B., FABIAN, A.C., EDGE, A.C., ALEEN, S.W., JOHNSTONE, R.M., & WHITE, D.A., 1998, *MNRAS*, **298**, 416
- [228] PINKNEY, J., BURNS, J.O., LEDLOW, M.J., GÓMEZ, P.L., & HILL, J.M., 2000, *AJ*, **120**, 2269
- [229] PINKNEY, J., ROETTIGER, K., BURNS, J.O., & BIRD, C.M., 1996, *ApJS*, **104**, 1P
- [230] PLIONIS, M., BENOIST, C., MAUROGORDATO, S., FERRARI, C., BASILAKOS, S., 2003, *ApJ*, sous-presse
- [231] PLIONIS, M., & BASILAKOS, S., 2002, *MNRAS*, **329**, L47
- [232] PLIONIS, M., 1994, *ApJS*, **95**, 401
- [233] POGGIANTI B.M., SMAIL, I., DRESSLER, A., COUCH, W.J., BARGER, A., BUTCHER, H., ELLIS, R.S., & OEMLER, A., 1999, *ApJ*, **518**, 576
- [234] POSTMAN, M., LUBIN, L.M., & OKE, J.B., 1998, *AJ*, **116**, 560
- [235] PRESS, W.H, TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T., & FLANNERY, B.P., 1992, *Numerical Recipes*, Cambridge: Cambridge University Press

- [236] PRESTAGE, R.M., & PEACOCK, J.A., 1988, *MNRAS*, **230**, 131
- [237] QUINTANA, H., CARRASCO, E.R., & REISENEGGER, A., 2000, *AJ*, **120**, 511
- [238] QUINTANA, H., RAMÍREZ, A., & WAY, M.J., 1996, *AJ*, **112**, 36
- [239] QUINTANA, H., & LAWRIE, D.G., 1982, *AJ*, **87**, 1
- [240] RAMELLA, M., GELLER, M.J., & HUCHRA, J.P., 1989, *ApJ*, **344**, 57
- [241] REPHAELI, Y., GRUBER, D., & BLANCO, P., 1999, *ApJL*, **511**, 21
- [242] RHEE, G., VAN HAARLEM, M.P., & KATGERT, P., 1992, *AJ*, **103**, 1721
- [243] RICHSTONE, D., LOEB, A., & TURNER, E.L., 2002, *ApJ*, **393**, 477
- [244] RICKER, P.M., & SARAZIN, C.L., 2001, *ApJ*, **561**, 621
- [245] ROETTIGER, K., BURNS, J.O., & STONE, J.M., 1999, *ApJ*, **518**, 603
- [246] ROETTIGER, K., STONE, J.M., & BURNS, J.O., 1999, *ApJ*, **518**, 594
- [247] ROETTIGER, K., LOKEN, C., & BURNS, J.O., 1997, *ApJS*, **109**, 307
- [248] ROETTIGER, K., BURNS, J.O., & LOKEN, C., 1996, *ApJ*, **473**, 651
- [249] ROOD, H.J., & SASTRY, G.N., 1971, *PASP*, **83**, 313
- [250] RÖTTGERING, H.J.A., WIERINGA, M.H., HUNSTEAD, R.W., & EKBERS, R.D., 1997, *MNRAS*, **290**, 577
- [251] SAKELLIU, I., & MERRIFIELD, M.R., 2000, *MNRAS*, **311**, 649
- [252] SARAZIN, C.L., 2002, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, edited by L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer, Dordrecht), pp. 1-38
- [253] SARAZIN, C.L., & KEMPNER, J., 2000, *ApJ*, **533**, 73
- [254] SARAZIN, C.L., & LIEU, R., 1998, *ApJL*, **494**, 177
- [255] SARAZIN, C.L., 1988, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press
- [256] SCHINDLER, S., & BÖHRINGER, H., 1993, *A&A*, **269**, 83S
- [257] SCHINDLER, S., & MÜLLER, E., 1993, *A&A*, **272**, 137S
- [258] SCHUECKER, P., & BÖHRINGER, H., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 43-48
- [259] SERNA, A., & GERBAL, D., 1996, *A&A*, **309**, 65
- [260] SIJBRING, D. 1993, *Ph.D. Thesis*, Groningen University
- [261] SLEE, O.B., ROY, A.L., MURGIA, M., ANDERNACH, H., EHLE, M., 2001, *AJ*, **122**, 1172
- [262] SMAIL, I., DRESSLER, A., COUCH, W.J., ELLIS, R.S., OEMLER, A., BUTCHER, H.R., & SHARPLES, R.M., 1997, *ApJS*, **110**, 213
- [263] SODRÉ, L., CAPELATO, H.V., STEINER, J.E., PROUST, D., & MAZURE, A., 1992, *MNRAS*, **259**, 233
- [264] STRUBLE, M.F., & ROOD, H.J., 1982, *AJ*, **87**, 7
- [265] SUN, M., MURRAY, S.S., MARKEVITCH, M., & VIKHLININ, A., 2001, *ApJ*, **565**, 867

- [266] TAMURA, T., KAASTRA, J.S., PETERSON, J.R., PAERELS, F.B.S., MITTASZ, J.P.D., TRUDOLYUBOV, S.P., STEWART, G., FABIAN, A.C., MUSHOTZKY, R.F., LUMB, D.H., & IKEBE, Y., 2001, *A&AL*, **365**, 87
- [267] TAKIZAWA, M., 1999, *ApJ*, **520**, 514
- [268] TOMITA, A., NAKAMURA, F.E., TAKATA, T., NAKANISHI, K., TAKEUCHI, T., OHTA, K., & YAMADA, T., 1996, *AJ*, **111**, 42
- [269] TONRY, J., & DAVIS, M., 1979, *AJ*, **84**, 1511
- [270] TORMEN, G., DIAFERIO, A., & SYER, D., 1998, *MNRAS*, **299**, 728
- [271] TUCKER, W., BLANCO, P., RAPPOPORT, S., DAVID, L., FABRICANT, D., FALCO, E.E., FORMAN, W., DRESSLER, A., & RAMELLA, M., 1998, *ApJL*, **496**, 5
- [272] UEDA, H., ITOH, M., & SUTO, Y., 1993, *ApJ*, **408**, 3
- [273] VANDAME, B., 2002 *New algorithms and technologies for the un-supervised reduction of Optical/IR images*, **4847**, 123, *Astronomical Data Analysis II*. Edited by Starck, Jean-Luc; Murtagh, Fionn D. Proceedings of the SPIE
- [274] VENTURI, T., BARDELLI, DALLACASA, D., BRUNETTI, G., GIACINTUCCI, S., HUNSTEAD, R.W., & MORGANTI, R., 2003, *A&A*, **402**, 913
- [275] VENTURI, T., BARDELLI, S., ZAMBELLI, G., MORGANTI, R., & HUNSTEAD, R.W., 2001, *MNRAS*, **324**, 1131
- [276] VENTURI, T., BARDELLI, S., MORGANTI, R., & HUNSTEAD, R.W., 2000, *MNRAS*, **314**, 594
- [277] VENTURI, T., BARDELLI, S., ZAMBELLI, G., MORGANTI, R., & HUNSTEAD, R., 1999, *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, edited by H. Böhringer, L. Feretti, & P. Schuecker, MPE Report 271, pp. 27-32
- [278] VENTURI, T., BARDELLI, S., MORGANTI, R., & HUNSTEAD, R.W., 1997, *MNRAS*, **285**, 898
- [279] VIKHLININ, A., MARKEVITCH, M., & MURRAY, S., 2001, *ApJ*, **551**, 160
- [280] VIKHLININ, A., MARKEVITCH, M., & MURRAY, S., 2001, *ApJL*, **549**, L47
- [281] WANG, Q.D., & ULMER, M.P., 1997, *MNRAS*, **292**, 920
- [282] WANG, Q.D., ULMER, M.P., & LAVERY, R.J., 1997, *MNRAS*, **288**, 702
- [283] WATANABE, M., YAMASHITA, K., FURUZAWA, A., KUNIEDA, H., TAWARA, Y., & HONDA, H., 1999, *ApJ*, **527**, 80
- [284] WEST. M.J., & BLAKESLEE, J.P., 2000, *ApJL*, **543**, 27
- [285] WEST. M.J., 1998, *A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices*, eds. A. Mazure, F. Casoli, F. Durret & D. Gerbal, Publ. World Scientific, 36
- [286] WEST. M.J., JONES, C., & FORMAN, W., 1995, *ApJL*, **451**, 5
- [287] WEST. M.J., 1994, *MNRAS*, **268**, 79
- [288] WEST. M.J., VILLUMSEN, J.V., & DEKEL, A., 1991, *ApJ*, **369**, 287
- [289] WEST. M.J., & BOTHUN, G.D., 1990, *ApJ*, **350**, 36
- [290] WHITE, S.D.M., 1997, *The Evolution of the Universe*, eds. G. Börner & S. Gottlöber, Publ. Wiley & Sons, New York, 227

- [291] WHITE, S.D.M., BRIEL, U.G., & HENRY, J.P., 1993, *MNRAS*, **261**, L8
- [292] WHITE, S.D.M., 1976, *MNRAS*, **177**, 717
- [293] YAHIL, A., & VIDAL, N.V., 1977, *ApJ*, **214**, 347
- [294] ZABLUDOFF, A.I., & FRANX, M, 1993, *AJ*, **106**, 1314
- [295] ZWICKY, F., HERZOG, E., WILD, P., KARPOWICZ, M, & KOWAL, C.T., 1961-1968, *Catalogues of Galaxies and Clusters of Galaxies*, **Vol. 1-6**, Pasadena: Caltech
- [296] ZWICKY, F., 1933, *Helv. Phys. Acta*, **6**, 110